



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14815-TDI/1257

**INVESTIGAÇÃO DO FLUXO DE MOMENTO DAS ONDAS DE
GRAVIDADE NA ALTA ATMOSFERA ATRAVÉS DA
AEROLUMINESCÊNCIA**

Fábio Augusto Vargas

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos
Drs. Delano Gobbi e Hisao Takahashi, aprovada em 30 de maio de 2007.

INPE
São José dos Campos
2008

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

550.3

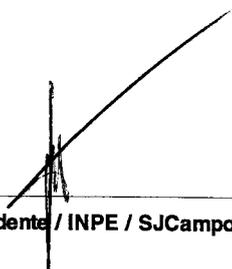
Vargas, F. A.

Investigação do fluxo de momento das ondas de gravidade na alta atmosfera através da aeroluminescência / Fábio Augusto Vargas. - São José dos Campos: INPE, 2007. 217 p. ; (INPE-14815-TDI/1257)

1. Aeronomia. 2. Alta atmosfera.
3. Aeroluminescência. 4. Ondas de gravidade.
5. Processamento de imagens. 6. Sensoriamento remoto.
7. CCD Câmeras. I. Título.

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

Dr. José Humberto Andrade Sobral



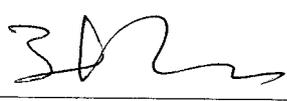
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Delano Gobbi



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Hisao Takahashi



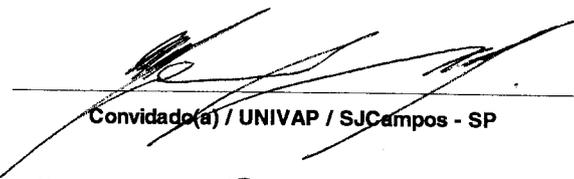
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Barclay Robert Clemesha



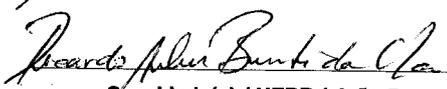
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Maurício José Alves Bolzam



Convidado(a) / UNIVAP / SJCampos - SP

Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa



Convidado(a) / UFPB / João Pessoa - PB

Aluno (a): **Fábio Augusto Vargas dos Santos**

São José dos Campos, 30 de Maio de 2007

"O saber é saber que nada se sabe. Esta é a definição do verdadeiro conhecimento."

CONFÚCIO

*A meus pais,
Antenor Cavaleiro dos Santos e
Rute Noemi dos Santos*

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq, pelo auxílio financeiro de três anos de bolsa de doutorado e pela concessão da bolsa para estágio no exterior.

À Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES, pelo auxílio em viagens para congressos nacionais e internacionais, e pelo suporte financeiro durante o primeiro ano de doutorado.

Aos meus orientadores, Dr. Delano Gobbi e Dr. Hisao Takahashi, pelas muitas horas de discussão e pelas valiosas sugestões, visando ao bom desenvolvimento deste trabalho.

Ao Dr. Gary R. Swenson e ao Dr. Alan Z. Liu, que foram excelentes mestres durante um ano de estágio na Universidade de Illinois em Urbana-Champaign, USA. Também à Dra. Jing Tang, que cedeu o seu conhecimento para que parte importante deste trabalho fosse realizada.

Ao Dr. Lourivaldo Mota Lima, da Universidade Estadual da Paraíba – UEPB, pela ajuda no processamento dos dados de vento.

A meus pais e irmãos, que mesmo sem entender, acreditarem na importância deste estudo.

À minha esposa, pelo amor e compreensão, mesmo em momentos difíceis.

RESUMO

Neste estudo, o fluxo de momento de ondas de gravidade propagando-se até a região MLT foi calculado através de imagens da aeroluminescência e de modelagem teórica. Imagens das emissões do $O(^1S)$ 5577, $O_2(0-1,b)$ e do OH NIR, obtidas em Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°W) e em São João do Cariri (7,4°S; 36,6°W), foram processadas a fim de estimar os parâmetros intrínsecos das ondas presentes nas imagens. Um modelo linear unidimensional para ondas de gravidade perturbando as camadas do $O(^1S)$, $O_2(0-1,b)$ e do OH foi desenvolvido com a intenção de obter relações entre a amplitude e fase das ondas de gravidade em múltiplas camadas de aeroluminescência, considerando diversos parâmetros intrínsecos e coeficientes de amortecimento. A resposta das camadas frente à perturbação por ondas foi obtida através do fator de cancelamento (CF), considerando a amplitude da onda na intensidade em função da amplitude na temperatura. O modelo mostrou que o centróide das camadas é deslocado em altura, e a espessura das camadas é afetada pela ação das ondas de gravidade. Também, o comprimento de onda vertical pode ser inferido se a fase relativa da onda em cada camada é conhecida, enquanto que o coeficiente de amortecimento pode ser inferido a partir da amplitude da onda em diferentes camadas. Para uma onda propagando-se verticalmente, a perturbação nas camadas superiores antecede a perturbação nas camadas inferiores pois a onda apresenta propagação descendente de fase. Os parâmetros modelados foram utilizados juntamente com imagens da aeroluminescência a fim de deduzir o fluxo de momento de ondas rápidas (alta frequência) presentes em múltiplas camadas. Os resultados desta análise revelaram que ondas dominantes perturbam em média a intensidade em 2,6-5%, e transportam fluxo de momento de 4,2-11,1 m^2s^{-2} . A convergência de fluxo de momento também foi estimada entre múltiplas camadas. A aceleração mais significativa devido às ondas de gravidade foi de 18 m/s/dia, imposta ao vento meridional em Cachoeira Paulista durante o período do inverno.

INVESTIGATION OF GRAVITY WAVE MOMENTUM FLUXES IN THE UPPER ATMOSPHERE DERIVED FROM AIRGLOW

ABSTRACT

In this study, momentum fluxes due to gravity wave propagation into the MLT region was calculated by using airglow image data and theoretical modeling. Airglow O(¹S) 557,7, O₂(0-1,b) and OH NIR images were obtained from Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°W) and São João do Cariri (7,4°S; 36,6°W) and processed for estimation of gravity wave intrinsic parameters. One-dimensional linear model of gravity waves perturbing O(¹S), O₂(0-1,b) and OH emissions was carried out in order to derive amplitude and phase relations among multiple airglow layers in response to gravity waves with various intrinsic parameters and damping rates. Airglow weighted responses to waves are related through a cancellation factor (CF) for both intensity and temperature wave-induced amplitudes. The model showed that the layer centroid is lower in altitude and its full-width-half-maximum thickness is thinner than the unperturbed layers due to the wave perturbation. The vertical wavelength of the wave can be estimated from the relative phase information from different airglow layers, while damping of waves can be estimated from amplitude information. For an upward vertically propagating wave, the perturbation in upper layers leads perturbations in lower layers because the wave has downward phase propagation. Modeled parameters and airglow images were used for deducing momentum of high frequency, fast waves in multiple emissions. The results showed that dominant gravity waves disturb the intensity in 2,6-5% and carry momentum flux of 4,2-11,1 m²s⁻². The momentum flux convergence between upper and lower airglow layers was also estimated. The strongest gravity wave forcing of 18 m/s/day was imposed to the meridional wind by gravity waves observed in Cachoeira Paulista during the winter time.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTAS DE SÍMBOLOS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CAPÍTULO 1	31
INTRODUÇÃO	31
1.1 Motivação	31
1.2 Objetivo principal	34
1.3 Estrutura da tese.....	35
CAPÍTULO 2	37
FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	37
2.1 Atmosfera Terrestre	37
2.2 Fotoquímica das emissões do oxigênio e da hidroxila	39
2.2.1 Emissão do O(¹ S) – 557,7 nm	40
2.2.2 Emissão do O ₂ (b) – Banda Atmosférica.....	41
2.2.3 Emissão do OH – Bandas de Meinel.....	42
2.3 Teoria linear das ondas de gravidade	44
2.3.1 Equações fundamentais	45
2.3.2 Solução das equações do movimento	48
2.3.3 Relações de dispersão e de polarização.....	51
2.3.4 Ondas internas e parâmetros de onda	55
2.3.5 Conceitos de fluxos de momento e de energia	59
2.3.6 Interação de ondas de gravidade com o fluxo básico	62
2.4 Revisão Bibliográfica	67
CAPÍTULO 3	75
INSTRUMENTAÇÃO E DADOS	75
3.1 Técnicas de observação	75
3.1.1 Sítios observacionais	76
3.2 Imageador CCD <i>all-sky</i>	79
3.3 Pré-processamento de imagens da aeroluminescência	82
3.3.1 Remoção de estrelas	84
3.3.2 Transformação de coordenadas	89
3.4 Radar meteórico.....	94
3.5 Dados de vento	96
3.5.1 Correção do desvio Doppler	101
3.5.2 Imagens TD	103
CAPÍTULO 4	107

MODELAGEM DAS CAMADAS DE AEROLUMINESCÊNCIA PERTURBADAS POR ONDAS DE GRAVIDADE	107
4.1 Descrição do modelo	107
4.2 Modelagem do fator de cancelamento.....	116
4.2.1 Simulação para λ_z e β constantes	116
4.2.2 Simulação para λ_z variável e β constante.....	121
4.2.3 Simulação para λ_z e β variáveis	125
4.2.4 Comparação com dados observacionais.....	128
4.3 Modelagem dos Fluxos de momento e de energia	129
CAPÍTULO 5.....	137
PARÂMETROS DE ONDAS ESTIMADOS ATRAVÉS DE IMAGENS DA AEROLUMINESCÊNCIA	137
5.1 Metodologia para a estimativa de parâmetros de ondas	137
5.1.1 Análise espectral.....	140
5.1.2 Obtenção dos parâmetros ondulatórios.....	142
5.2 Aplicação da metodologia para uma noite de observação.....	147
5.3 Estatística de ondas de gravidade	149
5.4 Direção de propagação	156
5.5 Detecção de ondas evanescentes	158
5.6 Dissipação de ondas de gravidade	161
CAPÍTULO 6.....	167
DISCUSSÃO	167
6.1 Modos dominantes de ondas de gravidade.....	167
6.2 Anisotropia do campo de ondas.....	174
6.3 Dissipação de ondas e convergência do fluxo de momento	181
6.4 Fator de Cancelamento	186
6.5 Comparação entre CF e o parâmetro η de Krassovsky.....	190
CAPÍTULO 7.....	195
CONCLUSÃO.....	195
7.1 Trabalhos futuros.....	202
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	205
APÊNDICE A	215
APÊNDICE B.....	217

LISTA DE FIGURAS

- 2.1 – A atmosfera da terra em relação à temperatura e densidade. Em (a) estão representadas as camadas atmosféricas do ponto de vista da temperatura. Em (b) é mostrado a variação da densidade atmosférica com a altura. Os perfis verticais foram obtidos do modelo MSIS00. 38
- 2.2 – Perfil da taxa de emissão volumétrica para as três camadas mesosféricas de aeroluminescência. Os perfis teóricos são representados pelas linhas tracejadas. As linhas contínuas, juntamente com as barras de erros, representam os perfis observados durante o experimento ETON..... 43
- 2.3 – Propriedades básicas de uma onda de gravidade verticalmente propagante, para $k > 0$, $m < 0$ e $\omega > 0$ 58
- 2.4 – Reflexão de ondas em um meio continuamente estratificado. A onda é refletida no nível de reflexão em z_r , onde $\omega = N$. As setas indicam a direção de propagação da energia. O movimento das partículas é paralelo às frentes de onda, que tornam-se mais e mais verticalmente orientadas à medida que a onda se aproxima de z_r 65
- 2.5 – Propagação vertical de um pacote de ondas em direção a um nível de absorção localizado em $z = z_c$, onde $\bar{u}(z) = c$. A direção de propagação da onda está alinhada com a direção do vento básico. O movimento das partículas é paralelo às cristas da onda, os quais são denotados pelas linhas retilíneas. O comprimento de onda vertical decresce à medida que o pacote se aproxima do nível de absorção. 66
- 3.1 – Localização geográfica dos sítios de observação no Brasil, onde foram adquiridos dados de luminescência atmosférica e dados de vento utilizados neste trabalho... 77
- 3.2 – Distribuição mensal de dados. Cada ponto no histograma representa o número acumulado de dias por mês numa dada localidade. Para uma dada localidade, o número de dias por mês representa a soma para todos os anos usados no estudo naquele mês. 78
- 3.3 – Ilustração artística de um imageador e alguns de seus componentes básicos, tais como o sistema óptico, a roda de filtros e o dispositivo CCD. 80
- 3.4 – Imagens tipicamente obtidas pelo imageador, mostrando modulações nas camadas emissoras devido a ondas de gravidade. (a) onda tipo banda (grande escala horizontal) na camada do OH observada em Cachoeira Paulista em 30/05/2000. (b) onda tipo *ripple* (pequena escala horizontal) observada em 11/03/1999 na emissão do oxigênio atômico. 81
- 3.5 – Comparação entre diferentes métodos de remoção de estrelas. (a) imagem original mostrando todo o campo de estrelas com um sinal ondulatório artificialmente adicionado à imagem. (b) remoção de estrelas utilizando o algoritmo convencional. (c) remoção de estrelas utilizando o algoritmo de detecção de bordas. 88
- 3.6 – Comparação dos métodos de remoção de estrelas como base no conteúdo espectral da imagem. 89
- 3.7 – Geometria do sistema de coordenadas curvilíneas da atmosfera utilizada para o mapeamento de imagens *all-sky*. 90

3.8 – (a) imagem original gerada em 19/01/99, mostrando a esfera celeste projetada no sistema de coordenadas do CCD. (b) imagem mapeada em coordenadas geográficas com extensão de 512x512 km.	91
3.9 – Função de distorção não-linear das lentes <i>all-sky</i> . A curva mostra que pixels mais afastados do zênite correspondem a uma maior extensão espacial devido à distorção espacial das imagens <i>all-sky</i>	92
3.10 – (a) Imagem sintética de uma onda plana monocromática de 50 km de comprimento de onda horizontal, com direção de propagação para leste, no sistema de coordenadas curvilíneas da atmosfera. (b) Imagem projetada no plano do CCD, mostrando a distorção espacial em imagens <i>all-sky</i>	93
3.11 – Representação esquemática do sistema de um radar meteorológico, utilizado para captar traços ionizados de meteoros que adentram a atmosfera terrestre.	95
3.12 – Fluxo de meteoros em Cachoeira Paulista. (a) Distribuição vertical de ocorrências de meteoros, em 14 de janeiro de 2002. (b) Taxa de ecos meteorológicos como uma função da fração do dia, referentes aos dias 13 e 14 de janeiro de 2002.	96
3.13 – Perfis verticais do vento zonal (topo) e do vento meridional (base) juntamente com os respectivos erros, observados em 13/07/99 em Cachoeira Paulista pelo radar meteorológico. Os dados foram processados considerando resolução espacial de 2 km e resolução temporal de 2 horas.	97
3.14 – Perfis verticais do desvio padrão da taxa de emissão volumétrica perturbada, utilizadas como função peso em nosso estudo.	99
3.15 – Vento zonal e meridional ponderado durante a noite de 13/07/99 para as camadas do OH, O ₂ e O(¹ S), respectivamente.	100
3.16 – Processo de correção do desvio Doppler devido ao vento básico atmosférico em imagens da aeroluminescência.	102
3.17 – Grupo de imagens TD obtidas em 13/07/99 às 22:33 LT. Diversas frentes de onda podem ser mais bem identificadas após a operação TD porque o contraste e o brilho das imagens originais são favorecidos.	103
3.18 – Razão entre amplitudes de onda observada em uma imagem TD e em uma imagem original como função do período intrínseco da onda. O período de amostragem utilizado para compor este gráfico foi de 2 minutos, que é representativo da emissão do OH.	105
4.1 – Atmosfera básica obtida a partir do modelo MSIS00. Os perfis verticais mostram a temperatura (linha contínua), o oxigênio atômico (linha ponto-tacejada), o oxigênio molecular (linha tracejada) e o nitrogênio molecular (linha pontilhada). Estas densidades numéricas foram calculadas para a latitude de 35°N para 21 de março de 1994 (00:00 LT), com baixa atividade solar e magnética.	114
4.2 – Camadas de aeroluminescência perturbadas por uma onda saturada ($\beta = 1$) de período de duas horas. Os painéis (a), (b) e (c) mostram as taxas volumétricas de emissão não-perturbadas (linhas coloridas contínuas espessas) para o OH, O ₂ e O(¹ S), respectivamente. As linhas afiladas sobrepostas representam perfis perturbados das taxas de emissão, calculadas a cada 15 graus de fase da onda durante um período. As linhas tracejadas representam os desvios padrão dos perfis perturbados de cada camada. Os painéis (d), (e) e (f) mostram a variação temporal da taxa de emissão volumétrica durante um ciclo da onda.	118

- 4.3 – Perturbação da taxa de emissão volumétrica do OH normalizada (ΔV) e as contribuições individuais do oxigênio atômico (ΔV_O), oxigênio molecular (ΔV_{O_2}) e temperatura (ΔV_T) ao perfil ΔV 120
- 4.4 – Fator de cancelamento para a intensidade CF_I (linhas espessas) e para a temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica CF_{T_m} (linhas afiladas). As linhas vermelhas, azuis e verdes correspondem às emissões do OH, do $O_2(b)$ e do $O(^1S)$, respectivamente. Foi assumida uma onda com período de 2 horas e constante coeficiente de amortecimento $\beta = 1$ para a confecção destas curvas.... 122
- 4.5 – (a) Razão entre amplitudes e (b) diferença de fase para a intensidade entre diferentes camadas de aeroluminescência. As linhas vermelhas, azuis e verdes representam as relações entre $O_2(b)$ -OH, $O(^1S)$ -OH e $O(^1S)$ - $O_2(b)$, respectivamente. Assumiu-se uma onda de gravidade com período de 2 horas e constante coeficiente de amortecimento $\beta = 1$ (onda saturada) para a confecção destas curvas. 124
- 4.6 – Fator de cancelamento para a intensidade, considerando variáveis o comprimento de onda vertical e o coeficiente de amortecimento para o (a) OH, (b) $O_2(b)$ e (c) $O(^1S)$, respectivamente. 126
- 4.7 – Acima: razão entre amplitudes entre as emissões do $O_2(b)$ -OH, (b) $O(^1S)$ -OH e (c) $O(^1S)$ - $O_2(b)$. Abaixo: diferença relativa de fase (em graus) para as emissões do (d) $O_2(b)$ -OH, (e) $O(^1S)$ -OH e (f) $O(^1S)$ - $O_2(b)$. As setas vermelhas nos gráficos (a) e (d) são parâmetros da onda G, extraído do trabalho de *Reisin e scheer* (1996). 127
- 4.8 – Fluxo de momento (acima) e convergência de fluxo de momento (abaixo). A amplitude relativa da onda na temperatura foi definida em 1%, enquanto que o comprimento de onda horizontal foi fixado em 60 km, fazendo o período variar no intervalo de 8,6 a 30 minutos. 132
- 4.9 – Mesmo que a Figura 4.8, mas para o fluxo de energia (acima) e para a convergência de fluxo de energia (abaixo). 133
- 4.10 – Fluxo de momento (acima) e convergência de fluxo de momento (abaixo) para ondas saturadas ($\beta = 1$). A amplitude relativa na amplitude foi definida em 1%. As linhas pontilhadas representam níveis de constante comprimento de onda vertical. 134
- 5.1 – Processo de confecção de keogramas a partir de imagens da aeroluminescência. São mostradas 3 imagens no centro da figura, adquiridas em momentos diferentes ao longo da noite de observação. O keograma sul-norte (acima) é composto pela coluna vertical de cada imagem, enquanto e a linha horizontal é usada para compor o keograma oeste-leste (abaixo). O zênite pertence a ambos os keogramas. 139
- 5.2 – (a) quadrado da magnitude (em escala logarítmica) e (b) fase do periodograma cruzado, para um grupo de imagens do OH apresentado na Figura 3.17. 141
- 5.3 – Periodograma cruzado da Figura 5.2 com a área associada à onda dominante selecionada (em escala logarítmica). 142
- 5.4 – Parâmetros de onda calculados para a noite de 13/07/1999 em Cachoeira Paulista para a emissão do OH. Os valores médios característicos da noite estão indicados no quadro central. F_{zon} e F_{mer} se referem ao fluxo de momento médio na direção zonal e meridional, respectivamente. 148

5.5 – Parâmetros intrínsecos das ondas observados em três camadas de emissão em Cachoeira Paulista, envolvendo quatro anos de dados. Histogramas do comprimento de onda horizontal, comprimento de onda vertical, período e velocidade de fase horizontal estão mostrados.....	150
5.6 – Mesmos histogramas que na Figura 5.5, mas mostrando os parâmetros intrínsecos de onda observados em São João do Cariri, envolvendo dois anos de dados.....	151
5.7 – Histogramas do fluxo de momento e das amplitudes de perturbação em intensidade A_T e temperatura A_T (via fator de cancelamento), calculados para Cachoeira Paulista para dados de quatro anos.....	153
5.8 – Histogramas do fluxo de momento e das amplitudes de perturbação em intensidade e temperatura, calculados para São João do Cariri, para dados de dois anos.....	154
5.9 – Direção de propagação de ondas de gravidade em Cachoeira Paulista. São mostrados histogramas angulares para os solstícios de dezembro e de junho e para os equinócios, em três camadas de aeroluminescência. O topo de cada gráfico está alinhado com o norte geográfico, enquanto que o lado direito indica o leste.	157
5.10 – Direção de propagação de ondas de gravidade observadas períodos em São João do Cariri para três camadas de aeroluminescência. Não foram observados dados suficientes para compor o histograma de solstício de junho para a camada do O ₂ neste sítio de observação.	158
5.11 – Ondas evanescentes observadas em imagens de aeroluminescência em Cachoeira Paulista e São João do Cariri. Os círculos pretos indicam ondas propagantes, enquanto que os círculos vermelhos se referem às ondas evanescentes.....	160
5.12 – Estrutura vertical de uma onda verticalmente propagante apresentando diferentes características de amortecimento. (a) onda livremente propagante ($\beta=0$), amplificando sua amplitude segundo o fator $\exp[z/2H]$, onde z é a altitude e H a escala de altura. (b) onda saturada ($\beta=0$) que não varia sua amplitude com a altura. (c) onda superamortecida, que apresenta um rápido decréscimo da amplitude com a altura.	162
5.13 – Obtenção de séries espaciais associadas a ondas de gravidade a partir de imagens de 3 emissões, adquiridas quase-simultaneamente em 30/06/2000 em Cachoeira Paulista. <u>Acima</u> : imagens do OH, O ₂ e O(¹ S), apresentadas sem qualquer filtragem espacial. <u>Abaixo</u> : as mesmas imagens submetidas ao filtro espacial <i>Butterworth</i> passa-banda, com frequências de corte de (1/100) km ⁻¹ e (1/10) km ⁻¹ , respectivamente.	163
5.14 – Processo de análise das séries ondulatórias obtidas a partir das imagens da Figura 5.10. (a) série espacial mostrando a perturbação da intensidade devido à onda nas três emissões; (b) periodograma da amplitude obtida pela análise harmônica de cada série; (c) amplitude do espectro cruzado para a identificação de picos proeminentes em duas emissões; (d) fase do espectro cruzado, mostrando a diferença de fase da onda entre diferentes alturas.	164
6.1 – Curvas teóricas modeladas para o fluxo de momento, juntamente com ondas de gravidade observadas em Cachoeira Paulista e São João do Cariri. Os eventos ondulatórios são representados pelos círculos. As curvas pontilhadas representam	

isolinhas de mesmo λ_z , enquanto que as linhas solidas representam isolinhas de fluxo de momento. Ondas incluídas nestes gráficos perturbaram a temperatura em 1%.....	173
6.2 – Vento horizontal básico (média zonal) sobre Cachoeira Paulista (acima) e sobre São João do Cariri (abaixo), calculado através do Hedin Wind Model, HWM93 (Hedin <i>et al.</i> , 1991) para condições de baixa atividade solar e magnética.....	175
6.3 – Distribuição de relâmpagos sobre a América do Sul durante o inverno de 1999, 2000, 2004 e 2005, detectados pelo sensor LIS (<i>Lightning Imaging Sensor</i>) a bordo do satélite TRMM (<i>Tropical Rainfall Measuring Mission</i>).	180
6.4 – Representação esquemática do processo de dissipação de uma onda de gravidade e como calcular a deposição de fluxo de momento na atmosfera. Na camada abaixo, a onda tem amplitude maior e maior fluxo de momento. Na camada acima, a onda sofreu dissipação e teve sua amplitude reduzida. O forçante líquido na atmosfera, devido à dissipação da onda, é calculado pela diferença entre o fluxo de momento na camada superior e na camada inferior.	182
6.5 – Perfis verticais da taxa de emissão volumétrica do OH(8,6) obtidos por inversão tomográfica de dados do satélite SABER/TIMED. Os perfis foram obtidos para latitudes médias durante o verão do hemisfério norte. As linhas azuis representam os perfis obtidos, enquanto que a curva vermelha e a linha tracejada representam a média e o desvio padrão como respeito à média, respectivamente.	188
6.6 – Módulo e fase do parâmetro η de Krassovsky em função do comprimento de onda vertical modelados para comparação com o fator de cancelamento. A linha vermelha indica a emissão do OH, a linha azul o O ₂ , enquanto a linha verde indica a emissão do O(¹ S).	193

LISTA DE TABELAS

3.1 – Características dos filtros de interferência presentes nos imageadores utilizados neste estudo, tempos de integração das imagens e taxas de amostragens para de cada emissão da aeroluminescência.	82
4.1 – Valores calculados dos centróides e das espessuras (FWHM) para perfis não-perturbados e desvios padrão das taxas volumétricas de emissão.....	119
4.2 – Coeficientes e erros associados à função de ajuste do CF_1 para as emissões do OH, $O_2(b)$ e $O(^1S)$	123
5.1 – Valores médios dos parâmetros intrínsecos de ondas observadas em Cachoeira Paulista (CP) e São João do Cariri (CA).	152
5.2 – Valores médios do fluxo de momento (F_M) e das amplitudes em intensidade (A_I) e temperatura (A_T) de ondas observadas em Cachoeira Paulista (CP) e São João do Cariri (CA).....	155
5.3 – Mesmo que a Tabela 5.2, mas para valores de fluxo de momento maior do que $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$	155
6.1 – Fluxo de momento médio zonal e meridional para medidas em Cachoeira Paulista e São João do Cariri para as emissões do OH e $O(^1S)$. A convergência do fluxo de momento entre as camadas também foi calculada para mostrar a aceleração imposta na atmosfera local pelas ondas de gravidade em ambos os sítios observacionais.	183
A.1 – Amplitude de ondas de gravidade em diferentes camadas de aeroluminescência. Estão indicados as camadas de emissão, o comprimento de onda horizontal, a amplitude, a diferença de fase da onda em diferentes emissões e valor de β , entre outros parâmetros. O índice i indica uma camada inferior em altura, enquanto j indica uma camada superior.	215

LISTA DE SÍMBOLOS

$*'$	- Estado “*” perturbado por ondas
$\bar{*}$	Estado “*” não-perturbado
$[*]$	- Densidade numérica de “*”
x	- Direção zonal (leste-oeste; positivo para leste)
y	- Direção meridional (norte-sul; positivo para norte)
z	- Direção vertical (positivo para cima); Altura
z_r	- Nível de referência; Nível de reflexão
z_c	- Nível de absorção
z_i	- Nível médio entre os centróides de duas camadas de emissão
t	- Tempo
δt	- Resolução temporal; período de amostragem; Intervalo de tempo
δz	- Deslocamento vertical infinitesimal
Δz	- Deslocamento vertical finito
δs	- Resolução espacial de cada pixel numa imagem CCD
δp	- Deslocamento circular necessário para correção do desvio Doppler
δL	- Distância que uma onda viaja dentro do intervalo δt
$\mathbf{v} = (u, v, w)$	- Vetor velocidade do vento
u	- Componente zonal do vento
v	- Componente meridional do vento
w	- Componente vertical do vento
T	- Temperatura cinética
T_m	- Temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica
ρ	- Densidade
p	- Pressão
N	- Frequência de Brünt-Väisälä; Número de estrelas numa imagem
τ_b	- Período de Brünt-Väisälä
c_v	- Calor específico a volume constante
c_p	- Calor específico a pressão constante
γ	- Razão entre os calores específicos c_p e c_v

$\mathbf{k} = (k_h, m)$	- Vetor número de onda
m	- Número de onda vertical
k	- Número de onda zonal
l	- Número de onda meridional
$k_h = \sqrt{k^2 + l^2}$	- Número de onda horizontal
λ_z	- Comprimento de onda vertical
λ_x	- Comprimento de onda zonal
λ_y	- Comprimento de onda meridional
λ_h	- Comprimento de onda horizontal
λ_{min}	- Comprimento de onda mínimo
λ_{nyq}	- Comprimento de onda de Nyquist
A_{max}	- Perturbação máxima das ondas
A	- Magnitude relativa de ondas de gravidade
A_{TD}	- Magnitude de ondas em imagens TD
ξ	- Limite de detecção de ondas de gravidade
ω	- Freqüência intrínseca da onda (rad/s)
τ_i	- Período intrínseco da onda
ω_o	- Freqüência observada da onda (rad/s)
c	- Velocidade de fase observada da onda
c_i	- Velocidade de fase intrínseca da onda
c_{ih}	- Velocidade de fase intrínseca horizontal
c_{iz}	- Velocidade de fase intrínseca vertical
$\mathbf{c}_g = (c_{gh}, c_{gz})$	- Vetor velocidade de grupo da onda
c_{gh}	- Velocidade de grupo horizontal
c_{gz}	- Velocidade de grupo vertical
c_s	- Velocidade do som
β	- Coeficiente de amortecimento da onda
$f = 2\Omega \sin \phi$	- Freqüência inercial (termo de coriolis)
Ω	- Freqüência angular terrestre
ϕ	- Latitude; Fase inicial da onda em temperatura ou intensidade
ζ	- Ângulo zenital ($\zeta = 0$ no zênite local)

θ	- Ângulo de azimute
$\delta\theta$	- Deslocamento de fase; Diferença de fase
ψ	- Ângulo entre o ponto de observação, zênite e centro da terra
R	- Constante universal dos gases; Região finita numa imagem <i>all-sky</i>
M	- Número de pontos discretos em R
g	- Aceleração da gravidade; <i>Point spread function</i> ; Func. de transform.
G	- Transformada de Fourier de g (<i>point spread function</i>)
H	- Altura de escala atmosférica (gás majoritário)
$\alpha = 1/2H$	- Fator de decréscimo exponencial da amplitude das ondas
D	- Altura de altura do oxigênio atômico
r	- Componente radial do sistema polar de coordenadas
r_e	- Raio terrestre
r_c	- Componente radial do sistema polar do CCD
W_B	- Largura do CCD (em pixels)
σ	- Campo de visão angular das lentes CCD; Desvio padrão
$B(i, j)$	- Imagem CCD ordinária; Imagem CCD sintética
i	- Índice de pixel numa imagem (direção x); Parte imaginária
j	- Índice de pixel numa imagem (direção y)
I	- Intensidade; radiancia integrada; Espectro de potência
J	- Transformada de Fourier de uma imagem; Taxa de aquecimento
ε	- Taxa de emissão volumétrica
ε^σ	- Perfil vertical de desvio padrão da taxa de emissão volumétrica
F_M	- Fluxo de momento por unidade de volume
F_{zon}	- Fluxo de momento na direção zonal
F_{mer}	- Fluxo de momento na direção meridional
F_E	- Fluxo de energia por unidade de volume
\mathbf{F}_r	- Forças viscosas
CF	- Fator de Cancelamento

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CCD	- Coupled Charge Device
FWHM	- Full Width at Half Maximum
GCM	- Global Circulation Model
LIDAR	- Light Detection and Ranging
MLT	- Mesosphere Lower Thermosphere
MST	- Mesosphere and Stratosphere
MU	- Mesosphere and Upper Atmosphere
VER	- Volume Emission Rate
FOV	- Field Of View
TD	- Time Difference

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A atmosfera terrestre é um imenso laboratório no qual processos físico-químicos diversos podem ser observados simultaneamente. Em geral, estes fenômenos estão acoplados com processos radiativos associados à atividade solar, que aquece diferencialmente toda a atmosfera. Este meio gasoso é propício à propagação de ondas atmosféricas, geradas frequentemente na baixa atmosfera por fenômenos inerentes ao clima. O balanço de forças na atmosfera permite que diferentes tipos de onda sejam transmitidos através do meio, o que é ainda mais favorecido por uma atmosfera estavelmente estratificada e com uma estrutura térmica básica bem definida.

Ondas de gravidade atmosféricas tem sido assunto de intensa investigação científica, devido aos seus incontáveis efeitos e a sua reconhecida importância para a circulação, estrutura e variabilidade atmosférica (*Holton*, 1982 e 1983; *McLandress*, 1998; *Fritts e Alexander*, 2003). A maior influência destas ondas acontece na média atmosfera, entre 10–110 km de altura, devido ao decréscimo da densidade e do aumento da amplitude destas ondas com a altitude. Estudos teóricos, numéricos e observacionais têm avançado nesta área no sentido de especificar precisamente as prováveis fontes de ondas de gravidade e suas características de propagação, e a evolução do seu espectro com a altura em face da variabilidade dinâmica e térmica da atmosfera (*Fritts*, 1984).

1.1 Motivação

Nas últimas décadas, têm-se revelado a influência das ondas de gravidade sobre a circulação de larga-escala, a estrutura térmica e os constituintes da média atmosfera (*Holton*, 1983). Progressos observacionais melhoraram o entendimento e levaram ao desenvolvimento de parametrizações dos efeitos destas ondas, possibilitando descrições mais confiáveis do seu forçante em modelos de circulação global (GCM). Ondas de gravidade de pequenas escalas horizontais têm implicações importantes nestes modelos,

pois as estruturas espaciais para o vento e para a temperatura previstas serão incompatíveis com a observação se estas ondas não forem adequadamente consideradas. Além disso, o transporte de constituintes minoritários, tal como o ozônio, depende da circulação meridional residual, o que é controlado pela força de arraste exercida por oscilações de pequena e grande escala (*Nastron et al.*, 1982). Neste sentido, é essencial considerar os efeitos das ondas de gravidade na média atmosfera para obter-se simulações climáticas realistas (*McLandress*, 1998).

As fontes das ondas de gravidade na baixa atmosfera refletem uma significativa variabilidade espaço-temporal de processos meteorológicos ordinários. Estas fontes incluem processos convectivos, os efeitos orográficos e o cisalhamento de ventos, que geram ondas de gravidade com escalas espaciais e temporais que são associadas às características das próprias fontes, e os processos de excitação de ondas pode ser visto como uma resposta linear a um fenômeno reconhecidamente não-linear. A amplitude e as características destas ondas são moduladas pelo campo de vento e temperatura, através dos quais elas se propagam. Esta variabilidade parece ser mais severa para ondas com escalas espaciais e temporais relativamente pequenas, que estão associadas ao transporte da maior parte do fluxo de momento e de energia através da média atmosfera (*Fritts e Alexander*, 2003; *Fritts e Vadas*, 2006).

É geralmente aceito que as ondas de gravidade são em sua maioria provenientes da baixa atmosfera. Elas se propagam até a mesosfera, onde atingem amplitudes significativas, tornando-se instáveis e sofrendo quebra. Estas ondas podem também sofrer atenuação ao longo de sua trajetória, devido a processos físicos tais como a viscosidade molecular, condutividade térmica e arraste iônico, que agem no sentido de limitar a amplitude da onda. Na média atmosfera o mecanismo principal de dissipação de ondas é a turbulência no regime de pequenas escalas. A turbulência é gerada como o resultado da quebra de ondas por meio de instabilidades não-lineares, que causa uma rápida e irreversível deformação do contorno da onda. Por meio da turbulência, ocorre então a transferência de energia e momento da onda para o meio atmosférico (*Fritts et al.*, 2002; *Yamada et al.*, 2001). O processo de quebra de ondas pode gerar ondas propagantes de escalas menores, que são potencialmente propícias a atingir altitudes

ainda mais elevadas. A parcela correspondente de ondas de gravidade geradas na troposfera e aquelas geradas *in-situ* nas proximidades da mesosfera é uma questão ainda aberta que requer atenção por parte da comunidade científica.

As marés atmosféricas podem gerar gradientes verticais no vento horizontal que levam as instabilidades dinâmicas, que também induzem a quebra de ondas de gravidade na atmosfera. O forçante devido a ondas de gravidade na média atmosfera limita os jatos mesosféricos, induz um movimento meridional significativo e inverte o gradiente meridional de temperatura na mesopausa, o que é inesperado em face aos processos radiativos na região da mesosfera e baixa termosfera (80-100 km) (Andrews, 1987; Salby, 1996). A transferência de fluxo de momento caracteriza uma forma pela qual a onda interage e modifica o meio por onde se propaga. A contrapartida deste processo acontece quando a onda se propaga por um meio atmosférico variável, que age no sentido de desviá-la de sua trajetória ascendente original. Eventualmente, a onda se aproxima de níveis críticos, onde sofre reflexão ou é totalmente absorvida, fazendo com que a onda não atinja as camadas superiores da atmosfera.

A maior parte de fluxo de momento transportado até a mesosfera é devido a ondas de gravidade de curto período (Fritts e Vincent, 1987). Estas ondas proeminentes apresentam escalas espaciais relativamente pequenas, e são freqüentemente observadas por técnicas de sensoriamento remoto de solo, que utilizam a aeroluminescência atmosférica como um traçador natural da sua dinâmica.

Medidas de imageadores CCD *all-sky*, combinados com dados de vento obtidos por radares têm sido utilizadas para sondar estas ondas num regime de observação regular, de tal maneira que é possível caracterizar muitos fenômenos mesosféricos associados à elas com detalhes suficientes para testar os modelos teóricos existentes. Enquanto parte destes fenômenos tem sido caracterizada adequadamente, a dissipação de ondas de gravidade, a quantificação do seu fluxo de momento e a estimativa do seu forçante na atmosfera em termos da variabilidade das camadas aeroluminescência ainda necessitam de investigação, e por isso serão discutidos amplamente ao longo deste trabalho.

1.2 Objetivo principal

O objetivo deste trabalho é quantificar a influência das ondas de gravidade na atmosfera através da determinação do fluxo de momento inferido a partir da observação de ondas em imagens das emissões mesosféricas da aeroluminescência. Isto é possível porque, à medida que as ondas de gravidade se propagam, elas induzem modulações na densidade e na temperatura que, por sua vez, afetam as reações fotoquímicas que produzem a aeroluminescência através da modulação da concentração dos constituintes atmosféricos envolvidos nos processos fotoquímicos que dão origem às camadas de emissão. Isto permite que, ao passarem através destas camadas emissoras, as ondas de gravidade sejam identificadas e quantificadas a partir do imageamento.

Uma parte importante deste trabalho consiste em determinar uma relação analítica para a resposta das camadas de aeroluminescência frente às perturbações causadas pelas ondas de gravidade, fornecendo uma perspectiva teórica do fluxo transportado por ondas idealizadas. Relações de fase e amplitude foram obtidas através da modelagem, considerando ondas de diferentes escalas e características de amortecimento, perturbando as camadas de emissão. A convergência do fluxo de momento é obtida por meio da modelagem a partir do fluxo de momento devido a ondas perturbando simultaneamente diferentes camadas de aeroluminescência.

Na segunda parte deste trabalho, os resultados teóricos são aplicados às ondas observadas em imagens das camadas de aeroluminescência, com o objetivo de determinar o fluxo de momento e de energia associados a estas oscilações. O impacto local destas ondas sobre dois sítios observacionais no território brasileiro (Cachoeira Paulista e São João do Cariri) é avaliado em termos da convergência do fluxo de momento e de energia, relacionados às ondas de gravidade em processo de dissipação de energia. Uma análise estatística dos parâmetros de ondas de gravidade identificadas nas imagens de aeroluminescência é realizada com o intuito de evidenciar os modos dominantes de ondas sobre os dois sítios observacionais, bem como mostrar a possível correlação da variabilidade de ondas de gravidade com a estrutura dinâmica da média

atmosfera em termos dos ventos zonais e meridionais, predominantes nos respectivos sítios observacionais.

1.3 Estrutura da tese

Esta tese está organizada como segue:

- Capítulo 2: aborda a teoria linear das ondas de gravidade e os processos fotoquímicos responsáveis pela formação das camadas de aeroluminescência. Discute-se, também, o regime de propagação das ondas de gravidade em um meio termicamente estratificado e dinamicamente estruturado. Trabalhos recentes, envolvendo a estimativa do fluxo de momento e o impacto de ondas de gravidade no escoamento básico da atmosfera, são sintetizados no final deste capítulo.
- Capítulo 3: São apresentados os equipamentos e os dados utilizados neste estudo para a estimativa das características de ondas de gravidade. Uma ampla discussão sobre processamento de imagens de aeroluminescência é efetuada, indicando como as imagens são preparadas para a obtenção dos parâmetros dinâmicos das ondas.
- Capítulo 4: a modelagem teórica das camadas de aeroluminescência perturbadas por ondas é realizada, de onde relações entre a intensidade da aeroluminescência e a temperatura perturbada são obtidas em termos da amplitude, comprimento de onda vertical e horizontal e grau de amortecimento. Valores esperados do fluxo de momento e de energia são também modelados neste capítulo, juntamente com a potencial influência de ondas no meio atmosférico em termos da convergência do fluxo de momento e de energia.
- Capítulo 5: aplicam-se os resultados da modelagem teórica em uma ampla base de dados, objetivando a estimativa do fluxo de momento e de energia de ondas, identificadas em imagens da aeroluminescência por meio da análise espectral. A estatística das ondas identificadas através deste processo é apresentada, seguido

de um método de estimativa do coeficiente de amortecimento médio de ondas em processo de dissipação.

- Capítulo 6: é realizada uma ampla discussão em torno dos resultados obtidos em comparação com trabalhos publicados recentemente.
- Capítulo 7: são apresentadas as principais conclusões desta tese, juntamente com tópicos para investigações futuras.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Uma discussão a respeito da atmosfera terrestre sob o ponto de vista da sua estrutura térmica e composição são alguns dos tópicos abordados neste capítulo. Na seção 2.2 os processos responsáveis pela formação das camadas de aeroluminescência presentes na região da mesopausa são apresentados, bem como os seus respectivos perfis verticais da taxa de emissão volumétrica, tanto teórico como observacional. Na seção 2.3 a teoria linear das ondas de gravidade é introduzida. O conjunto de equações que governam a dinâmica destas ondas, juntamente com as definições de fluxo de momento e de energia são abordados conjuntamente. O conceito de níveis de absorção e níveis de reflexão são também discutidos porque podem afetar a propagação vertical de ondas de gravidade e são relevantes para a interpretação dos resultados finais obtidos neste trabalho. Uma síntese de alguns dos principais resultados publicados na literatura a respeito de fluxo de momento e energia, dentre outros, são dados na seção 2.4.

2.1 Atmosfera Terrestre

A atmosfera terrestre, do ponto de vista da sua estrutura térmica, pode ser dividida em diferentes camadas. Para melhor ilustrar esta característica, estão mostrados na Figura 2.1(a) a variação em altura da temperatura desde o solo até 120 km, calculado para latitude de 23°S a partir do modelo de atmosfera neutra MSIS00 (*Picone et al.*, 2002). Segundo o perfil de temperatura, camadas atmosféricas podem ser definidas quando o gradiente vertical dT/dz muda de sinal. A troposfera compreende a região desde o solo até ~18 km (dependendo da latitude), onde está a tropopausa, que é a região de transição entre troposfera e estratosfera. Na estratosfera, o gradiente térmico é positivo devido à absorção de radiação solar ultravioleta pelas moléculas de ozônio, que abundam esta região. O gradiente térmico volta a se inverter em torno de 40 km definindo, desta forma, a região denominada de estratopausa.

A mesosfera compreende a faixa que vai da estratopausa até ~90 km de altura, onde está localizada a região mais fria de toda a atmosfera (mesopausa). A temperatura nesta região, dependendo da estação do ano, pode ser tão baixa quanto 150 K. Em geral, a mesopausa polar de verão é a região mais fria de todo o planeta. A termosfera vem a seguir, onde a temperatura continua a crescer devido ao aumento da absorção da radiação solar pelo oxigênio atômico residual acima da mesopausa. Eventualmente a temperatura termosférica se torna constante com a altitude, assumindo valores de mais de 1000 K, dependendo da atividade solar, o que a torna a região mais quente de toda a atmosfera (Hargreaves, 1992).

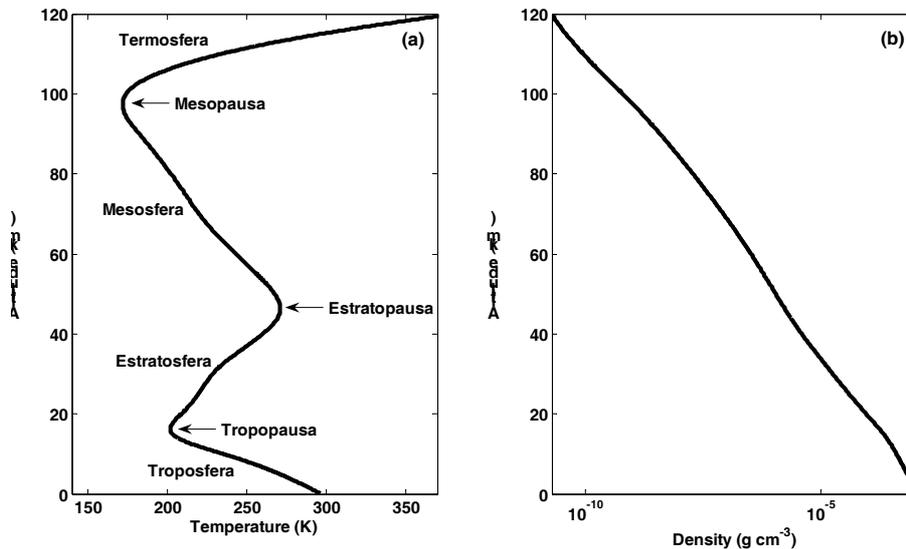


FIGURA 2.1 – A atmosfera da terra em relação à temperatura e densidade. Em (a) estão representadas as camadas atmosféricas do ponto de vista da temperatura. Em (b) é mostrada a variação da densidade atmosférica com a altura. Os perfis verticais foram obtidos do modelo MSIS00.

A densidade atmosférica ρ está apresentada na Figura 2.1(b), mostrando claramente a estratificação de massa da atmosfera devido à sua compressibilidade. O decréscimo de ρ com a altura reflete o equilíbrio hidrostático da atmosfera na direção vertical. A densidade decai proporcionalmente a $\exp[-z/H]$, onde z é a altura e H é a escala de

altura, que assume valores de ~6–7 km na média atmosfera (Goody e Walker, 1975). A atmosfera é formada basicamente de nitrogênio e oxigênio moleculares, que respondem por 99% da composição atmosférica abaixo dos 100 km de altura. Gases traços, como o vapor d'água na troposfera, o ozônio na região da estratopausa e o oxigênio atômico na região da mesosfera superior, são também importantes abaixo dos 100 km porque absorvem radiação solar e contribuem para a estrutura térmica nestas regiões atmosféricas.

2.2 Fotoquímica das emissões do oxigênio e da hidroxila

Na região da mesosfera e baixa termosfera (MLT), situada entre 80–100 km, estão localizadas as camadas de aeroluminescência. Elas são geradas por reações fotoquímicas envolvendo átomos e moléculas excitadas em níveis metaestáveis de energia, que são capazes de emitir radiação de maneira contínua numa ampla faixa de comprimentos de onda, compreendendo o intervalo do infravermelho próximo ao ultravioleta.

Algumas das principais camadas observadas na região MLT dizem respeito às emissões do oxigênio atômico $O(^1S)$ (a linha verde do oxigênio), a emissão da banda atmosférica do oxigênio molecular $O_2(b)$ (banda atmosférica), e as bandas de Meinel do radical hidroxila OH. As emissões da linha vermelha do oxigênio atômico na ionosfera (em torno de 250 km de altura) e a do sódio mesosférico também se destacam, mas não serão tratadas neste trabalho.

O monitoramento das camadas de aeroluminescência é uma técnica bastante poderosa para identificar ondas de gravidade na região MLT. As variações espaço-temporais da taxa de emissão volumétrica detectadas por equipamentos óptico-eletrônicos mostram que as camadas de emissão atuam como traçadoras naturais da dinâmica destas ondas, que se propagam a partir da baixa atmosfera, onde são provavelmente geradas por efeitos de topografia e/ou convecção. As ondas de gravidade modulam as camadas de aeroluminescência, impondo flutuações nos campos de densidade, pressão, temperatura e ventos. Como serão discutidas ao longo deste trabalho, as flutuações das camadas de aeroluminescência podem ser modeladas analiticamente, de forma a mostrar como estas

emissões respondem às ondas de gravidade, através da determinação de parâmetros de ondas, diferenças relativas de fase entre temperatura e intensidade, dentre outras possíveis variáveis (por exemplo, fatores de polarização, fluxos de momento e de energia, etc.).

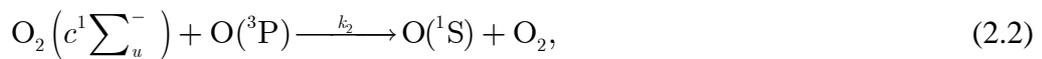
2.2.1 Emissão do O(¹S) – 557,7 nm

A camada do oxigênio atômico, excitado no nível eletrônico ¹S, é responsável pela emissão da linha verde ($\lambda=557,7$ nm). Esta camada de emissão está localizada na mesosfera numa altura média de 96 km. Segundo medidas extensivas baseadas em sondagens por foguetes (*McDade et al.*, 1986; *Melo et al.*, 1997), esta camada apresenta uma espessura média de 8 km e taxa de emissão integrada de ~200 R (1 R=1 Rayleigh= 10^6 fótons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ /coluna).

O esquema fotoquímico mais aceito para determinar a concentração do O(¹S) é o mecanismo de Barth (*Barth*, 1961). Este processo ocorre em duas etapas, envolvendo primeiro a recombinação do oxigênio através de uma reação de três corpos, ou seja:



seguida pela desativação energética do precursor $\text{O}_2 \left(c^1 \sum_u^- \right)$ com o oxigênio atômico no estado fundamental:



gerando por fim o estado excitado O(¹S). Para completar a reação, os processos de perda do O(¹S) pela colisão com o O, O₂ e N₂ mesosféricos devem ser considerados, bem como a reação de relaxamento radiativo do O(¹S), que libera o excesso seu de energia. Este conjunto de equações químicas leva a expressão para a taxa de emissão volumétrica para o O(¹S), dada em unidades de fótons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ (*McDade et al.*, 1986):

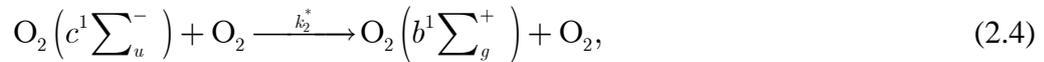
$$\varepsilon_{\text{O}({}^1\text{S})} = \frac{A_5 k_1 [\text{O}]^3 ([\text{O}_2] + [\text{N}_2])}{(A_6 + k_5 [\text{O}_2]) (15[\text{O}_2] + 211[\text{O}])} \quad (2.3)$$

onde $k_1 = 4.7 \times 10^{-33} (300/T)^2 \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ é o coeficiente cinético da reação de recombinação de três corpos, $k_5 = 4.0 \times 10^{-12} \exp(-865/T) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ é o coeficiente de desativação colisional do $O(^1S)$ pelo O_2 , $A_5 = 1,18 \text{ s}^{-1}$ é o coeficiente de Einstein e representa a probabilidade de transição entre os estados 1S para o 1D , e $A_6 = 1,35 \text{ s}^{-1}$ é o inverso do tempo de vida radiativa do $O(^1S)$. [*] representam as densidades numéricas.

Alguns dos coeficientes cinéticos de reação dependem da temperatura. Como as ondas de gravidade causam flutuações na temperatura, a taxa de emissão volumétrica também experimenta flutuações através dos coeficientes cinéticos de reação.

2.2.2 Emissão do $O_2(b)$ – Banda Atmosférica

A taxa de emissão volumétrica para a banda atmosférica do $O_2(0-1)$ é determinada considerando-se também um mecanismo em duas etapas, como apresentado anteriormente. No entanto, desta vez o precursor $O_2(c^1 \sum_u^-)$, originado pela reação de três corpos, reage com o oxigênio molecular no estado neutro:



gerando a banda atmosférica $O_2(b^1 \sum_g^+)$. Levando também em conta que o oxigênio molecular excitado sofre perdas por colisões com os outros constituintes atmosféricos dominantes na mesosfera, a taxa de emissão volumétrica para esta molécula será dada por (McDade *et al.*, 1986):

$$\varepsilon_{O_2} = \frac{A_1 k_1 [O]^2 [O_2] ([O_2] + [N_2])}{(A_2 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2]) (7.5 [O_2] + 33 [O])} \quad (2.5)$$

onde k_1 é o coeficiente de reação de três corpos, $A_1 = 0,079 \text{ s}^{-1}$ é a probabilidade de transição da banda (0-1), $A_2 = 0,083 \text{ s}^{-1}$ é o inverso do tempo de vida radiativa do estado excitado $O_2(b)$, e $k_2^{O_2} = 4 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e $k_2^{N_2} = 2,2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ são os coeficientes de desativação colisional pelo O_2 e N_2 , respectivamente. O centróide da camada do

oxigênio molecular excitado encontra-se a ~94 km de altura e apresenta taxa de emissão integrada de ~3–6 kR, com espessura média de camada também em torno de 8 km.

Os valores dos coeficientes de reação adotados em nossos cálculos para o $\varepsilon_{O(^1S)}$ e para o ε_{O_2} estão no trabalho de *McDade et al.* (1986), e também foram extensivamente utilizados em diversos outros artigos (*Murtagh et al.*, 1990).

2.2.3 Emissão do OH – Bandas de Meinel

As bandas vibracionais de Meinel do OH são originadas principalmente através da reação do ozônio mesosférico com o hidrogênio, proposta por *Bates e Nicolet* (1950):



Esta reação produz, preferencialmente, OH excitado nos níveis vibracionais entre $\nu=6-9$. *Makhlouf et al.* (1995) realizaram um tratamento detalhado da química e da dinâmica de todos os níveis vibracionais do OH e mostraram diferenças insignificantes entre os estados $\nu=6-9$. Neste estudo, focamos nossa atenção no nível vibracional $\nu=8$, o qual tem sido bem caracterizado por *McDade et al.* (1987).

A expressão para a taxa de emissão volumétrica em termos das densidades numéricas do O, O₂ e N₂ para as bandas de Meinel do radical OH é dado por (*McDade et al.*, 1987):

$$\varepsilon_{OH} = \frac{f_8 [O][O_2](k_6^{O_2} [O_2] + k_6^{N_2} [N_2])}{260 + 2 \times 10^{-11} [O_2]} \quad (2.7)$$

onde os coeficientes de desativação colisional pelo O₂ e N₂ são $k_6^{O_2} = 5.96 \times 10^{-34} (300/T)^{2.37} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e $k_6^{N_2} = 5.7 \times 10^{-34} (300/T)^{2.62} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, respectivamente, e $f_8 = 0,29$ é a fração da produção de H+O₃ que ocupa o nível vibracional $\nu=8$. A fotoquímica adotada diz respeito à transição vibracional do OH(8-3), conforme *McDade et al.* (1987) e referências lá incluídas.

O espectro da aeroluminescência das bandas de Meinel do OH se estende desde 520 nm até 4 μ m, e a emissão integrada desta banda é a mais intensa de todas, com taxa de emissão total de 4,5 MR. O centróide da camada do OH está localizado em torno de 87 km de altura e sua espessura média é de ~10 km.

Perfis da taxa de emissão volumétrica das três camadas aqui descritas estão representados nos gráficos da Figura 2.2. Os perfis teóricos, representados pelas linhas tracejadas, foram plotados com base nas equações 2.3, 2.5 e 2.7, utilizando perfis de densidade numérica do [O], [O₂] e [N₂] e temperatura provenientes do modelo MSIS00 (Picone *et al.*, 2002). Os perfis observacionais estão representados pelas linhas contínuas, plotadas juntamente com suas respectivas barras de erro, e referem-se aos dados do experimento ETON (Greer *et al.*, 1986), uma campanha caracterizada por uma série de lançamentos de foguete equipados com instrumentos de fotometria, destinados a medir *in situ* a taxa de emissão volumétrica das camadas mesosféricas de aeroluminescência.

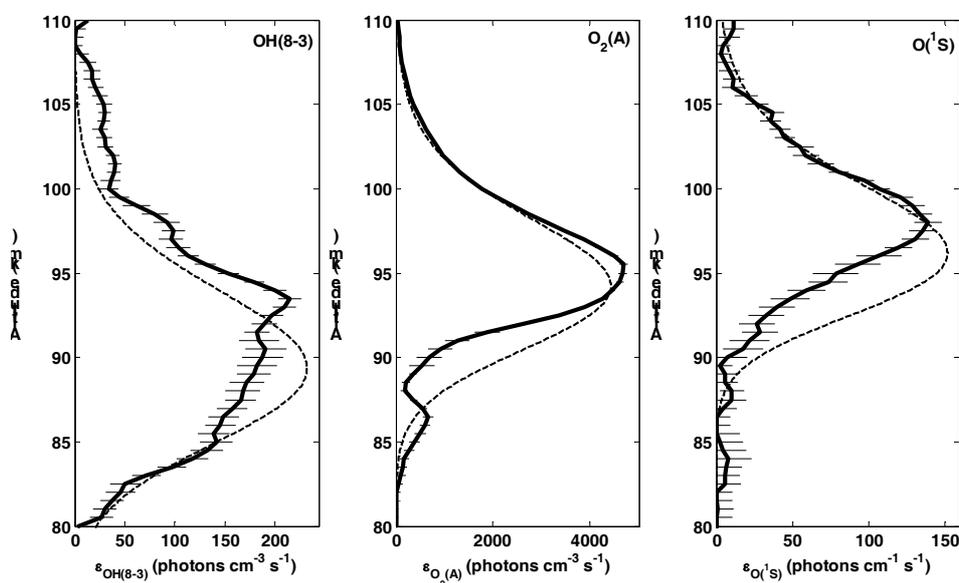


FIGURA 2.2 – Perfil da taxa de emissão volumétrica para as três camadas mesosféricas de aeroluminescência. Os perfis teóricos são representados pelas linhas tracejadas. As linhas contínuas, juntamente com as barras de erros, representam os perfis observados durante o experimento ETON.

Note que algumas discrepâncias entre os perfis teóricos em relação aos perfis observacionais são evidentes. Enquanto que as taxas de emissão volumétricas de cada camada estão bem representadas pelos perfis teóricos, o centróide e a espessura de cada emissão parecem não concordar bem com os valores médios apresentados. A forte dependência da taxa de emissão volumétrica à densidade numérica do oxigênio atômico, que apresenta uma significativa variabilidade espaço-temporal, pode favorecer a diferença entre perfis teóricos e respectivos perfis observacionais. Em geral, o comportamento da parte superior de cada camada está bem representado pelo perfil teórico respectivo.

2.3 Teoria linear das ondas de gravidade

A atmosfera é um ambiente onde diversos tipos de movimento ondulatórios podem ser observados. Movimentos de larga escala espacial e temporal, como as ondas planetárias e as marés atmosféricas, são modos de ondas que podem ser observados, assim como perturbações mais localizadas conhecidas como ondas de gravidade (GWs), que são o objeto de estudo deste trabalho. As ondas de gravidade podem ser entendidas fisicamente como o resultado do desequilíbrio entre a força da gravidade e o gradiente de pressão na atmosfera, que atuam no fluido atmosférico como forças restauradoras.

O limite superior em frequência para ondas de gravidade é a frequência de Brünt-Väisälä, $N = 2\pi/\tau_b$, que representa uma frequência natural de oscilação da atmosfera, onde τ_b é o período de Brünt-Väisälä. Normalmente, $N \sim 0,02$ rad/s ($\tau_b \sim 6$ minutos na mesosfera), mas valores entre 0,01–0,03 rad/s podem ser observados abaixo dos 100 km porque N depende sensivelmente da temperatura $\bar{T}(z)$. Uma relação funcional entre N e \bar{T} vem da análise do balanço de forças resultantes sobre uma parcela de ar deslocada de sua posição de equilíbrio na atmosfera. Considerando-se um deslocamento vertical δz desta parcela, a aceleração sofrida será:

$$\frac{d(\delta z)}{dt} = -N^2 \delta z, \text{ onde } N^2 = \frac{g}{\bar{T}} \left(\frac{d\bar{T}}{dz} + \frac{g}{c_p} \right), \quad (2.8)$$

onde o fator $g/c_p = -9,76 \text{ K/km}$ é constante e representa a taxa de decréscimo da temperatura em uma atmosfera adiabática (*adiabatic lapse rate*). A frequência de Brünt-Väisälä é uma medida da estabilidade atmosférica porque define como a atmosfera responde a deslocamentos verticais das massas de ar. Quando $N^2 > 0$, as partículas se movimentam em torno da sua posição de equilíbrio e sua oscilação é dita estável. Por outro lado, quando $N^2 < 0$, δz cresce indefinidamente e o movimento é dito instável.

A dependência da frequência de Brünt-Väisälä com a temperatura impõe limites para a propagação vertical das ondas de gravidade. Quando a onda atinge regiões onde sua frequência intrínseca ω é maior do que N , ela se torna evanescente e não pode mais se propagar verticalmente. O nível em que $\omega = N$ é chamado de nível de reflexão, e será abordado em detalhes na seção 2.3.6.

Os processos de saturação e quebra de ondas de gravidade fazem com que energia e momento transportados por elas sejam depositados na região mesosférica, acelerando o fluxo médio de ventos. Estima-se que 70% do fluxo de momento na mesosfera seja devido às ondas de gravidade com períodos curtos ($\tau_i < 1 \text{ h}$) (*Fritts e Vincent, 1987*), mostrando que as GWs têm um papel fundamental na dinâmica da atmosfera superior.

De todo o espectro de oscilações suportado pela atmosfera, as GWs caracterizam-se por apresentar períodos que variam de poucos minutos até horas, comprimentos de onda vertical desde poucos quilômetros até em torno de 100 km, e comprimentos de onda horizontal desde quilômetros a centenas de quilômetros (*Rishbeth e Garriott, 1969; Takahashi et al., 1999*).

2.3.1 Equações fundamentais

As equações hidrodinâmicas que descrevem o movimento da atmosfera neutra são dadas por:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F}_r, \quad (\text{momentum}) \quad (2.9)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (\text{continuidade}) \quad (2.10)$$

$$c_p \frac{d \ln T}{dt} - R \frac{d \ln p}{dt} = \frac{J}{T}, \quad (\text{conservação de energia}) \quad (2.11)$$

$$p = \rho R T. \quad (\text{lei dos gases ideais}) \quad (2.12)$$

onde $\mathbf{v} = (u, v, w)$ representa a velocidade do vento, $\boldsymbol{\Omega}$ o vetor velocidade angular terrestre (o termo $2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}$ é a força de Coriolis devido a rotação da Terra), ρ a densidade atmosférica, p a pressão, \mathbf{g} o vetor aceleração da gravidade, \mathbf{F}_r está relacionado às forças viscosas ou difusivas, c_p é o calor específico à pressão constante, R é a constante dos gases ideais e J é a taxa de aquecimento por unidade de massa devido a radiação, condução ou liberação de calor latente na atmosfera. O operador $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ é a derivada total, advectiva ou material, e representa a taxa de variação de uma dada quantidade seguindo o movimento das partículas do fluido.

As equações 2.9 a 2.12 descrevem uma série de modos de oscilações. Para encontrar soluções específicas para as ondas de gravidade, algumas suposições gerais são necessárias para tornar as equações do movimento mais adequadas ao problema que se está tratando (Hines, 1960). Assumindo uma atmosfera adiabática, teremos $J=0$; considerando a atmosfera invíscida, $\mathbf{F}_r=0$. Os termos que envolvem a direção vertical da força de Coriolis na equação 2.9 são desprezados porque não afetam significativamente a propagação de ondas de gravidade. Também, é conveniente fazer $f=2\Omega \sin \phi$, onde f será referida como a frequência inercial, de forma a simplificar a notação utilizada. O parâmetro ϕ representa a latitude, enquanto $\Omega = 7.3 \times 10^{-5}$ rad/s é a frequência angular terrestre.

As restrições apresentadas nos levam a um conjunto de seis equações diferenciais, a seis incógnitas, tal que:

$$\frac{du}{dt} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0, \quad (2.15)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad (2.16)$$

$$c_p \frac{d \ln T}{dt} - R \frac{d \ln p}{dt} = 0, \quad (2.17)$$

$$p = \rho RT. \quad (2.18)$$

O método perturbativo é empregado para realizar a separação das equações nos estados básicos e nos estados perturbados por ondas, respectivamente. As incógnitas são descritas como:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}' \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho' \\ p &= \bar{p} + p' \\ T &= \bar{T} + T' \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde os estados básicos são representados pelos parâmetros “ $\bar{*}$ ” e os estados perturbados são representados pelos parâmetros “ $*'$ ”. A magnitude dos estados perturbados é considerada pequena em relação à magnitude dos estados básicos para que o conjunto de equações resultante seja linear. É conveniente neste ponto assumir

que a atmosfera é estacionária, tal que $\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0$. Também, os estados básicos $\bar{\rho}$, \bar{p} e \bar{T} são independentes do tempo, mas podem variar em altura.

Substituindo as equações 2.19 em 2.13–2.18 e negligenciando os termos de segunda ordem devido a sua pequena magnitude (produto de duas variáveis perturbadas), chega-se a um conjunto de equações linearizadas de ordem zero (parâmetros básicos) e de primeira ordem (parâmetros perturbados), que contêm toda a informação a respeito da dinâmica das ondas de gravidade. Uma vez que os termos de segunda ordem foram negligenciados, a influência das ondas de gravidade no meio básico é por hora ignorada.

2.3.2 Solução das equações do movimento

Considerando uma atmosfera estacionária, onde os parâmetros \bar{T} , $\bar{\rho}$ e \bar{p} são funções arbitrárias da altura, o conjunto de equações linearizadas resultantes para os parâmetros perturbados é dado por:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - fv' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + fu' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} = 0, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g = 0, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) + \frac{d\bar{\rho}}{dz} w' = 0, \quad (2.23)$$

$$c_p \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + w' \frac{d\bar{T}}{dz} \right) - \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w' \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right) = 0, \quad (2.24)$$

$$p' = \rho' R \bar{T} + \bar{\rho} R T', \quad (2.25)$$

As equações de ordem zero dizem respeito ao estado básico da atmosfera, que está em equilíbrio hidrostático na vertical e também satisfaz a lei dos gases ideais:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = 0, \quad (2.26)$$

$$\frac{d\bar{p}}{dz} = -\bar{\rho}g, \quad (2.27)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho}R\bar{T}. \quad (2.28)$$

Como mostrado anteriormente, a frequência de Brünt-Väisälä é dada pela relação:

$$N^2 = g \frac{d \ln \bar{T}}{dz} + \frac{g^2}{c_p \bar{T}}. \quad (2.29)$$

De 2.27, 2.28 e 2.29, obtém-se:

$$\frac{d \ln \bar{\rho}}{dz} = \frac{d \ln \bar{p}}{dz} - \frac{d \ln \bar{T}}{dz} = -\frac{g}{\gamma R \bar{T}} - \frac{N^2}{g}, \quad (2.30)$$

onde

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - R} = 1.4. \quad (2.31)$$

Utilizando as equações 2.27 e 2.28, podemos reescrever as equações de 2.20–2.25 como:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - f v' + R \bar{T} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + f u' + R \bar{T} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0, \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + \left(R\bar{T} \frac{\partial}{\partial z} - g \right) \frac{p'}{\bar{p}} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}} g = 0, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) + \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} - \left(\frac{g}{\gamma R\bar{T}} + \frac{N^2}{g} \right) w' = 0, \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right) + \frac{N^2}{g} w' - \frac{R}{c_p} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0, \quad (2.36)$$

$$\frac{\rho'}{\bar{\rho}} + \frac{T'}{\bar{T}} - \frac{p'}{\bar{p}} = 0. \quad (2.37)$$

A solução procurada para as equações 2.32–2.37 em geral é representada por uma função ondulatória do tipo:

$$\left(u', v', w', \frac{T'}{\bar{T}}, \frac{\rho'}{\bar{\rho}}, \frac{p'}{\bar{p}} \right) = \Re \left\{ \left(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{T}, \hat{\rho}, \hat{p} \right) e^{i(kx+ly-\omega t)} \right\}, \quad (2.38)$$

onde $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{T}, \hat{\rho}, \hat{p})$ são as amplitudes complexas que variam em altitude, $\omega = 2\pi/\tau_i$ é a frequência intrínseca da onda, $k = 2\pi/\lambda_x$ e $l = 2\pi/\lambda_y$ são os números de onda zonal e meridional, respectivamente. Note que esta equação representa uma solução para a estrutura horizontal da onda; a estrutura vertical será tratada mais adiante no texto. Substituindo 2.38 em 2.32–2.37, obtém-se o conjunto de seis equações diferenciais ordinárias,

$$-i\omega\hat{u} - f\hat{v} + ikR\bar{T}\hat{p} = 0, \quad (2.39)$$

$$-i\omega\hat{v} + f\hat{u} + ilR\bar{T}\hat{p} = 0, \quad (2.40)$$

$$-i\omega\hat{w} + \left(R\bar{T} \frac{d}{dz} - g \right) \hat{p} + g\hat{\rho} = 0, \quad (2.41)$$

$$-i\omega\hat{\rho} + ik\hat{u} + il\hat{v} + \frac{d\hat{w}}{dz} + \frac{d \ln \bar{\rho}}{dz} \hat{w} = 0, \quad (2.42)$$

$$-i\omega\hat{T} + \frac{N^2}{g}\hat{w} + i\omega\kappa\hat{p} = 0, \quad (2.43)$$

$$\hat{\rho} + \hat{T} - \hat{p} = 0. \quad (2.44)$$

onde $\kappa = (\gamma - 1)/\gamma$. As equações acima são válidas para qualquer perfil de \bar{T} , $\bar{\rho}$ ou \bar{p} , uma vez que 2.27 e 2.28 sejam satisfeitas. Soluções analíticas não podem, em geral, ser obtidas com distribuições arbitrárias de \bar{T} , $\bar{\rho}$ e \bar{p} . Para tais perfis, as soluções devem ser calculadas numericamente. As equações 2.39–2.44 podem ser combinadas entre si de forma a gerar duas novas equações:

$$(\omega^2 - f^2) \left(\frac{d}{dz} - \frac{g}{\gamma R \bar{T}} \right) \hat{w} - \frac{i\omega}{\gamma} [(\omega^2 - f^2) - \gamma R \bar{T} k_h^2] \hat{p} = 0, \quad (2.45)$$

$$(N^2 - \omega^2) \hat{w} + \frac{i\omega}{\gamma} \left[(\gamma - 1)g - \gamma R \bar{T} \frac{d}{dz} \right] \hat{p} = 0 \quad (2.46)$$

onde o comprimento horizontal da onda é dado por:

$$k_h^2 = k^2 + l^2 \quad (2.47)$$

2.3.3 Relações de dispersão e de polarização

No caso de uma atmosfera isotérmica onde $\bar{T} = T_0$, a densidade $\bar{\rho}$ e a pressão \bar{p} decrescem exponencialmente com a altura, ou seja:

$$\bar{\rho}(z) = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}}, \quad (2.48)$$

$$\bar{p}(z) = p_0 e^{-\frac{z}{H}}, \quad (2.49)$$

onde

$$H = \frac{RT_0}{g} \quad (2.50)$$

O parâmetro H é denominado altura de escala atmosférica, enquanto que ρ_0 , p_0 e T_0 são a densidade, a pressão e a temperatura em $z = 0$, respectivamente. Sob estas condições, a equação 2.29 reduz-se para:

$$N^2 = \frac{g^2}{c_p T_0} = \frac{g}{H} \frac{R}{c_p} = \frac{g}{H} \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \kappa \frac{g}{H} \quad (2.51)$$

Da mesma forma que definimos soluções ondulatórias para a estrutura horizontal das ondas, soluções para a sua estrutura vertical são dadas por:

$$\left(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{T}, \hat{\rho}, \hat{p} \right) = \Re \left\{ \left(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{T}, \tilde{\rho}, \tilde{p} \right) e^{\alpha z} e^{imz} \right\}, \quad (2.52)$$

onde $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{T}, \tilde{\rho}, \tilde{p})$ são amplitudes complexas, e $m = 2\pi/\lambda_z$ e α são as partes real e imaginária do número de onda vertical, respectivamente. As equações 2.45 e 2.46 tornam-se o conjunto de equações algébricas,

$$\left(\omega^2 - f^2 \right) \left(im + \alpha - 1 + \frac{\kappa}{H} \right) \tilde{w} - \frac{i\omega}{\gamma} \left[\left(\omega^2 - f^2 \right) - c_s^2 k_h^2 \right] \tilde{p} = 0, \quad (2.53)$$

$$\left(N^2 - \omega^2 \right) \tilde{w} + \frac{i\omega}{\gamma} \left[(\gamma - 1)g - c_s^2 (im + \alpha) \right] \tilde{p} = 0, \quad (2.54)$$

onde

$$c_s^2 = \gamma R T_0 = \gamma g H \quad (2.55)$$

é o quadrado da velocidade do som. Para a obtenção de soluções não-triviais, a matriz dos coeficientes do sistema de equações 2.53 e 2.54 deve ter determinante nulo. Utilizando 2.51, teremos

$$\left(im + \alpha - \frac{1}{2H} \right)^2 = -\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k_h^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2} + \frac{1}{4H^2}. \quad (2.56)$$

Para que o lado esquerdo de 2.56 seja real, a quantidade dentro dos parênteses deve ser ou real ou imaginária. Existem então duas soluções para esta equação. A primeira diz respeito a ondas verticalmente propagantes, para as quais são dados:

$$\alpha = \frac{1}{2H}, \quad (2.57)$$

e

$$m^2 = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k_h^2 + \frac{\omega^2}{c_s^2} - \frac{1}{4H^2}, \quad (2.58)$$

que representa a relação de dispersão para ondas de gravidade-acústicas. A outra solução possível é representativa das ondas evanescentes, que não são verticalmente propagantes. Para este segundo tipo de solução, teremos que:

$$\alpha = \frac{1}{2H} \pm \sqrt{\frac{1}{4H^2} - \frac{\omega^2}{c_s^2} - \frac{(N^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - f^2)} k_h^2}, \quad (2.59)$$

e

$$m = 0. \quad (2.60)$$

Equações algébricas para as amplitudes complexas numa atmosfera isotérmica são obtidas aplicando-se 2.52 em 2.39–2.44. Utilizando 2.50 e 2.51, teremos:

$$-i\omega\tilde{u} - f\tilde{v} + ik_gH\tilde{p} = 0, \quad (2.61)$$

$$-i\omega\tilde{v} + f\tilde{u} + il_gH\tilde{p} = 0, \quad (2.62)$$

$$-i\omega\tilde{w} + gH\left(\alpha + im - \frac{1}{H}\right)\tilde{p} + g\tilde{\rho} = 0, \quad (2.63)$$

$$-i\omega\tilde{\rho} + ik_u\tilde{u} + il_v\tilde{v} + \left(\alpha + im - \frac{1}{H}\right)\tilde{w} = 0, \quad (2.64)$$

$$i\omega\tilde{T} + \frac{\kappa}{H}\tilde{w} + i\omega\kappa\tilde{p} = 0, \quad (2.65)$$

$$\tilde{\rho} + \tilde{T} - \tilde{p} = 0. \quad (2.66)$$

Já as relações de polarização, que dão as relações de fase entre diferentes variáveis, são obtidas de 2.54 e de 2.61–2.66. Em termos da pressão \tilde{p} , as relações de polarização são expressas como:

$$\tilde{u} = gH \frac{\omega k + i l f}{\omega^2 - f^2} \tilde{p}, \quad (2.67)$$

$$\tilde{v} = gH \frac{\omega l + i k f}{\omega^2 - f^2} \tilde{p}, \quad (2.68)$$

$$\tilde{w} = \frac{i\omega g}{N^2 - \omega^2} (\alpha H + i H m - \kappa) \tilde{p}, \quad (2.69)$$

$$\tilde{T} = \frac{N^2}{N^2 - \omega^2} \left(\alpha H + i H m - \kappa \frac{\omega^2}{N^2} \right) \tilde{p}, \quad (2.70)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{N^2}{N^2 - \omega^2} \left(1 - \alpha H - i H m - \frac{\omega^2}{\gamma N^2} \right) \tilde{p}. \quad (2.71)$$

Para ondas verticalmente propagantes, a equação 2.57 pode ser usada em 2.69–2.71 para mostrar que:

$$\tilde{w} = \frac{i\omega g}{N^2 - \omega^2} \left(i H m + \frac{1}{2} - \kappa \right) \tilde{p}, \quad (2.72)$$

$$\tilde{T} = \frac{N^2}{N^2 - \omega^2} \left(i H m + \frac{1}{2} - \kappa \frac{\omega^2}{N^2} \right) \tilde{p}, \quad (2.73)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{N^2}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{1}{2} - i H m - \frac{\omega^2}{\gamma N^2} \right) \tilde{p}. \quad (2.74)$$

Do quociente entre 2.74 e 2.73 se obtém uma equação que relaciona perturbações na densidade em termos da perturbação na temperatura:

$$\tilde{\rho} = \frac{1 - 2\omega^2 H / [g(\gamma - 1)] - 2iHm}{1 - 2\omega^2 H / g + 2iHm} \tilde{T} \quad (2.75)$$

Esta relação será utilizada no capítulo 4, onde se descreve um modelo da resposta das camadas de aeroluminescência em função da perturbação devido a ondas de gravidade internas. Já a perturbação no vento vertical em termos da temperatura e da densidade pode ser escrita como:

$$\tilde{w} = i\omega H \left(\frac{\tilde{T}}{\gamma - 1} - \tilde{\rho} \right) \quad (2.76)$$

2.3.4 Ondas internas e parâmetros de onda

Uma vez que este estudo tem como principal objetivo tratar ondas de gravidade internas, os modos acústicos serão suprimidos das soluções, considerando uma atmosfera incompressível. Por simplicidade, ainda se considera a atmosfera isotérmica e estacionária (vento básico nulo). Supondo a incompressibilidade do meio, temos que $c_s^2 \rightarrow \infty$, alterando as soluções para ondas propagantes, tal que:

$$\alpha = \frac{1}{2H}, \quad (2.77)$$

$$m^2 = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k_h^2 - \frac{1}{4H^2}, \quad (2.78)$$

enquanto a solução para ondas evanescentes torna-se:

$$\alpha = \frac{1}{2H} \pm \sqrt{\frac{1}{4H^2} - \frac{(N^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - f^2)} k_h^2}, \quad (2.79)$$

$$m = 0. \quad (2.80)$$

Sem perda de generalidade, pode-se fazer $l=0$, de tal forma que u se torna a componente horizontal do vento ao longo da direção de propagação da onda, e $k_h = k$. As relações de polarização para ondas propagantes neste regime, em função da temperatura, tornam-se:

$$\tilde{u} = -\frac{\omega g}{N^2 k} (im + \alpha) \tilde{T}, \quad (2.81)$$

$$\tilde{v} = \frac{ifg}{N^2 k} (im + \alpha) \tilde{T}, \quad (2.82)$$

$$\tilde{w} = \frac{i\omega g}{N^2} \tilde{T}, \quad (2.83)$$

$$\tilde{\rho} = -\tilde{T}, \quad (2.84)$$

$$\tilde{p} = -\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 H k^2} (im + \alpha) \tilde{T}. \quad (2.85)$$

Note que, pela relação 2.84, a temperatura e a densidade estão sempre em fase ou oposição de fase quando se tratando de ondas de gravidade internas puras.

A partir da relação de dispersão 2.78, é possível derivar vários parâmetros de uma onda propagante. Embora ω , k e m possam ser positivos ou negativos, somente o sinal da razão entre ω e os números de onda tem real significado. Assim, define-se ω sempre positivo, enquanto que os números de onda podem ser positivos ou negativos. Neste caso, as velocidades de fase intrínsecas serão:

$$c_{ih} = \frac{\omega}{k} = \pm \frac{1}{k} \sqrt{\frac{N^2 k^2 + f^2 (m^2 + \alpha^2)}{m^2 + k^2 + \alpha^2}} \quad (2.86)$$

e

$$c_{iz} = \frac{\omega}{m} = \pm \frac{1}{m} \sqrt{\frac{N^2 k^2 + f^2 (m^2 + \alpha^2)}{m^2 + k^2 + \alpha^2}} \quad (2.87)$$

na direção horizontal e vertical, respectivamente. Note que a velocidade de fase não é um vetor. A velocidade de grupo é dada por

$$c_{gh} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{k^2}{\omega} \frac{N^2 - \omega^2}{m^2 + k^2 + \alpha^2} \quad (2.88)$$

e

$$c_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial m} = -\frac{m}{\omega} \frac{\omega^2 - f^2}{m^2 + k^2 + \alpha^2} \quad (2.89)$$

na horizontal e na vertical, respectivamente. O ângulo entre o vetor velocidade de grupo $\mathbf{c}_g = (c_{gh}, c_{gz})$ e o vetor de onda $\mathbf{k} = (k, m)$ pode ser calculado por:

$$\cos \theta = \frac{\mathbf{c}_g \cdot \mathbf{k}}{|\mathbf{c}_g| |\mathbf{k}|} = \frac{c_{gh}k + c_{gz}m}{|\mathbf{c}_g| |\mathbf{k}|} = \frac{\alpha^2}{\sqrt{[(m^2 + \alpha^2)^2 / k^2 + m^2]} (m^2 + k^2)} \quad (2.90)$$

Considerando valores típicos dos parâmetros de ondas na equação 2.90 ($m = 2\pi/25$ km, e $k = 2\pi/100$ km e $\alpha = 1/12$ km) o ângulo θ é estimado em $\sim 84^\circ$. Para estes parâmetros, a direção de propagação do vetor de onda e do vetor velocidade de grupo são aproximadamente perpendiculares entre si.

A Figura 2.3 apresenta um esquema ilustrativo de uma onda de gravidade se propagando verticalmente para cima. A direção de propagação da energia do pacote de onda está representada pela direção de propagação da velocidade de grupo, enquanto que a direção da fase da onda está alinhada com o vetor de onda \mathbf{k} . A seta dupla denota a direção de oscilação das partículas do fluido, paralelamente à direção de propagação da energia. As relações de fase entre u', w', p' e T' , dadas pelas equações 2.81–2.85 estão também representadas. No instante $t = t_1$, H e L denotam regiões de alta e baixa pressão, intercaladas com regiões quentes (W) e frias (C), conforme previsto pela relação de polarização 2.85. O ângulo de propagação θ , definido na equação 2.90, é o ângulo entre o vetor de onda \mathbf{k} e a direção horizontal.

2.3.5 Conceitos de fluxos de momento e de energia

O fluxo é a média do produto de duas variáveis ondulatórias, e pode ser representado como o produto de suas amplitudes complexas correspondentes. Define-se o operador $\langle \rangle$ como:

$$\langle * \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} * d\phi}{\int_0^{2\pi} d\phi},$$

onde $\phi = kx + ly + mz - \omega t$ é a fase da onda. Para duas variáveis ondulatórias, tem-se que:

$$a' = \Re(\tilde{a}e^{i\phi}) = \frac{1}{2}(\tilde{a}e^{i\phi} + \tilde{a}^*e^{-i\phi}),$$

$$b' = \Re(\tilde{b}e^{i\phi}) = \frac{1}{2}(\tilde{b}e^{i\phi} + \tilde{b}^*e^{-i\phi}),$$

onde o sobrescrito “*” representa o complexo conjugado neste caso. A média da fase do produto de a' e b' é dada então por:

$$\langle a'b' \rangle = \frac{1}{4}(\tilde{a}\tilde{b}^* + \tilde{a}^*\tilde{b}) = \frac{1}{2}\Re\{\tilde{a}\tilde{b}^*\}$$

Observe que \tilde{a} e \tilde{b} são as amplitudes complexas, que podem ser obtidas pelas relações de polarização. A partir destas definições, é possível obter relações para o fluxo de momento e de energia a partir dos parâmetros dinâmicos e em função da perturbação das ondas nos campos atmosféricos, como mostrado a seguir.

Fluxo de momento para ondas de gravidade

As relações de polarização entre os ventos meridional e vertical com o vento zonal são dados por $\tilde{w} = -\frac{ik}{im + \alpha}\tilde{u}$ e $\tilde{v} = -\frac{if}{\omega}\tilde{u}$, respectivamente. Pode-se definir o fluxo

vertical de momento zonal (direção x), por unidade de massa, a partir de:

$$\langle u'w' \rangle = -\frac{km}{m^2 + \alpha^2} \langle u'u' \rangle = -\frac{m\omega^2 g^2}{N^4 k} \left\langle \frac{T'^2}{\bar{T}^2} \right\rangle, \quad (2.91)$$

enquanto que o fluxo vertical de momento meridional (direção y), por unidade de massa, é dado por:

$$\langle v'w' \rangle = \frac{f}{\omega} \frac{k\alpha}{m^2 + \alpha^2} \langle u'u' \rangle = \frac{f\omega^2 g^2 \alpha}{N^4 k} \left\langle \frac{T'^2}{\bar{T}^2} \right\rangle. \quad (2.92)$$

O fluxo de momento escrito desta forma tem unidades de m^2s^{-2} . A equação 2.91 é utilizada durante este estudo para o cálculo de fluxo de momento das ondas de gravidade. O parâmetro T'/\bar{T} representa a perturbação relativa na temperatura cinética causado pela onda, que não é diretamente acessado pela observação da aeroluminescência. No caso deste estudo, a equação 2.91 deve ser reescrita em termos da perturbação das ondas na intensidade registrada em imagens das camadas de emissão. Através da modelagem do fator de cancelamento (CF), obtém-se uma relação funcional entre perturbações na intensidade e perturbações na temperatura em função do comprimento de onda vertical da onda nas camadas de aeroluminescência, o que será examinado em detalhes no capítulo 4.

Fluxo de energia das ondas de gravidade

O fluxo vertical de energia por unidade de massa é definido novamente em termos das perturbações na temperatura, usando as relações de polarização 2.81–2.89. O componente vertical do fluxo vertical de energia é dado por:

$$\langle w'p' \rangle = -\frac{m}{\omega g H} \frac{\omega^2 - f^2}{m^2 + \alpha^2} \langle u'u' \rangle = -\frac{\omega g m}{N^4 H k^2} (\omega^2 - f^2) \left\langle \frac{T'^2}{\bar{T}^2} \right\rangle \quad (2.93)$$

O fluxo vertical de energia é medido em unidades de Wm^{-2} . Para ondas propagando sua fase para baixo ($m < 0$), o sentido de propagação de energia é para cima.

O fluxo de calor para uma onda de gravidade interna é definido como $\langle w'T' \rangle$. Para uma onda não-dissipativa, o fluxo de calor da onda é $\langle w'T' \rangle = 0$, uma vez que w' e T' estão sempre em quadratura de fase (equação 2.83). Quando os efeitos dissipativos ao longo da propagação vertical não podem ser negligenciados, existe um fluxo líquido de calor da onda para a atmosfera, ocasionando aquecimento local onde a onda se dissipa.

Convergência do fluxo de momento

Ao negligenciarem-se os produtos das quantidades perturbadas que resultam dos termos advectivos $\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}'$ (termos de segunda ordem), os efeitos que as ondas exercem no estado básico são ignorados (Salby, 1995). A equação de momento zonal 2.13 pode ser utilizada para examinar melhor este efeito. Considerando-se os termos de segunda ordem não-negligenciáveis, tomando a média dos termos individuais e eliminando os termos de ordem zero e um na equação de momentum zonal resultante, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\langle \mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}' \rangle = -\frac{\partial \langle v'u' \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \langle w'u' \rangle}{\partial z}. \quad (2.94)$$

Os termos quadráticos no lado direito de 2.94 representam a convergência de fluxo de momento, enquanto que as quantidades $\langle v'u' \rangle$ e $\langle w'u' \rangle$ representam o fluxo horizontal de momento zonal e o fluxo horizontal de momento vertical, respectivamente.

Mudanças correspondentes no componente \bar{u} do vento, devido à convergência de fluxo, refletem a influência das ondas na atmosfera, representado por correções de segunda ordem no estado básico (parâmetros não-perturbados). Ondas em processo de dissipação fazem com que a convergência de fluxo de momento seja não-nula, causando aceleração no estado básico \bar{u} . No limite de ondas de pequenas amplitudes, os termos de segunda ordem são negligenciáveis, e o estado básico não é modificado pelas ondas. Relações semelhantes a 2.94 são obtidas considerando-se as equações de movimento para a direção meridional e vertical, e pela equação de energia.

2.3.6 Interação de ondas de gravidade com o fluxo básico

Até o momento tratou-se a atmosfera como isotérmica e estacionária, o que se justifica para o melhor entendimento físico da propagação das ondas de gravidade. No entanto, os campos de temperatura e de vento variam em altura, podendo afetar sensivelmente a propagação vertical de determinados modos de oscilação, devido à interação das ondas com níveis críticos.

Para examinar melhor estes efeitos, vamos reescrever as equações do movimento, assumindo uma atmosfera incompressível, invíscida, irrotacional, onde uma onda se propaga paralelamente à direção x ($l=0$). O conjunto de equações de primeira ordem resultante é então:

$$\frac{du'}{dt} + w' \frac{d\bar{u}}{dz} + gH \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0, \quad (2.95)$$

$$\frac{dw'}{dt} + gH \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) + g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) = 0, \quad (2.96)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0, \quad (2.97)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) - \frac{N^2}{g} w' = 0. \quad (2.98)$$

Aplicando a derivada total em 2.96 e usando 2.98, obtém-se:

$$\left[\frac{d^2}{dt^2} + N^2 \right] w' + gH \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) \right] = 0. \quad (2.99)$$

Assumindo novamente soluções ondulatórias para a estrutura horizontal na forma $\exp[i(kx - \omega t)]$, e combinando com 2.95 e 2.98, temos:

$$gH \frac{\partial \hat{p}}{\partial z} = \frac{i}{k} \left[(c - \bar{u}) \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \bar{u}_{zz} \hat{w} \right], \quad (2.100)$$

onde \bar{u}_{zz} representa a derivada segunda em z do vento horizontal básico, que agora é variável em altura. Substituindo 2.100 na equação 2.99, temos finalmente:

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + m^2(z) \hat{w} = 0, \quad (2.101)$$

onde

$$m^2(z) = \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\bar{u}_{zz}}{(\bar{u} - c)} - k^2. \quad (2.102)$$

é o índice de refração do meio, podendo ser interpretado como o número de onda vertical local da onda, em dadas situações.

Conhecida como equação de *Taylor-Goldstein*, a equação 2.102 descreve a propagação vertical da onda em termos do índice de refração local (*Salby, 1995*). Para $m^2 > 0$, \hat{w} é oscilatória em z e a onda se propaga verticalmente com comprimento de onda vertical local $\lambda_z(z) = 2\pi/m(z)$. Variações de m^2 devido a variações na temperatura e/ou vento básico levam a reflexão e/ou absorção da onda, pois quando $m^2 < 0$, a onda se torna evanescente.

Uma rápida inspeção na equação 2.102 também revela que ondas com comprimento de onda horizontal grande (k pequeno) são mais favorecidas a se propagar verticalmente do que aquelas com comprimentos de onda horizontal pequeno (k grande), uma vez que o valor de m é reduzido para ondas com esta característica.

Níveis de reflexão

Um nível de reflexão (*turning level*) acontece numa altura $z = z_r$ onde a frequência intrínseca da onda se torna igual à frequência de Brünt-Väisälä. À medida que a onda se aproxima de z_r , a propagação tende a tornar-se mais horizontal, pois $m^2 \rightarrow 0$ ($\lambda_z \rightarrow \infty$). Quando a onda atinge z_r , ela sofre reflexão e passa a propagar-se no sentido contrário.

Segundo a equação 2.102, existem duas maneiras possíveis de encontrar um nível de reflexão: (a) N decrescer; (b) $\omega = k(c - \bar{u})$ aumentar.

O perfil vertical de temperatura é uma função da altura, conforme discutido na seção 2.1. A Figura 2.1 mostra o perfil vertical da temperatura onde diversas camadas atmosféricas foram definidas. Pela equação 2.29, nota-se que a frequência de Brünt-Väisälä, além da dependência explícita com a temperatura, depende também fortemente do gradiente térmico. A dependência de m^2 com N^2 mostra que a propagação vertical da onda é desfavorecida quando o N assume valores pequenos, uma vez que m também é reduzido proporcionalmente (maior o comprimento de onda vertical).

Lembrando que as ondas de gravidade necessariamente apresentam $\omega = k(c - \bar{u}) < N$, variações em \bar{u} podem levar ao aumento de ω (considerando N constante e desprezando o termo de curvatura \bar{u}_{zz}). Novamente, quanto mais ω se aproxima de N , mais a propagação se torna horizontal (as partículas do fluido oscilam verticalmente), e novamente a onda se aproxima de um nível de reflexão, onde $m^2 \rightarrow 0$. Acima do nível de reflexão, o número de onda vertical é imaginário e a onda se torna evanescente.

Ondas canalizadas surgem a partir da interação das ondas de gravidade com níveis de reflexão, quando gradientes verticais no vento ou na temperatura estão presentes na atmosfera (Francis, 1973; Chimonas e Hines, 1986; Wang e Tuan, 1988; Isler et al., 1997; Walterscheid et al., 1999). Uma onda canalizada está confinada entre duas regiões evanescentes ($m^2 < 0$) ou entre uma região evanescente e o solo (Figura 2.4). Nestes casos, a onda não consegue cruzar a fronteira onde $m^2 = 0$ e sofre reflexão. Isto restringe o transporte vertical de energia e de momento destas ondas na região onde ela está confinada, mas a propagação horizontal é permitida. Nestas condições, a onda pode percorrer grandes distâncias horizontais com baixa perda de energia. Os canais produzidos pelo gradiente de temperatura são denominados canais térmicos, enquanto que os canais produzidos pelo gradiente no vento são os canais Doppler.

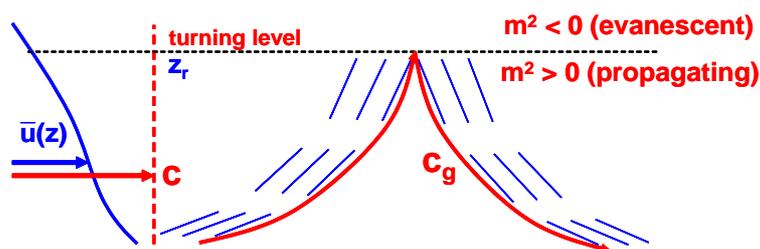


FIGURA 2.4 – Reflexão de ondas em um meio continuamente estratificado. A onda é refletida no nível de reflexão em z_r , onde $\omega = N$. As setas indicam a direção de propagação da energia. O movimento das partículas é paralelo às frentes de onda, que tornam-se mais e mais verticalmente orientadas à medida que a onda se aproxima de z_r .
 FONTE: *Fritts*, 2005 (comunicação pessoal).

Estudos sobre ondas canalizadas mostram a importância da investigação da dinâmica de onda de gravidade. Por exemplo, *Isler et al.* (1997) a partir do estudo de 36 eventos de onda, mostraram que 75 % dos eventos detectados eram canalizados ou evanescentes. Já o estudo realizado por *Walterscheid et al.* (1999) revelou que ondas canalizadas ocorrem em sua maioria devido a gradientes térmicos.

Níveis de absorção

A análise da equação 2.102 indica que o decréscimo do fator $c - \bar{u}$ no denominador favorece a propagação vertical de ondas, uma vez que m^2 aumenta. Isto acontece até o ponto em que $c = \bar{u}$ numa altura z_c , onde 2.102 torna-se singular. O nível z_c é denominado nível de absorção (*absorption level*). Neste caso, a onda se aproxima de z_c mas nunca o atinge, e os processos dissipativos acabam aniquilando a energia da onda que é por fim absorvida.

Quando a onda se aproxima de z_c , o número de onda vertical diverge ($m \rightarrow \infty$), fazendo com que $\lambda_z \rightarrow 0$. A escala vertical da onda diminui à medida que a onda se aproxima do nível de absorção, como pode ser observado na Figura 2.5. Note que o pacote de ondas torna-se mais e mais comprimido nas proximidades de z_c .

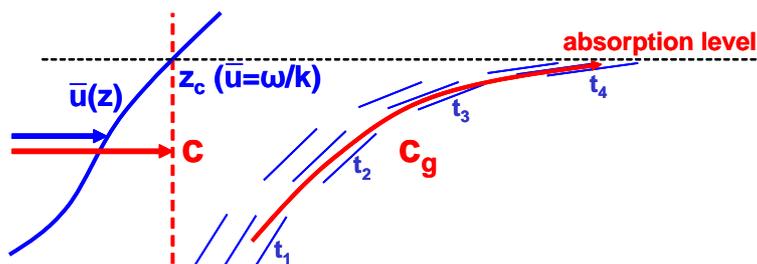


FIGURA 2.5 – Propagação vertical de um pacote de ondas em direção a um nível de absorção localizado em $z = z_c$, onde $\bar{u}(z) = c$. A direção de propagação da onda está alinhada com a direção do vento básico. O movimento das partículas é paralelo às cristas da onda, os quais são denotados pelas linhas retilíneas. O comprimento de onda vertical decresce à medida que o pacote se aproxima do nível de absorção.
 FONTE: *Fritts*, 2005 (comunicação pessoal).

À medida que a onda se aproxima do nível crítico, uma em três alternativas pode ocorrer: (1) a amplitude u' torna-se tão grande que não-linearidades modificam o comportamento da onda; (2) a onda torna-se tão pequena que a viscosidade atmosférica e/ou a condutividade térmica rapidamente dissipam a onda; (3) o cisalhamento do vento induzido pela própria onda torna-se tão grande que instabilidades convectivas ou dinâmicas começam a surgir.

Os níveis de absorção se destacam como grandes absorvedores de ondas de gravidade na atmosfera. A variação sazonal do vento básico impõe, então, a filtragem de ondas. Este processo faz com que apenas um limitado espectro de GWs possa ser observado na altura das camadas de aeroluminescência, uma vez que somente ondas rápidas conseguem ultrapassar as barreiras impostas pelo vento básico na média atmosfera. Como será mostrado nos capítulos 5 e 6, GWs detectadas sobre Cachoeira Paulista e São João do Cariri apresentam direção de propagação consistente com processos de filtragem de ondas por ventos, e, em geral, apresentam propagação horizontal de fase na direção oposta ao do vento básico.

2.4 Revisão Bibliográfica

O objetivo desta seção é apresentar sucintamente alguns dos principais estudos realizados no sentido de quantificar fluxos de momento, energia, calor e partículas, transportadas por ondas de gravidade da baixa para a alta atmosfera. Os estudos referenciados estão apresentados em ordem cronológica, de forma a exibir a evolução nesta área de pesquisa, além de mostrar como os resultados alcançados foram incorporados em modelos subsequentes. Esta revisão histórica serve para situar o leitor no estágio atual de desenvolvimento na estimativa do fluxo de momento de ondas, além de mostrar como os equipamentos e as técnicas empregadas na determinação dos fluxos foram aprimorados:

Utilizando dados de um radar de média frequência (MF) localizado em Adelaide (35°S,138°E) e Townville (19°S,147°E), Vincent (1984) realizou a decomposição espectral das perturbações do vento *versus* perfis de altitude, mostrando que 65% do fluxo vertical de energia para ondas de longo período é direcionado para cima. O valor estimado do fluxo de energia para a mesosfera foi de $\sim 10^{-2} \text{ Wm}^{-2}$, com a maior parte sendo transportado por ondas de curto período ($\tau_i < 1 \text{ h}$). Também foram observadas fortes evidências de quebra de ondas.

Novamente o radar MF de Adelaide foi usado por Vincent e Fritts (1987) para um estudo estatístico de ondas de gravidade na mesosfera. Eles mostraram que a variância média zonal e meridional do vento, $\langle u'^2 \rangle$ e $\langle v'^2 \rangle$, apresentava uma grande variabilidade semianual. O fluxo zonal de momento meridional $\langle u'v' \rangle$ foi pequeno, mas não nulo, além de ser observado que $\langle v'^2 \rangle > \langle u'^2 \rangle$, sugerindo que o campo de ondas era parcialmente polarizado.

Fritts e Vincent (1987) analisaram o fluxo vertical de momento horizontal de ondas de gravidade utilizando um radar de efeito Doppler. A análise revelou que 70% do fluxo de momento e do forçante zonal é devido às ondas com período observado $\tau < 1 \text{ h}$. Notou-se que estas ondas de curto período e pequenas escalas horizontais eram mais efetivas

no transporte de momento através da média atmosfera. Mostrou-se também que o fluxo de momento apresentava grande modulação diária, fortemente correlacionada com a maré diurna.

Utilizando dados de 8 dias de dados do mês de julho de 1986 a partir do radar para a mesosfera-estratosfera-troposfera (MST) instalado em Poker Flat (65°N, 147°W), Alaska, Fritts e Yuan (1989) examinaram a estrutura vertical média, a variância e o fluxo de momento de ondas de gravidade e de marés atmosféricas. A velocidade vertical média de ~0,3 m/s era direcionada para baixo, implicando que a maior parte do fluxo de momento era direcionado para cima. Valores médios do fluxo zonal de momento durante o período de observação foi de 5–15 m²s⁻², mas picos diários do fluxo de momento apresentaram magnitudes em torno de 30–40 m²s⁻².

Dados do radar para a mesosfera e alta atmosfera (MU) localizado em Shigaraki (35°N, 136°E), Japão, foram usados por Fritts et al. (1990) para o estudo do espectro de frequência, perfis verticais de densidade de energia, e do fluxo de momento. O fluxo de momento vertical médio exibiu considerável variabilidade temporal, sugerindo também um forçante zonal em regiões de dissipação de ondas. O fluxo foi preferencialmente direcionado a oeste, devido também a ondas de alta frequência. Eles também mostraram que houve aceleração zonal do vento básico abaixo do jato troposférico e desaceleração acima dele.

O radar MST de Jicamarca (12°S, 77°W), Peru, foi utilizado por Hitchman et al. (1992) juntamente com outros dados disponíveis para diagnosticar a estrutura dos ventos e fluxo de momento devido às ondas de gravidade em 90 km de altura. Um fluxo direcionado para nordeste foi evidente abaixo de 25 km, sendo correlacionado a ondas de gravidade de origem troposférica geradas pelo escoamento dos ventos a sudeste sobre a cordilheira dos Andes. Os fluxos meridional e zonal estiveram sempre contrários ao vento básico, apresentando um forçante de 10–100 m/s/dia.

Fritts e Vanzandt (1993) modelaram o movimento de ondas de gravidade com base nas suas características espectrais, devido ao fato de que o seu comportamento é uniforme em frequência e número de onda, não importando a fonte, ambientes e altitudes de

observação. Esta modelagem permitiu um meio útil e conveniente de observar parâmetros espectrais médios, incluindo densidade de energia, anisotropia e fluxos de momento e energia, além de estimar a influência das ondas no meio.

Utilizando a modelagem de *Fritts e Vanzandt (1993)*, *Fritts e Lu (1993)* montaram um esquema de parametrização de ondas de gravidade e seus efeitos na baixa e média atmosfera, que são fortemente ligadas às características espectrais do campo de ondas observado.

Lu e Fritts (1993) aplicaram a parametrização desenvolvida em *Fritts e Lu (1993)* para observar a interação mútua entre as ondas de gravidade e as marés atmosféricas. Os resultados mostraram que a interação é mais forte quando a amplitude da maré é grande, modulando a anisotropia do campo de ondas de gravidade devido à filtragem diferencial e a processos de saturação. Esta filtragem leva a valores de fluxo de momento anticorrelacionados com o campo de marés, podendo exceder os valores médios facilmente. A divergência do fluxo pode contribuir com uma aceleração substancial no escoamento local, resultando em avanço na fase e na amplitude aparente, que dependem da estrutura da maré atmosférica.

Observações com um radar MF na estação Antártica Mawson (67°S,63°E) foram utilizadas por *Vincent (1994)* para estudar o vento médio da região entre 78–108 km de altura com dados dos anos de 1984 a 1990. Uma climatologia de ondas de gravidade com períodos entre 1–24 horas foi gerada, revelando uma amplitude do movimento horizontal próximo a 90 km de ~30 m/s, com alguma anisotropia abaixo deste nível. As amplitudes meridionais são maiores do que as zonais, sugerindo a direção norte-sul como preferencial. Foi observada grande similaridade dos resultados no estudo por eles realizado com aqueles obtidos em Poker Flat (65°N) e em Andoya (69°N). Discrepâncias foram evidentes na amplitude, que mostraram valores maiores nos sítios do hemisfério norte. Isto sugeriu diferenças relevantes na atividade de ondas em diferentes hemisférios.

Alexander e Pfister (1995) descreveram um método de estimar o fluxo vertical de momento horizontal de ondas de pequena escala horizontal ($10 < \lambda_x < 100$ km), utilizando medidas de vento tomadas de um avião em vôo na baixa estratosfera. O fluxo observado esteve direcionado opostamente às zonas de convecção, sugerindo ondas de gravidade propagando-se a partir de uma fonte central. Este resultado concordou com resultados prévios de modelagens teóricas.

Kudeki e Franke (1998) investigaram como o efeito do ruído geofísico intrínseco ao vento pode afetar a significância de estimativas de fluxo de momento a partir de medidas de vento obtidas por radar. A incerteza dominante na determinação do fluxo associado à natureza aleatória do vento é proporcional a raiz quadrada da covariância entre o u'^2 e w'^2 , isto é, a média geométrica $\sqrt{u'^2 w'^2}$. Eles mostraram que é necessária a acumulação de dados durante um período de tempo δt tal que $\sqrt{u'^2 w'^2} / i < \langle u' w' \rangle$, onde i é o número de amostras independentes adquiridas durante δt , ou seja, o erro na estimativa do fluxo de momento deve cair abaixo da própria magnitude do fluxo.

Swenson e Liu (1998) criaram um modelo para estimar o fluxo de momento e de energia para ondas de gravidade observadas em imagens da aeroluminescência. O modelo foi baseado no fator de cancelamento CF para a camada do OH, que previamente foi derivado por Swenson e Gardner (1998) para relacionar a perturbação relativa na densidade e temperatura com a perturbação relativa na intensidade.

Outra técnica de determinação de fluxo vertical de momento horizontal a partir de imagens da aeroluminescência foi descrita por Gardner et al. (1999). O espectro azimutal de energia foi usado para prever a correlação cruzada entre as perturbações no vento vertical e horizontal e, conseqüentemente, o fluxo de momento como uma função do ângulo de azimute. A técnica foi aplicada para dados de imagens do OH para mostrar fluxos de $-11,9 \pm 0,49 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ e $0,44 \pm 0,53 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ para a direção zonal e meridional, respectivamente. Estes valores estiveram em concordância com o fluxo determinado a partir de dados de radar de laser (LIDAR), operando simultaneamente no mesmo sítio de observação.

Utilizando o modelo descrito em *Swenson e Liu (1998)*, *Swenson et al. (1999)* determinaram o fluxo de momento e energia de GWs observadas em imagens do OH de cinco noites, adquiridas no Starfire Optical Range (35°N, 107°W), Novo México. O fluxo de momento médio inferido foi de $21,9 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$.

Fritts (2000) mostrou que cuidados devem ser tomados na caracterização do fluxo de momento e de energia de ondas de gravidade. Ele enfatizou a necessidade primordial de estabelecer o regime de progressão da onda (propagante ou evanescente), uma vez que ondas evanescentes não se propagam verticalmente, e não transportam fluxo de momento nesta direção.

Gavrilov et al. (2000) estudaram o fluxo de momento devido a ondas com períodos entre 0,2–1 h e entre 1–6 h, utilizando dados do radar MU de Shigaraki (35°N, 136°E). Eles mostraram que a intensidade das ondas de gravidade atinge seu máximo no inverno e no verão, sempre com direcionalidade oposta ao vento básico da média atmosfera. A maior parte do fluxo teve origem no oceano pacífico durante o inverno e na Ásia continental durante o verão.

Swenson et al. (2000) apresentaram uma réplica às questões levantadas por *Fritts (2000)*. Os autores mostraram que para ondas de pequenas escalas horizontais, as velocidades de fase não estão linearmente correlacionadas com o comprimento de onda vertical, o que era até então comumente aplicado como uma aproximação válida. Uma estimativa do erro inerente ao se adotar à relação de dispersão simplificada na estimativa do fluxo de momento de ondas de gravidade foi apresentada em comparação com a estimativa de fluxo utilizando a relação de dispersão completa. Mostrou-se que uma porção significativa dos eventos observados em imagens da aeroluminescência estava realmente próxima ao regime evanescente ou de sofrer reflexão interna.

Dados de imageador e de radar de laser foram utilizados por *Tang et al. (2002)* para estimar a variação sazonal do fluxo de momento no Starfire Optical Range (35°N, 107°W), Novo México. As ondas observadas eram essencialmente de alta frequência. O modelo de *Gardner et al. (1999)* foi aplicado para a obtenção do fluxo e dos coeficientes de correlação cruzada usando 32 noites de observação. Eles mostraram que

o componente meridional do fluxo esteve direcionado a oeste no inverno, mas uma fraca direção preferencial foi observada no período do verão.

Swenson et al. (2003) realizaram medidas simultâneas de temperatura e ventos usando radar de laser para o sódio e imagens do OH. Os dados são de Albuquerque, NM, e de Maui, HI. Ondas de alta frequência ($\tau_i < 30$ min) formaram o foco do artigo. Os autores estudaram as propriedades intrínsecas de ondas com a altura, suas características de amortecimento e a aceleração resultante da dissipação na circulação de larga escala da região. Eles mostraram que as ondas são saturadas ou supersaturadas abaixo dos 95 km, apresentando rápida atenuação de sua amplitude com a altura. Acima deste nível as ondas se comportaram como fracamente saturadas ou como ondas livres.

Tang et al. (2003) desenvolveram uma técnica para calcular a amplitude de ondas de gravidade monocromáticas presentes em imagens da aeroluminescência para a estimativa do fluxo de momento e energia a partir de ondas dominantes. O método foi baseado na correção Doppler das imagens e em imagens *time difference* (TD). O cálculo da amplitude da onda vem da estimativa da energia dos picos proeminentes presentes no periodograma cruzado de duas imagens TD, que são associados com ondas de gravidade modulando as camadas de aeroluminescência.

Liu e Gardner (2004) utilizaram 400 horas de dados de radar de laser do Starfire Optical Range (35°N, 107°W), Novo México, para estudar o transporte vertical de sódio na mesopausa entre 85–100 km. Os autores mostraram que o fluxo vertical de sódio pode ser relacionado de maneira simples ao fluxo vertical de calor. O fluxo máximo de -280 m/s cm³, direcionado para baixo, ocorre em torno de 88 km de altura. Os resultados são consistentes com previsões teóricas abaixo dos 93 km e mostram que o transporte dinâmico frequentemente excede o transporte vertical associado à difusividade eddy.

Dados de um imageador, digisonda e de um interferômetro imageador, instalados na estação Halley (75,6°S; 26,6°W) na Antártica, foram usados por Espy et al. (2004a) para estimar a variação sazonal do fluxo de momento transportado por ondas de gravidade de alta frequência. O modelo de Gardner et al. (1999) foi empregado. Os

resultados mostraram que o fluxo na mesosfera, apresentou alta variabilidade diária, juntamente com uma clara mudança de direção do fluxo de noroeste para sudeste no período do inverno. Cálculos mostraram que esta rotação é consistente com mudanças sazonais no campo de ondas, que filtra GWs abaixo da camada do sódio. Também, enquanto a magnitude do vento meridional é pequena, a filtragem leva à mudança sazonal mostrado nas estimativas do fluxo de momento meridional.

O limite superior de fluxo de momento para dados de 4 dias foi estimado por Espy et al. (2004b). Os autores mostraram claras tendências semidiurnas das componentes zonal e meridional do fluxo. Também, variações no período e na fase foram evidenciadas, implicando que a propagação de marés e de ondas de gravidade pode afetar a estrutura horizontal do vento básico observado.

Dados de temperatura provenientes do satélite CRISTA foram usados por Ern et al. (2004) para estudar a amplitude, fase e comprimento de onda vertical de ondas de gravidade. Esta representou a primeira estimativa de fluxos de momento de GWs com dados de satélite. Um mapa mundial de fluxo de momento para a altura de 25 km foi construído e mostrou alta variabilidade através do globo, com pronunciadas regiões de fontes. Algumas discrepâncias foram evidentes em relação à variância das GWs.

Suzuki et al. (2004) trabalhou com imagens do OH e dados de vento do radar MU de Shigaraki para mostrar que 47 % das ondas eram evanescentes, ou seja, apresentavam número de onda vertical imaginário ($m^2 < 0$). Para as ondas livremente propagantes, os valores do fluxo de momento variou de 0,4–43 m^2s^{-2} , com um valor médio de 7 m^2s^{-2} .

Hocking (2005) introduziu um algoritmo novo para estimar o fluxo de momento de ondas de gravidade de escala temporal de 2–3 horas. O método utiliza dados de radar meteorológico do sistema SkyMet. Este método permite determinar simultaneamente as três componentes do vento, as suas covariâncias, bem como os componentes do fluxo de momento, horizontal e vertical.

O fluxo vertical de calor induzido por ondas dissipativas na mesopausa foi derivado por Liu e Gardner (2005) a partir de dados de radar de laser em Maui, HI (20,7°N;

156,3°W), e comparados com resultados do Starfire Optical Range, NM. O fluxo de calor no Starfire Optical Range apresentou um máximo de $2,25 \pm 0,3$ K m/s em 88 km, enquanto que o perfil em Maui apresentou 2 máximos de $1,25 \pm 0,5$ K m/s e $1,4 \pm 0,5$ K m/s em 87 e 95 km, respectivamente. O máximo comum em 90 km foi atribuído às instabilidades convectivas. O segundo máximo, observado em Maui, foi atribuído à máxima probabilidade de instabilidades dinâmicas. Os resultados sugeriram que a fraca dissipação de energia em Maui pode causar efeitos opostos no balanço de energia da região, o primeiro reduzindo a taxa de resfriamento local pelo transporte de calor, e outro reduzindo o aquecimento químico pelo transporte do oxigênio atômico.

Tang et al. (2005a) apresentaram uma técnica automatizada para estimar o fluxo de momento e de energia de ondas de gravidade, além dos parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade a partir de imagens da aeroluminescência e dados de vento de radar meteorológico. Parte do algoritmo é baseada no trabalho de *Tang et al. (2003)*, e utiliza o fator de cancelamento CF, derivado primeiramente por *Swenson e Gardner (1988)* para a emissão do OH, e estendido para o O₂ por *Liu e Swenson (2003)* e para o O(¹S) por *Vargas et al. (2007)*. Este algoritmo é a base para a estimativa do fluxo de momento durante este trabalho, que será apresentado com mais detalhes no capítulo 5.

Tang et al. (2005b) aplicaram do método desenvolvido em *Tang et al. (2005a)* para estimar o fluxo de momento com dados adquiridos em Maui, HI. O método identificou ondas quase monocromáticas com períodos variando entre 6–40 minutos. O fluxo médio de momento foi direcionado para nordeste no verão e para sudoeste no inverno. A tendência sazonal no fluxo meridional é sugerida ser um fenômeno global. O fluxo zonal mostrou forte tendência para o leste no inverno e para oeste no verão, enquanto que o fluxo meridional foi em sua maior parte dirigido para o pólo de verão.

CAPÍTULO 3

INSTRUMENTAÇÃO E DADOS

Neste capítulo, os equipamentos e os dados utilizados para acessar os parâmetros dinâmicos de ondas de gravidade para o cálculo do seu fluxo de momento e de energia correspondentes são apresentados. O pré-processamento das imagens adquiridas por meio de imageadores CCD *all-sky* é mostrado em detalhes, bem como o processo de redução dos dados obtidos por radar meteorológico. As técnicas de mapeamento de imagens em coordenadas geográficas, os algoritmos de remoção de estrelas das imagens e a obtenção do vento básico em cada camada de emissão são discutidos amplamente.

3.1 Técnicas de observação

Diversas técnicas de observação são empregadas para acessar a dinâmica das ondas de gravidade na atmosfera superior e para determinar os seus parâmetros intrínsecos. O campo de ondas é observado por meio de instrumentos de solo, como radares de laser e de vento, interferômetros, espectrômetros, fotômetros e imageadores. Instrumentos óticos a bordo de satélites também têm sido ultimamente empregados para dar uma perspectiva global da atividade de ondas na alta atmosfera.

Tendo em vista que cada um destes instrumentos é sensível a uma determinada faixa específica do espectro, a utilização conjunta de equipamentos permite a identificação de uma ampla variedade de modos de propagação. Por exemplo, *Taylor et al.* (1995b) pela análise de dados de radar de laser e de imageador durante a campanha ALOHA-93, determinaram os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade pela combinação das medidas dos dois instrumentos, numa região entre 80 e 100 km de altura. O radar de laser é sensível a ondas com escala vertical da ordem da espessura da camada do sódio mesosférico ($\lambda_z < 10$ km), enquanto que o imageador é sensível a ondas com escala vertical maior do que a espessura das camadas de aeroluminescência ($\lambda_z > 15$ km).

As limitações pertinentes a todas as técnicas de observação empregadas para sondar a mesosfera foram amplamente discutidas por *Gardner e Taylor* (1998). Eles concluíram que, apesar de diferentes instrumentos serem sensíveis em diferentes regiões do espectro, ondas de larga escala dificilmente são observadas a partir de técnicas de solo. Instrumentos a bordo de satélites devem ser mais empregados para fornecer a resolução necessária para resolver o espectro de ondas nas regiões de baixa frequência (ou grande período) e pequenos números de onda (ou grande escala vertical e horizontal).

3.1.1 Sítios observacionais

Os dados utilizados neste estudo compreendem basicamente imagens de três camadas de aeroluminescência e dados de vento, adquiridos simultaneamente por imageadores e por radares meteorológicos em dois sítios observacionais, respectivamente. Os sítios de observação estão localizados em diferentes latitudes, sendo eles Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°W) e São João do Cariri (7,4°S; 36,6°W). A Figura 3.1 mostra a localização exata dos sítios de observação dentro do território brasileiro. Foram sobrepostos ao mapa duas imagens de aeroluminescência compreendendo 512x512 km de extensão. As imagens estão na mesma escala do mapa, e os seus centros estão alinhados com as latitudes e longitudes dos dois sítios de observação, respectivamente.

Ambas as localidades operam continuamente imageadores e radares meteorológicos para o estudo de fenômenos atmosféricos. Dados de imageador estão disponíveis em Cachoeira Paulista desde 1998, enquanto dados de radar meteorológico a partir do ano de 1999. O radar meteorológico de São João do Cariri iniciou suas operações a partir de 2004, enquanto dados de imageador estão disponíveis desde 2001 na localidade.

Os imageadores de ambas as localidades operam em períodos no entorno da lua nova, compreendendo ~13 noites de observação por mês. O tempo de observação durante uma noite varia bastante, mas em média 3–4 horas contínuas de dados são obtidos por noite, com a aquisição média de ~200 imagens da emissão do OH. Para as outras emissões, o período de amostragem é maior do que o do OH e o número de imagens adquiridas por noite é proporcionalmente menor.

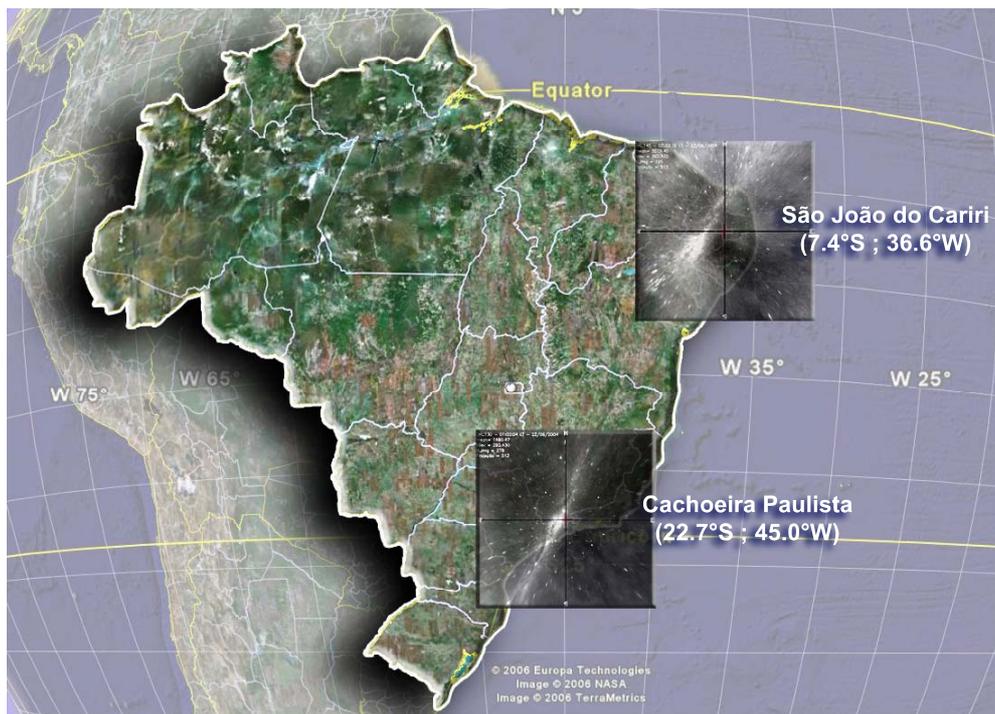


FIGURA 3.1 – Localização geográfica dos sítios de observação no Brasil, onde foram adquiridos dados de luminescência atmosférica e dados de vento utilizados neste trabalho.

Diferentemente do imageador, o radar meteórico é capaz de operar continuamente dia e noite em ambas as localidades. No entanto, a determinação precisa do vento é dependente do número de meteoros detectados num dado intervalo de tempo. A detecção de meteoros na atmosfera superior é uma função da altura de ablação e do tempo, e a incerteza nas medidas de vento varia de acordo com estes dois fatores.

Na Figura 3.2 são mostrados os histogramas da distribuição mensal de dias de dados de aeroluminescência úteis para cada localidade. Para um dado mês, o número de dias com dados representa a soma de todos os dias do mês em questão, em todos os anos num dado local de observação. Para Cachoeira Paulista, utilizaram-se dados dos anos de 1999, 2000, 2004 e 2005. Em Cariri, os dados utilizados são de 2004 e 2005. O número de dias de dados por mês em Cariri é menor do que em Cachoeira Paulista porque representa o valor acumulado de dois anos, enquanto o valor acumulado em Cachoeira Paulista é representativo de quatro anos de observações.

A necessidade de dados conjuntos de imageador e de vento para a determinação dos parâmetros intrínsecos é crucial para a nossa análise, o que parcialmente restringiu a base de dados em cada localidade. O imageador de São João do Cariri está em operação desde 2001, mas a necessidade de dados conjuntos de radar meteórico permitiu somente a utilização de imagens a partir de 2004, ano em que o radar começou a operar no local. Já em Cachoeira Paulista, o radar meteórico está em operação desde o final de 1999, mas imagens da aeroluminescência do período de 2001, 2002 e 2003 não estão presentes pela ausência de imageador em operação no local.

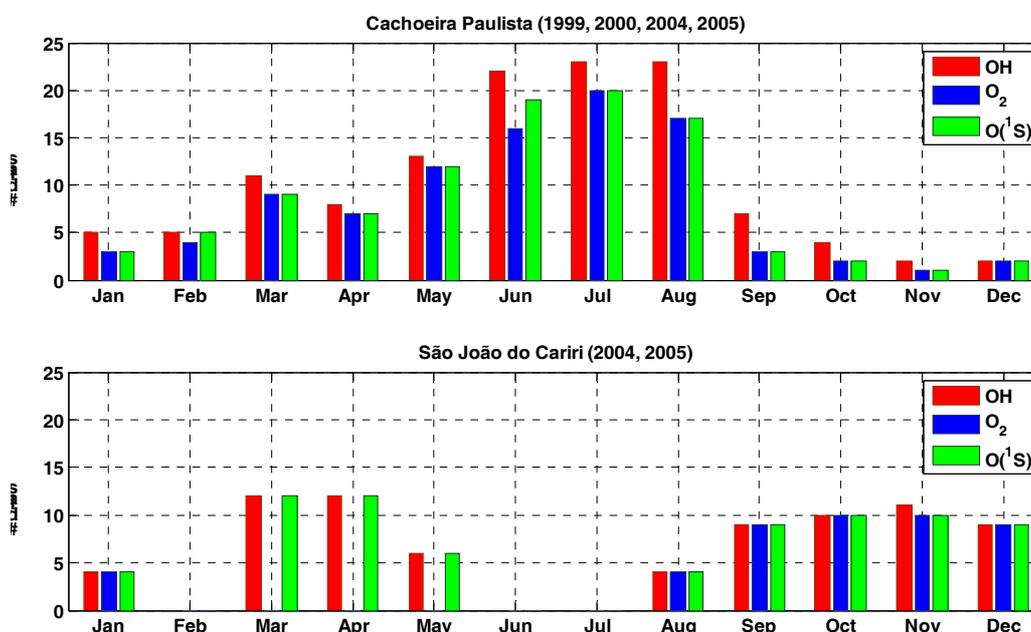


FIGURA 3.2 – Distribuição mensal de dados. Cada ponto no histograma representa o número acumulado de dias por mês numa dada localidade. Para uma dada localidade, o número de dias por mês representa a soma para todos os anos usados no estudo naquele mês.

O número de dias com dados em Cachoeira Paulista é maior do que em Cariri. A operação dos equipamentos e a aquisição de dados úteis para estudo dependem criticamente das condições meteorológicas. Observa-se uma variação no número de dias úteis em Cachoeira Paulista, com máximo no inverno e fora da estação das chuvas. Em

Cariri existe ausência de dados em alguns meses devido às falhas de operação nos equipamentos. Medidas da emissão do O₂ nos meses de março, abril e maio não foram possíveis em São João do Cariri devido a problemas no filtro de interferência correspondente a esta emissão.

3.2 Imageador CCD *all-sky*

O emprego de imageadores em estudos de aeronomia torna possível observar indiretamente ondas de gravidade e estimar seus parâmetros horizontais, tais como o comprimento de onda horizontal, a direção de propagação e a velocidade de fase da onda (*Hapgood e Taylor, 1982*). O comprimento de onda horizontal é importante porque dá idéia das escalas dominantes na região MLT o qual o imageador é sensível. A direção de propagação representa uma maneira de se inferir as possíveis fontes das ondas numa dada região, bem como a anisotropia na direção de propagação. A velocidade de fase é uma medida da energia transportada pelas ondas, e da influência potencial destas ondas no meio, quando elas se dissipam ou sofrem quebra.

As medidas mostram que o imageador é sensível a comprimentos de onda horizontal de 5–60 km, períodos de 5–60 minutos e velocidades de fase entre 10–80 m s⁻¹ (*Taylor et al., 1997; Medeiros et al., 2001*). Estes parâmetros são inferidos via análise de Fourier pelo processamento digital das imagens. Medidas complementares de ventos, através de radares de vento operando simultaneamente na mesma localidade do imageador, possibilitam avaliar o desvio Doppler causado pelo vento predominante na frequência intrínseca das ondas de gravidade.

A Figura 3.3 mostra esquematicamente um imageador CCD *all-sky* e algumas de suas principais características. O instrumento é composto basicamente de uma parte óptica e de um dispositivo CCD na base, acoplado a um sistema de resfriamento para manter o ruído térmico do CCD baixo. No topo do sistema óptico está uma lente *all-sky*, que proporciona um campo de visão de quase 180° do céu. A luz do céu noturno passa através de um sistema ótico telecêntrico, fazendo a luz incidir numa roda de filtros de interferência.

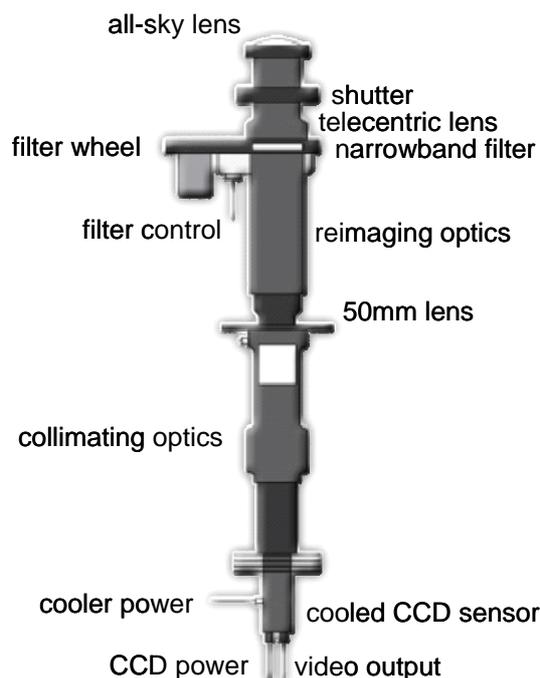


FIGURA 3.3 – Ilustração artística de um imageador e alguns de seus componentes básicos, tais como o sistema óptico, a roda de filtros e o dispositivo CCD.

FONTE: Modificado de <http://isr.sri.com/instruments/allsky/>.

A utilização de filtros acoplados ao imageador torna possível a observação de diferentes camadas de aeroluminescência e o estudo de ondas em diferentes alturas na região MLT. Exemplo de imagens obtidas por imageador na Figura 3.4 mostram estruturas ondulatórias associadas a ondas de gravidade de diferentes escalas espaciais observadas em diferentes alturas dentro da região MLT.

Os imageadores empregados neste estudo possuem filtros de interferência (agrupados na roda de filtros) que selecionam as emissões da linha verde do oxigênio em 557,7 nm, a linha vermelha em 630,0 nm, do fundo luminoso em 578,0 nm, no infravermelho entre 715–930 nm da molécula OH (bandas vibracionais (8,3), (4,0), (9,4), (5,1), (6,2), (7,3) e parte da (8,4)) e a banda atmosférica do O₂ (0-1). Também as linhas 589,0 e 589,4 nm do sódio mesosférico, com camada em torno de 87 km são observadas para comparações com as outras camadas.

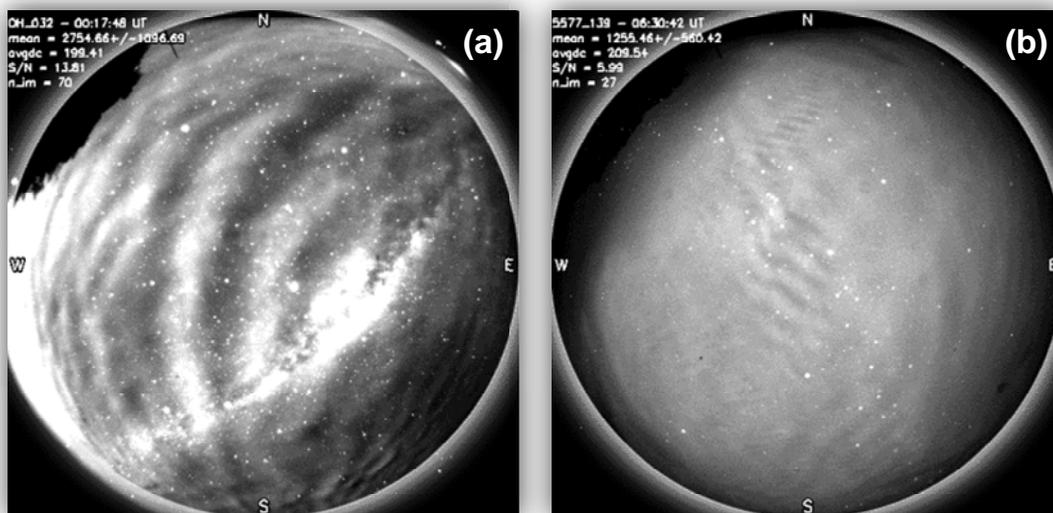


FIGURA 3.4 – Imagens tipicamente obtidas pelo imageador, mostrando modulações nas camadas emissoras devido a ondas de gravidade. (a) Onda tipo banda (grande escala horizontal) na camada do OH observada em Cachoeira Paulista em 30/05/2000. (b) Onda tipo *ripple* (pequena escala horizontal) observada em 11/03/1999 na emissão do oxigênio atômico.

A roda de filtros gira automaticamente conforme a programação realizada previamente via computador. O tempo de integração e a taxa de amostragem dependem diretamente da radiância de cada emissão. Como a emissão do OH é a mais intensa, a sua taxa de amostragem é maior do que a das outras emissões. As características de cada filtro são apresentadas na Tabela 3.1. As taxas de amostragem são também mostradas juntamente com o tempo de integração para cada emissão.

A luz do céu noturno, depois de filtrada, passa através de um sistema de lentes colimadoras, que reproduzem a imagem sobre o CCD. A luz que incide sobre o CCD é convertida em fotoelétrons, e posteriormente armazenada digitalmente em forma de imagens de computador. O *chip* CCD possui uma área coletora de $6,45 \text{ cm}^2$, com uma matriz de 1024×1024 pixels, e resolução de 16 bits/pixel. Este dispositivo apresenta uma alta eficiência quântica (80 % no visível), baixa corrente de escuro ($0,5 \text{ elétrons s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$), baixo ruído de leitura (15 elétrons rms) e alta linearidade (0,05 %). O agrupamento de pixels adjacentes (*binning*) 2×2 é utilizado para gerar imagens 512×512

pixels, o que melhora a relação sinal–ruído das imagens (SNR=20:1), e resulta numa resolução angular de 6,1 mrad/pixel (0,54 km/pixel no zênite tomando como referência a camada do OH).

TABELA 3.1 – Características dos filtros de interferência presentes nos imageadores utilizados neste estudo, tempos de integração das imagens e taxas de amostragens para de cada emissão da aeroluminescência.

Filtro	Comprimento de onda (nm)	Tempo de integração (s)	Período de amostragem (min)
OI	557,7	90	3,5 [†] 8,0 ^{†† ‡}
OI	630,0	90	14,0 [†] 7,0 ^{†† ‡}
OH	715-930	15	2,0 [†] 3,5 ^{†† ‡}
O ₂ (0,1)	865,5	90	14,0 [†] 7,5 ^{†† ‡}
<i>Background</i>	578,0	90	30,0 ^{† ‡}

[†] - de 1998 a 2000 em Cachoeira Paulista; ^{††} - de 2004 a 2006 em Cachoeira Paulista; [‡] - de 2004 a 2006 em São João do Cariri

3.3 Pré-processamento de imagens da aeroluminescência

Uma imagem pode ser entendida como uma matriz de pixels igualmente espaçados identificados por dois índices (i, j) e por um nível de intensidade associada a um tom de cinza (Weeks, 1996). Para as imagens utilizadas neste trabalho, a intensidade relativa em cada pixel é associada à radiância luminosa das emissões da aeroluminescência.

Em geral, a radiância observada é modulada por ondas de gravidade (veja a Figura 3.4). Estas ondas perturbam a taxa de emissão volumétrica das camadas através de perturbações na temperatura e na densidade dos constituintes atmosféricos. Observar as variações espaço-temporais da radiância das emissões nos fornece um meio de estudar as ondas de gravidade através das camadas de aeroluminescência.

Para que sejam obtidas medidas fidedignas do campo de ondas, ruídos externos ao sinal da aeroluminescência devem ser estimados e removidos. A intensidade devido à luz zodiacal, planetas e estrelas, o efeito *van Rhijn*, o efeito *vignette*, o ruído térmico do CCD e o ruído estatístico de leitura estão comumente presentes nas imagens e afetam

diretamente a intensidade registrada (*Garcia et al.*, 1997). Além disso, marés atmosféricas, ondas planetárias e variações diurnas na difusão de constituintes traços podem causar mudanças sensíveis na aeroluminescência dentro de períodos de poucas horas.

A radiância ou intensidade observada de uma emissão é proporcional integral da taxa de emissão volumétrica ao longo da linha de visada. Como as camadas de aeroluminescência têm espessura finita, o caminho ótico observado aumenta à medida que o ângulo zenital cresce. Isto ocasiona o efeito *van Rhijn*, que representa o aumento gradativo de luminosidade dos pixels mais afastados do zênite em direção às bordas da imagem. Já o efeito *vignette* ocorre devido ao formato circular das lentes do equipamento que projetam a imagem no plano retangular do CCD. Isto causa a atenuação gradativa do sinal nas proximidades dos vértices da imagem, reduzindo a radiância nesta região.

Os efeitos *van Rhijn* e *vignette* causam variações radialmente simétricas na intensidade. Para que estes efeitos indesejados sejam removidos ou pelo menos atenuados, determina-se a imagem da fração da flutuação do sinal da aeroluminescência $B'(i, j)$, definida por:

$$B'(i, j) = \frac{B(i, j) - \bar{B}(i, j)}{\bar{B}(i, j)} \quad (3.1)$$

onde $B(i, j)$ é uma imagem simples qualquer gravada num instante t , e $\bar{B}(i, j)$ é a imagem média representativa de uma noite de observação, calculada num intervalo de tempo conveniente. Pode ser mostrado que a luminosidade ao longo da imagem da fração da flutuação é uniforme (*Garcia et al.*, 1997).

O ruído térmico do dispositivo CCD é atribuído à vibração térmica dos átomos de silício do substrato do CCD, que liberam elétrons mesmo quando o equipamento não está exposto à luz. O resfriamento do CCD reduz o ruído térmico por uma ordem de magnitude a cada decréscimo de 20° C.

Mantendo o sistema resfriado, a maior fonte de ruído eletrônico é o ruído de leitura. Originário principalmente do pré-amplificador do *chip* CCD durante o processo de conversão de cargas em sinal de voltagem, o ruído de leitura é independente da localização espacial de cada pixel no detector. Sua magnitude não pode ser determinada precisamente, mas este problema é geralmente contornado através de melhorias no projeto do sistema, o que pode reduzir significativamente a sua influência.

A remoção de tendências devido aos efeitos de marés e de ondas planetárias das imagens é realizada através do ajuste de uma superfície plana ao longo da imagem. Basicamente, a superfície ajustada é subtraída da imagem, fazendo com que o efeito assimétrico da luminosidade devido a ondas de grandes escalas espaciais seja atenuado. Este processo é realizado após a imagem ter as estrelas removidas e ser mapeada em coordenadas geográficas.

3.3.1 Remoção de estrelas

Planetas e estrelas geralmente aparecem na imagem como fontes pontuais com luminosidade muito maior do que a média da imagem. Usualmente a sua filtragem é feita por um algoritmo convencional de remoção de estrelas, que procura regiões na imagem com intensidade acima de um dado limite. Os pixels reconhecidos como sendo estrelas têm o seu valor substituído pelo valor médio local de intensidade calculado no seu entorno.

Para definir corretamente o cenário do problema, considere uma imagem *all-sky* $B(i, j)$ contendo N estrelas, cada qual com amplitude A_n , e uma função g que representa o espalhamento da energia da estrela ao redor da sua posição (*point-spread function*). O campo de estrelas na imagem pode ser aproximado como a soma de funções delta ao longo de todo o campo de visão de $B(i, j)$. Assumindo que a média da imagem é zero, teremos (Tang *et al.*, 2003b):

$$B(x, y) = \sum_{n=1}^N A_n g(x - x_n, y - y_n) \quad (3.2)$$

A transformada de Fourier desta imagem é:

$$P(k, l) = G(k, l) \sum_{n=1}^N A_n \exp(-ix_n k, -iy_n l) \quad (3.3)$$

onde k e l são os números de onda zonal e meridional, respectivamente, e $G(k, l)$ é a transformada de Fourier da função g . O espectro de potência da imagem é:

$$P = |G(k, l)|^2 \left[\sum_{n=1}^N A_n^2 + \sum_n \sum_{m \neq n} A_n A_m^* \exp[-i(x_{nm} k - y_{nm} l)] \right] \quad (3.4)$$

onde $x_{nm} = x_n - x_m$ e $y_{nm} = y_n - y_m$. Note que se as estrelas tiverem localizações distintas, os termos x_{nm} e y_{nm} nunca serão identicamente zero.

A primeira somatória dentro dos colchetes na equação 3.4 mostra que as estrelas acrescentam energia ao espectro em todas as frequências espaciais. O termo exponencial na segunda somatória causa um padrão de interferência no espectro de potência e contribui somente com funções sinusoidais reais de média zero para o espectro de potência. Já a função G filtra os termos entre colchetes, fazendo com que mais energia apareça em frequências espaciais mais baixas. Assim, o espectro de potencia é modificado nas baixas frequências devido ao campo de estrelas e a própria função g .

Diferentemente do algoritmo convencional, o método adotado neste trabalho trata a remoção das estrelas como um problema de detecção de bordas. Uma estrela ocupa uma região finita R da imagem com bordas Γ devido à função g associada à óptica do sistema. Qualquer onda de gravidade tênue será perdida nesta região. Em primeira aproximação, o sinal encoberto é dado por:

$$p(R) \approx \frac{1}{M} \sum_{m,n \in S} B[m, n] \quad (3.5)$$

onde S representa a vizinhança de uma dada estrela (excluindo R), e M é o número de pontos discretos na vizinhança S . Uma boa estimativa para a média local é dada por uma porção de 15×15 pixels no entorno de S , excluindo a região R .

Como as bordas e o interior das estrelas aparecem como picos de magnitude no gradiente da imagem, pixels que excedem um dado limite de detecção têm seu valor substituído pela média local. À medida que o limite de detecção decresce, mais estrelas vão sendo removidas. Em certo ponto, o filtro começa a atenuar porções do espectro de ondas relativo às altas frequências. Este efeito pode ser mais bem entendido se a magnitude do gradiente de uma onda de gravidade $B = A \sin(k_x x + k_y y + \phi)$ for calculada:

$$|\nabla B| = A(k^2 + l^2)^{1/2} |\cos(kx + ly - \phi)| \quad (3.6)$$

Mantendo a amplitude constante, a equação 3.6 mostra que o gradiente cresce com a magnitude do vetor $k_h = (k^2 + l^2)^{1/2}$, ou seja, ondas com números de onda maiores (menores comprimentos de ondas) estarão mais próximos ao limite de detecção estabelecido. Para se determinar corretamente este limite, cria-se uma onda artificial com comprimento de onda mínimo λ_{min} próximo ao comprimento de onda de Nyquist λ_{nyq} , que é dado por $\lambda_{nyq} = 2\delta s$, onde δs é a resolução espacial de cada pixel da imagem. Definindo-se uma amplitude relativa de 10% da média da imagem para esta onda artificial, o limite de detecção é fixado logo acima da magnitude do gradiente desta onda.

Para diferenciar as estruturas ondulatórias de estrelas, o limite de detecção é definido como sendo:

$$\xi = \frac{2\pi}{\lambda_{min}} A_{max} \quad (3.7)$$

A perturbação máxima A_{max} causada por ondas foi fixada em 10% do valor médio da imagem porque representa um limite superior em perturbação geralmente observada

para ondas na aeroluminescência. O comprimento de onda de *Nyquist* λ_{nyq} para nossas imagens é de 2 km, que leva a estabelecer $\lambda_{min} = 1,5 \lambda_{nyq} = 3$ km.

Não se consegue ir além deste limite, uma vez que valores menores que ξ causarão a remoção das estruturas ondulatórias legítimas que se quer preservar. No entanto, ondas com amplitudes comparáveis, mas com frequência espacial menor do que $2\pi/\lambda_{min}$, não serão removidas pelo método de detecção de bordas. O filtro *median* é aplicado após a operação para a remoção do restante das estrelas na imagem.

Para exemplificar o método, considere as imagens apresentadas na Figura 3.5. Um sinal ondulatório sintético, equivalente a uma onda de gravidade com escala horizontal de 50 km perturbando em 10% a intensidade, foi gerado e artificialmente adicionado a uma imagem ordinária da aeroluminescência (Figura 3.5(a)). O vetor de onda da perturbação foi alinhado com o eixo x por conveniência. A resolução espacial da imagem original é de 512x512 km, o que corresponde a 10 frentes de onda tomando toda a imagem. A intenção é comparar qualitativamente a eficiência do algoritmo convencional de remoção de estrelas com o algoritmo de detecção de bordas apresentado.

Na Figura 3.5(b), o algoritmo convencional de remoção de estrelas foi aplicado à imagem original modificada. Esta imagem é suavizada através da convolução da imagem com o filtro *median*, e a diferença entre a imagem original e a imagem suavizada é calculada. A seguir, os pixels com intensidade acima de um dado limite têm o seu valor substituído pelo valor de intensidade da imagem suavizada.

O algoritmo de detecção de bordas funciona de maneira um pouco diferente pelo uso do gradiente da imagem original. O procedimento atenua mais ainda o sinal das estrelas (Figura 3.5(c)) melhorando o brilho e aumentando o contraste da imagem, o que facilita a observação das ondas presentes nas imagens.

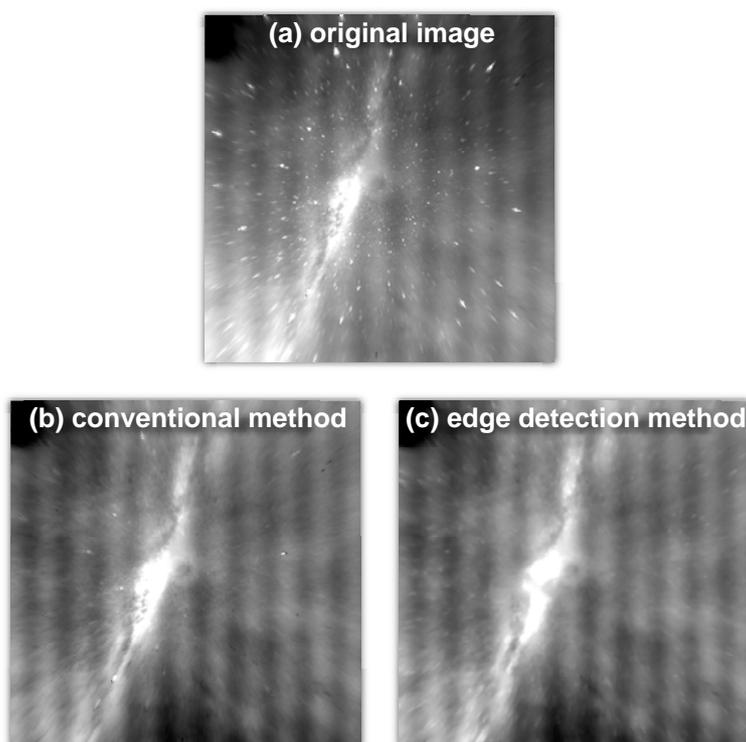


FIGURA 3.5 – Comparação entre diferentes métodos de remoção de estrelas. (a) Imagem original mostrando todo o campo de estrelas com um sinal ondulatório artificialmente adicionado à imagem. (b) Remoção de estrelas utilizando o algoritmo convencional. (c) Remoção de estrelas utilizando o algoritmo de detecção de bordas.

Na Figura 3.6, estão mostrados o conteúdo espectral das linhas centrais da imagem original, da imagem com estrelas removidas pelo método convencional e da imagem com as estrelas removidas pelo método de detecção de bordas, respectivamente. O gráfico da amplitude *versus* número de onda zonal mostra que existe um pico de potência próximo a 50 km, o que é consistente com a onda artificialmente adicionada à imagem original. Enquanto o algoritmo convencional atenua pouco o conteúdo espectral das estrelas, o algoritmo de detecção de bordas é eficiente em todo o espectro. Nas baixas frequências, onde a contribuição estelar é bastante proeminente, a atenuação devida ao algoritmo de detecção de bordas é ainda mais acentuada. Também, o pico devido à onda fica mais evidente pela utilização do algoritmo novo, tendo um efeito global positivo no processo de detecção de ondas e no cálculo de sua amplitude.

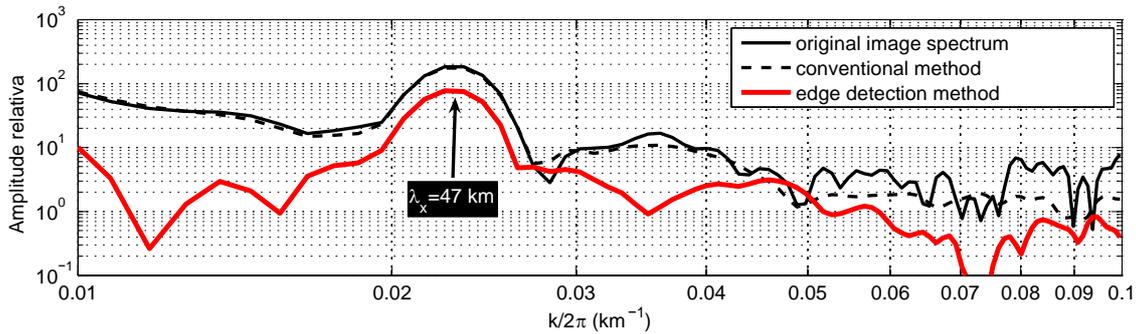


FIGURA 3.6 – Comparação dos métodos de remoção de estrelas como base no conteúdo espectral da imagem.

3.3.2 Transformação de coordenadas

Arquivos originais de imageador contêm a imagem do céu noturno num dado instante de observação. A geometria das camadas emissoras em conjunto com a função de transferência das lentes *fisheye* faz com que a imagem projetada seja distorcida de forma não-linear sobre a matriz do CCD. A imagem distorcida é projetada numa grade regular, onde a resolução espacial de cada pixel é função da distância do pixel ao centro da imagem. Para que os parâmetros dinâmicos das ondas sejam corretamente inferidos, a distorção deve ser corrigida antes de qualquer análise (Hapgood e Taylor, 1982; Garcia et al., 1997; Coble et al., 1998).

O efeito da distorção nas imagens é resolvido por um algoritmo de transformação de coordenadas, que mapeia e interpola os pixels da imagem original em uma grade regular. Nesta grade bidimensional, a resolução espacial de cada pixel é constante e não depende do ângulo zenital. Além disso, através da calibração estelar, este algoritmo faz com que o centro da imagem coincida com o zênite local, além de alinhar o topo da imagem com o norte geográfico.

Para fazer o mapeamento em coordenadas, vamos definir um sistema de coordenadas curvilíneas como aquele da Figura 3.7, que representa uma porção espacial coincidente com a camada de emissão. Seja ζ o ângulo zenital ou ângulo de observação ($\zeta=0$ define o zênite), ψ é o ângulo entre o ponto de observação, o centro da Terra e o zênite

local, o arco r é componente radial polar do sistema curvilíneo que nos fornece a distância horizontal do ponto de observação ao zênite ($r=0$ no zênite), e r_e e z são o raio da Terra (6371 km) e a altura do centróide da camada de aeroluminescência ($z \sim 87$ km para a camada do OH), respectivamente.

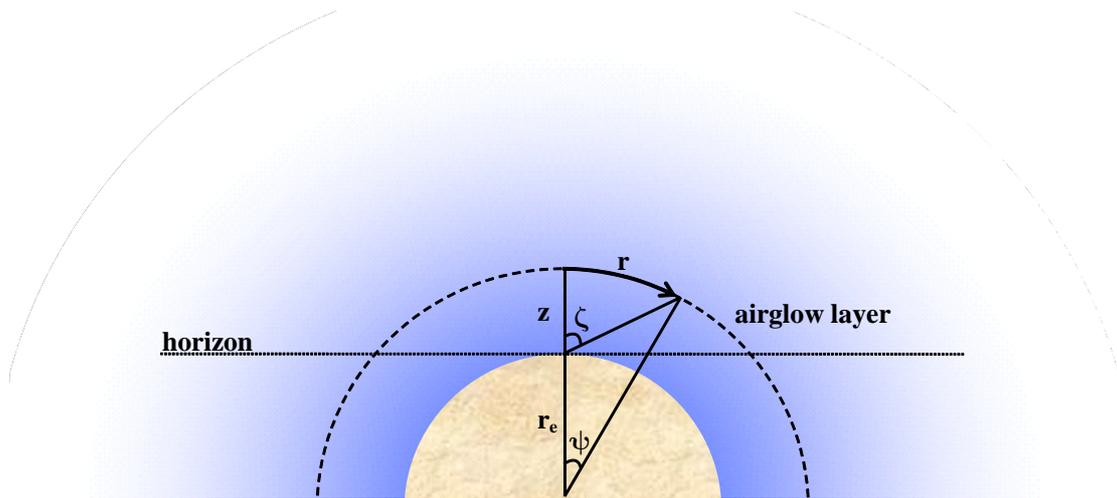


FIGURA 3.7 – Geometria do sistema de coordenadas curvilíneas da atmosfera utilizada para o mapeamento de imagens *all-sky*.

Tendo em vista que as ondas de gravidade têm comprimentos de onda muito menores do que r_e e o pacote de ondas tem extensão limitada, é conveniente considerar a Terra e as camadas de aeroluminescência como superfícies planas, possibilitando a adoção de um sistema de coordenadas cartesianas para a descrição deste processo. A Figura 3.8(a) descreve o plano imagem projetado na matriz do CCD, onde θ é o ângulo azimutal medido pelo observador. Como r_c é o componente radial polar no plano imagem, o mapeamento de r_c para r é requerido para resolver a distorção das imagens. A posição polar (r_c, θ) sobre a matriz do CCD é mapeada na posição polar (r, θ) sobre a camada de luminescência, notando-se primeiramente que:

$$\zeta = \frac{\sigma}{W_B} r_c, \quad (3.8)$$

onde σ é o campo de visão angular visto pelas lentes *all-sky* (tipicamente de $\sim 170^\circ$ ou $\sim 2,96$ rad) e W_B é a largura da matriz do CCD.

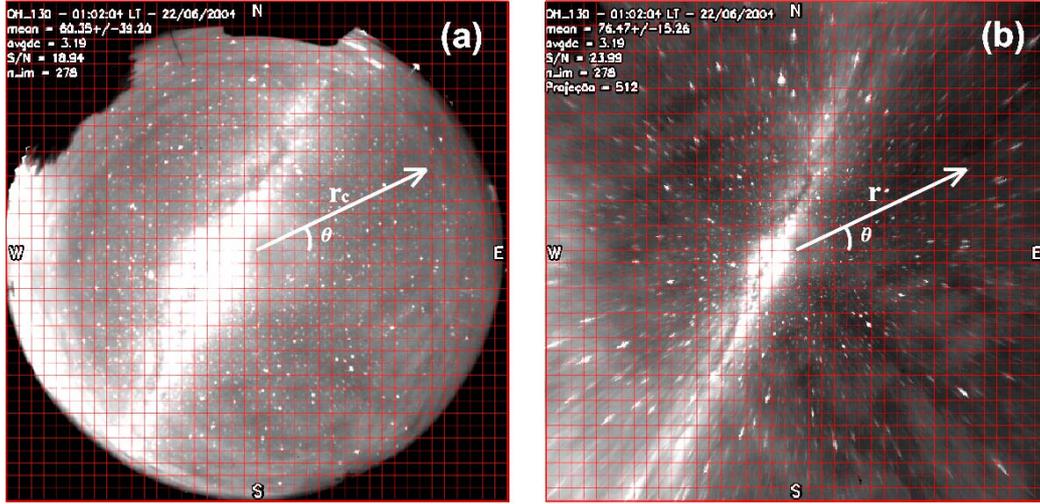


FIGURA 3.8 – (a) Imagem original gerada em 19/01/99, mostrando a esfera celeste projetada no sistema de coordenadas do CCD. (b) Imagem mapeada em coordenadas geográficas com extensão de 512x512 km.

O mapeamento da atmosfera para a matriz do CCD é linear com respeito ao ângulo zenital ζ , ou seja, o ângulo zenital é mapeado em distância linear ao longo da matriz do CCD. A extensão espacial observada pelo imageador, tomando como referência a camada do OH, é de ~ 2100 km, equivalendo a um ângulo ψ de $\sim 18,84^\circ$ em latitude (longitude).

Pela lei dos senos, podemos observar que é válida a relação:

$$\psi = \zeta - \sin^{-1} \left[\frac{r_e}{r_e + z} \sin \zeta \right], \quad (3.9)$$

Combinando-se as equações 3.8 e 3.9, teremos que:

$$r = g(r_c) = (r_e + z) \left\{ \frac{r_c \sigma}{W_B} - \sin^{-1} \left[\frac{r_e}{r_e + z} \sin \left(\frac{r_c \sigma}{W_B} \right) \right] \right\}, \quad (3.10)$$

O mapeamento inverso é encontrado sabendo-se que:

$$\zeta = \tan^{-1} \left[\frac{\sin \psi}{\cos \psi - \frac{r_e}{r_e + z}} \right], \quad (3.11)$$

Por fim, conclui-se que:

$$r_c = \frac{W_B}{\sigma} \tan^{-1} \left[\frac{\sin \left(\frac{r}{r_e + z} \right)}{\cos \left(\frac{r}{r_e + z} \right) - \frac{r_e}{r_e + z}} \right]. \quad (3.12)$$

As equações 3.8–3.12 são necessárias para transformar as imagens CCD *all-sky* para o sistema de coordenadas geográficas das camadas de aeroluminescência. Essas mesmas equações podem ser utilizadas para prever a posição de estrelas em nossas imagens.

A Figura 3.9 mostra o gráfico relativo à equação 3.10 *versus* a coordenada normalizada r_c / W_B do plano-imagem, onde W_B é a largura da matriz do CCD. Note que nas bordas do plano-imagem, uma pequena variação na coordenada normalizada r_c / W_B corresponde a uma grande variação na coordenada atmosférica r .

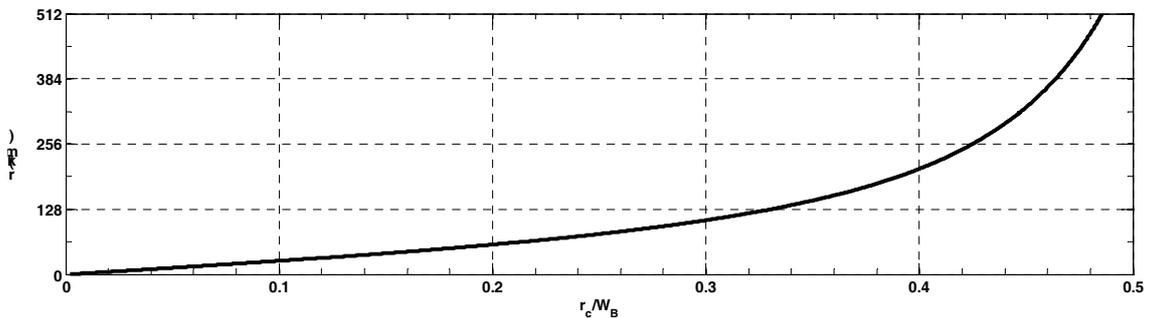


FIGURA 3.9 – Função de distorção não-linear das lentes *all-sky*. A curva mostra que pixels mais afastados do zênite correspondem a uma maior extensão espacial devido à distorção espacial das imagens *all-sky*.

Para entender melhor o efeito da distorção, considere uma onda ideal se propagando zonalmente e apresentando comprimento de onda horizontal de 50 km, como aquela mostrada na Figura 3.10(a). Seja (r, θ) o sistema de coordenadas polares do sistema geográfico. A função que descreve esta onda é:

$$f(r, \theta) = \cos[k(r \cos \theta) - \omega t] \quad (3.13)$$

A distorção é modelada pela transformação de coordenadas representada pela equação 3.10. Assim, a função de onda no plano-imagem do CCD pode ser dada por:

$$f[g(r_c), \theta] = \cos\{k[g(r_c) \cos \theta] - \omega t\} \quad (3.14)$$

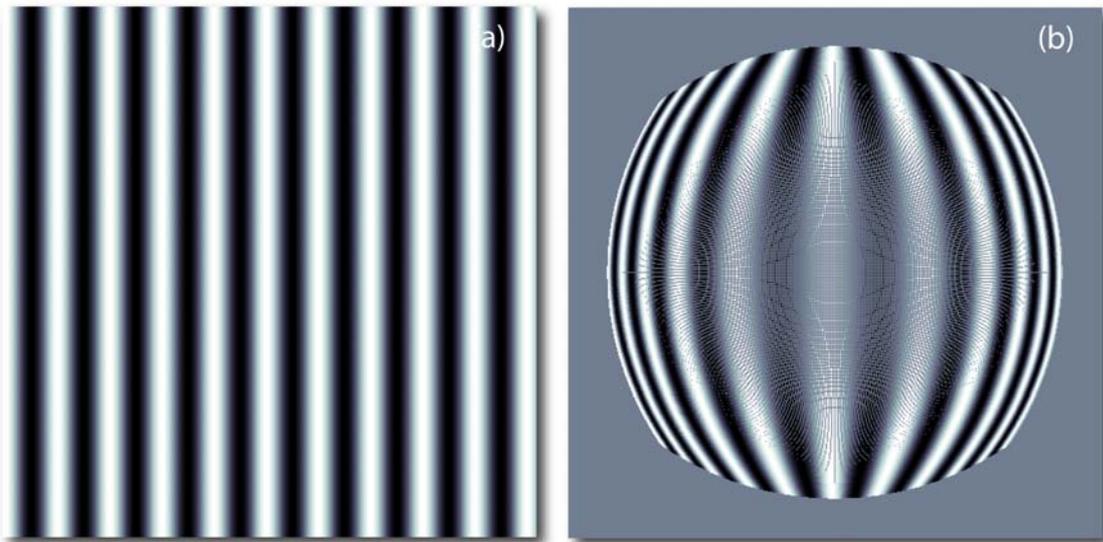


FIGURA 3.10 – (a) Imagem sintética de uma onda plana monocromática de 50 km de comprimento de onda horizontal, com direção de propagação para leste, no sistema de coordenadas curvilíneas da atmosfera. (b) Imagem projetada no plano do CCD, mostrando a distorção espacial em imagens *all-sky*.

Devido à distorção, a posição relativa dos pixels na Figura 3.10(a) são mapeados em diferentes posições no plano imagem do CCD, como mostra a Figura 3.10 (b). Note que

as frentes de onda, originalmente paralelas, tornam-se mais curvadas em direção às bordas da imagem. A Figura 3.10(a) corresponde a uma porção espacial de 512x512 km na altura da camada de emissão situada numa matriz de 512x512 pixels, dando uma resolução de 1 km/pixel. O mapeamento desta porção espacial no plano-imagem corresponde a uma região menor do que o tamanho original da matriz, evidenciando a distorção espacial nas imagens.

3.4 Radar meteórico

O radar meteórico do sistema SkiYMET é usado para detectar meteoros que incidem na atmosfera da Terra. Quando um meteoro entra na atmosfera, ele sofre ablação e é rapidamente vaporizado, deixando uma trilha de gás ionizado na sua trajetória que é capaz de refletir ondas de rádio. O radar meteórico emite um pulso eletromagnético a partir do solo, que incide sobre a trilha meteórica e parte retorna ao solo, onde é detectado por um sistema de antenas receptoras (Figura 3.11).

A observação do radar meteórico SkiYMET permite a determinação de vários parâmetros atmosféricos. Estudos realizados a partir dos ecos detectados oferecem informações a respeito da natureza do meteoro e sua respectiva velocidade de entrada na atmosfera. A trilha do meteoro é transportada pelo vento predominante, que ocasiona desvio Doppler do sinal recebido no solo. A partir deste fenômeno, também é possível inferir a velocidade e a direção do vento atmosférico na altitude de observação. Em geral, são determinados através do radar meteórico o fluxo de meteoros, as componentes zonal, meridional e vertical do vento mesosférico e o coeficiente de difusão ambipolar atmosférico.

O radar meteórico SkiYMET utiliza uma antena transmissora e cinco antenas receptoras, dispostas em forma de cruz assimétrica, funcionando como um interferômetro (Figura 3.11). O ângulo de chegada é determinado pelas diferenças de fases entre as cinco antenas. O sistema é controlado por computador que faz a aquisição

e análise dos dados e os apresenta em tempo real. Todas as funções de controle e gerenciamento de dados são acessadas remotamente via interface gráfica.

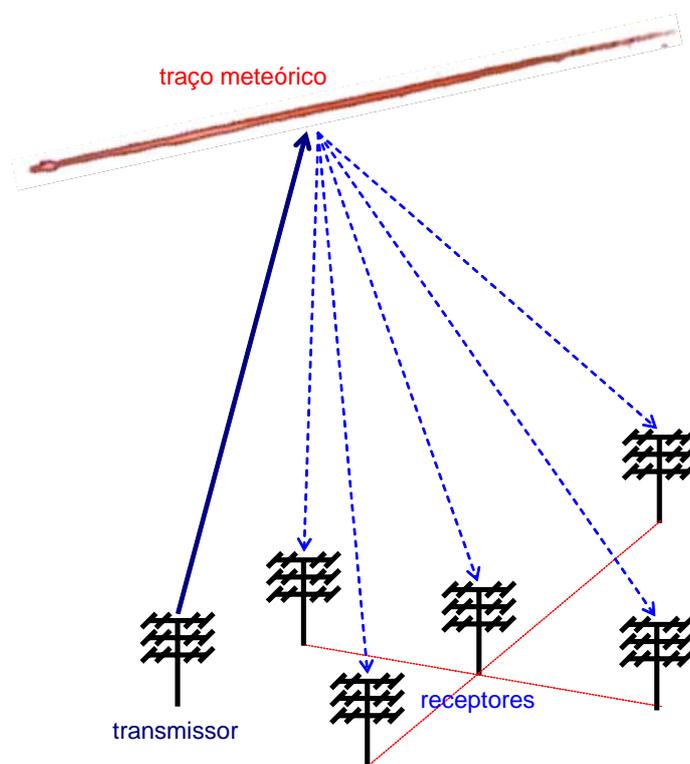


FIGURA 3.11 – Representação esquemática do sistema de um radar meteorológico, utilizado para captar traços ionizados de meteoros que adentram a atmosfera terrestre.

O sistema permite a detecção de até 5000 ecos meteóricos por dia. A distribuição em altura segue uma distribuição gaussiana com máximo em 90 km, como está mostrado na Figura 3.12(a). O número de ecos apresenta uma variação diária, onde o máximo ocorre em torno das 6 horas da manhã e o mínimo às 6 horas da tarde, como está mostrado na Figura 3.12(b), onde o tempo é mostrado em hora decimal. A frequência de operação do sistema é de 35,24 MHz e o pulso transmitido tem duração de 13 μ s, proporcionando uma resolução de 2 a 3 km, com taxa de repetição de 2144 pulsos por segundo. A potência transmitida é de 12 kW (valor de pico).

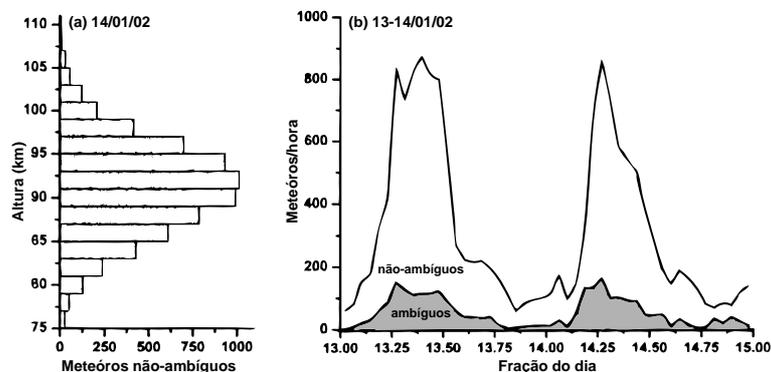


FIGURA 3.12 – Fluxo de meteoros em Cachoeira Paulista. (a) Distribuição vertical de ocorrências de meteoros, em 14 de janeiro de 2002. (b) Taxa de ecos meteóricos como uma função da fração do dia, referentes aos dias 13 e 14 de janeiro de 2002.

FONTE: Lima (2004, p.61)

3.5 Dados de vento

Normalmente, ventos nominais são obtidos com resolução temporal de 2 horas e resolução espacial de 2 km, respectivamente. Dependendo do número de ecos meteóricos detectados pelo sistema, a resolução temporal e espacial pode ser melhorada significativamente.

A velocidade radial do vento e as suas componentes zonal, meridional e vertical são determinadas a partir de combinação das velocidades radiais de cada meteoro detectado. As posições dos meteoros são determinadas pelas funções de autocorrelação e correlação cruzada do sinal, e a velocidade radial pelo uso da taxa de mudança de fase.

A Figura 3.13 mostra perfis típicos de vento para as componentes zonal e meridional, obtidos a partir dos dados do radar meteórico de Cachoeira Paulista no dia 13/07/99 em 13 níveis de altura separados por 2 km entre si. Os níveis foram centrados em 78, 80, 82,..., 102 km de altura. Cada perfil vertical representa a média de 2 horas, centradas em 19, 21, 23,..., 07 horas LT.

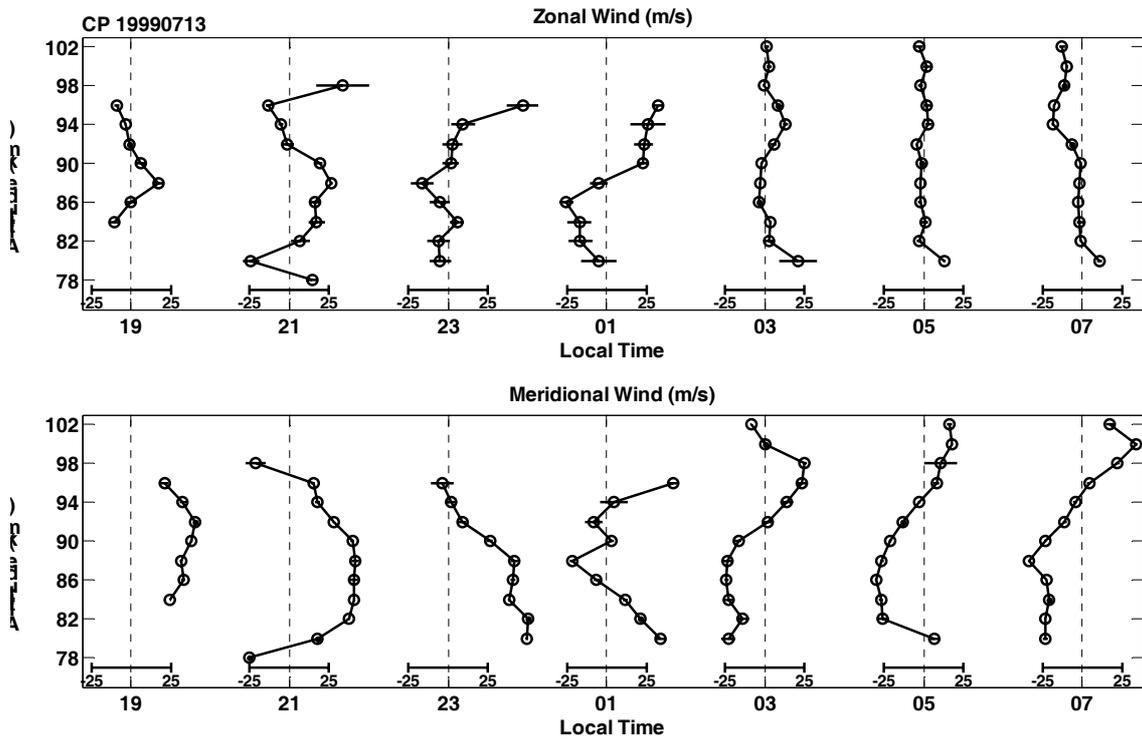


FIGURA 3.13 – Perfis verticais do vento zonal (topo) e do vento meridional (base) juntamente com os respectivos erros, observados em 13/07/99 em Cachoeira Paulista pelo radar meteorológico. Os dados foram processados considerando resolução espacial de 2 km e resolução temporal de 2 horas.

Conhecer o vento predominante permite corrigir o desvio Doppler causado pelo vento na frequência intrínseca das ondas de gravidade. Um observador no solo tem acesso a apenas à frequência observada ω_o da onda porque o vento predominante transporta consigo as ondas de gravidade. Considerando uma onda esta se movendo horizontalmente, o efeito Doppler na frequência intrínseca das ondas pode ser quantificado através de:

$$\omega = \omega_o - \mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{v}}, \quad (3.15)$$

onde $\bar{\mathbf{v}}$ representa o vetor vento médio horizontal e \mathbf{k} o vetor de onda. O nível z_c em que $\omega_o = |\mathbf{k}| |\bar{\mathbf{v}}|$ ($\omega = 0$) é um nível de absorção, onde a onda provavelmente será dissipada. Tendo em vista que os níveis de absorção filtram parte do espectro

observável de ondas, é importante também conhecer o desvio Doppler em cada instante para avaliar se as ondas identificadas são verticalmente propagantes ou evanescentes. Ondas evanescentes apresentam fluxo vertical nulo e serão desconsideradas ao longo de nossa análise para o cálculo do fluxo de momento.

A determinação do fluxo de momento e de energia das ondas, bem como a correção do desvio Doppler causado pelo vento básico deve ser realizada para cada uma das camadas mesosféricas de emissão. Para que o vento em cada camada seja conhecido, uma função de ponderação é aplicada ao perfil vertical do vento ao longo de cada camada, para levar em conta que as camadas de emissão têm espessura finita, isto é, o perfil de emissão volumétrica varia verticalmente numa dada extensão espacial.

Devido ao fato que as ondas de gravidade perturbam as camadas de aeroluminescência, os seus centróides são deslocados e a espessura de cada uma é reduzida devido à ação da onda de gravidade. Uma vez que estamos considerando ondas perturbando as camadas, os perfis de desvio padrão destas perturbações, em diferentes emissões, foram modelados e serão utilizados neste estudo como funções de ponderação para a determinação do vento representativo de cada camada. Estes perfis estão apresentados na Figura 3.14, e as condições em que foram obtidos serão discutidas em detalhes na seção 4.2.1, onde o efeito de uma onda perturbando as camadas é modelado.

Uma vez definidas as funções de ponderação, o vento zonal dentro da i -ésima camada é estimado por:

$$\bar{u}_i(t) = \frac{\int_{z_1}^{z_2} \varepsilon_i^\sigma \bar{u}(z,t) dz}{\int_{z_1}^{z_2} \varepsilon_i^\sigma dz} \quad (3.16)$$

onde ε_i^σ representa o perfil vertical do desvio padrão da taxa de emissão volumétrica (funções de ponderação). A equação 3.16 também é válida para estimar o vento meridional e o vento vertical dentro da i -ésima camada.

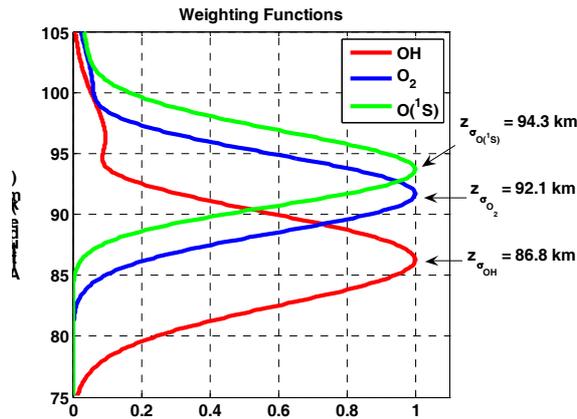


FIGURA 3.14 – Perfis verticais do desvio padrão da taxa de emissão volumétrica perturbada, utilizadas como função peso em nosso estudo.

O vento ponderado nas camadas do OH, O₂ e O(¹S) é mostrado na Figura 3.15. Após aplicar a função de ponderação aos perfis verticais do vento (Figura 3.13), surge uma série que representa a variação do vento dentro de cada camada em função do tempo. Um ajuste sinusoidal por mínimos quadrados é então obtido da série resultante. A curva de ajuste foi determinada com base nas componentes diurna, semidiurna e terdiurna da maré atmosférica, além de um valor constante. Uma expressão genérica utilizada para o ajuste das séries correspondentes ao vento zonal e ao vento meridional é definida por:

$$y_{fit}(t) = a_0 + a_1 \cos\left(\frac{2\pi t}{8} + \phi_1\right) + a_2 \cos\left(\frac{2\pi t}{12} + \phi_2\right) + a_3 \cos\left(\frac{2\pi t}{24} + \phi_3\right) \quad (3.17)$$

onde os coeficientes a_i (em m/s) representam as magnitudes de cada componente, e os coeficientes ϕ_i (em radianos) são as fases relativas entre cada um. O ajuste das séries temporais em cada camada garante uma estimativa do vento em qualquer instante de tempo ao longo de uma noite de observação. Na Figura 3.15 estão mostradas as curvas de ajustes sobre as respectivas séries temporais obtidas nas três camadas de emissão, onde os coeficientes de ajuste estão determinados tanto para o vento zonal como para o vento meridional em cada camada.

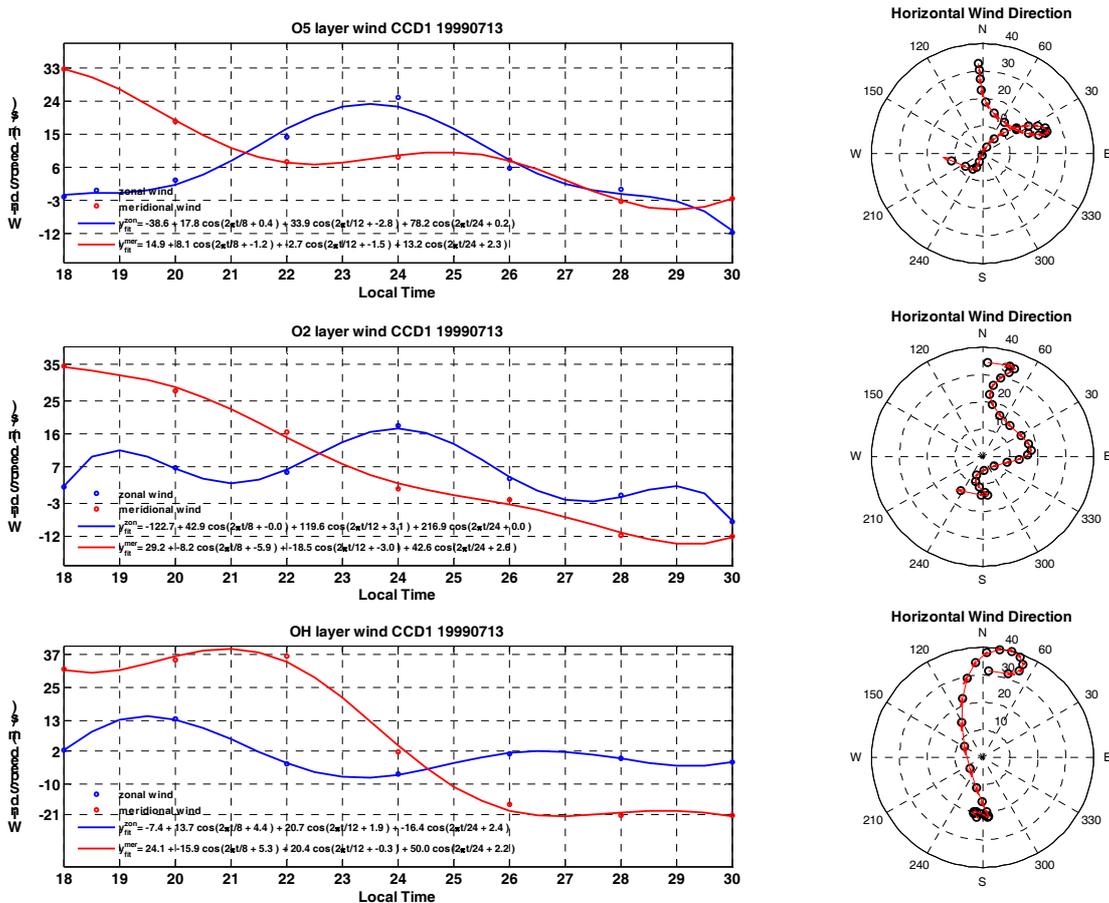


FIGURA 3.15 – Vento zonal e meridional ponderado durante a noite de 13/07/99 para as camadas do OH, O₂ e O(¹S), respectivamente.

Devido às camadas estarem localizadas em diferentes alturas dentro da região MLT, a magnitude do vento horário é diferente em cada uma das camadas de aeroluminescência. A direção horizontal do vento durante a noite também está mostrada na Figura 3.15 através dos gráficos polares. Observe nos gráficos polares que as curvas resultantes correspondem a diferentes magnitudes e direção do vento básico. Isto evidencia a dominância da maré semidiurna no campo de ondas durante o período de observação nos níveis de 80–100 km de altura em Cachoeira Paulista, o que é uma característica de regiões de média latitude.

3.5.1 Correção do desvio Doppler

Conhecendo o vento no instante em que uma imagem foi gravada, o desvio Doppler pode ser estimado e corrigido para ondas observadas na camada de emissão. Uma vez que as ondas são carregadas pelo vento, a propagação de fase observada pela animação de imagens sequenciais é irreal. O desvio é corrigido através do deslocamento circular dos pixels da imagem em relação a uma imagem de referência. O número de pixels a que a imagem será movida depende da velocidade do vento horizontal naquele dado instante. A expressão geral que determina o número de pixels a serem deslocados nas imagens é dada por:

$$\delta p = \frac{\delta L}{\delta s} = \bar{u} \frac{\delta t}{\delta s} \quad (3.18)$$

onde δt é o período de amostragem entre imagens (~2 min para o OH), δs é a resolução espacial de cada pixel e \bar{u} representa o vento básico na direção zonal ou meridional, respectivamente. Note que δL_i é a distância que uma onda viaja horizontalmente no tempo δt , devido somente a advecção pelo vento básico.

A correção do desvio Doppler é aplicada a cada grupo de três imagens sucessivas por vez, e a seguir duas imagens TD são geradas pela subtração de imagens sucessivas de cada grupo, como será discutido na próxima seção. Mostradas na Figura 3.16 estão imagens hipoteticamente adquiridas nos instantes t_{-1} , t_0 e t_{+1} , tomadas como referência para exemplificar o processo de correção Doppler. A resolução espacial das imagens é de $\delta s=0,58$ km/pixel, num campo de visão de 150x150 km distribuído ao longo de 256x256 pixels. O valor do vento predominante na camada, nos instantes t_{-1} e t_{+1} , está mostrado na base da Figura 3.16, tanto para direção zonal com para a direção meridional.

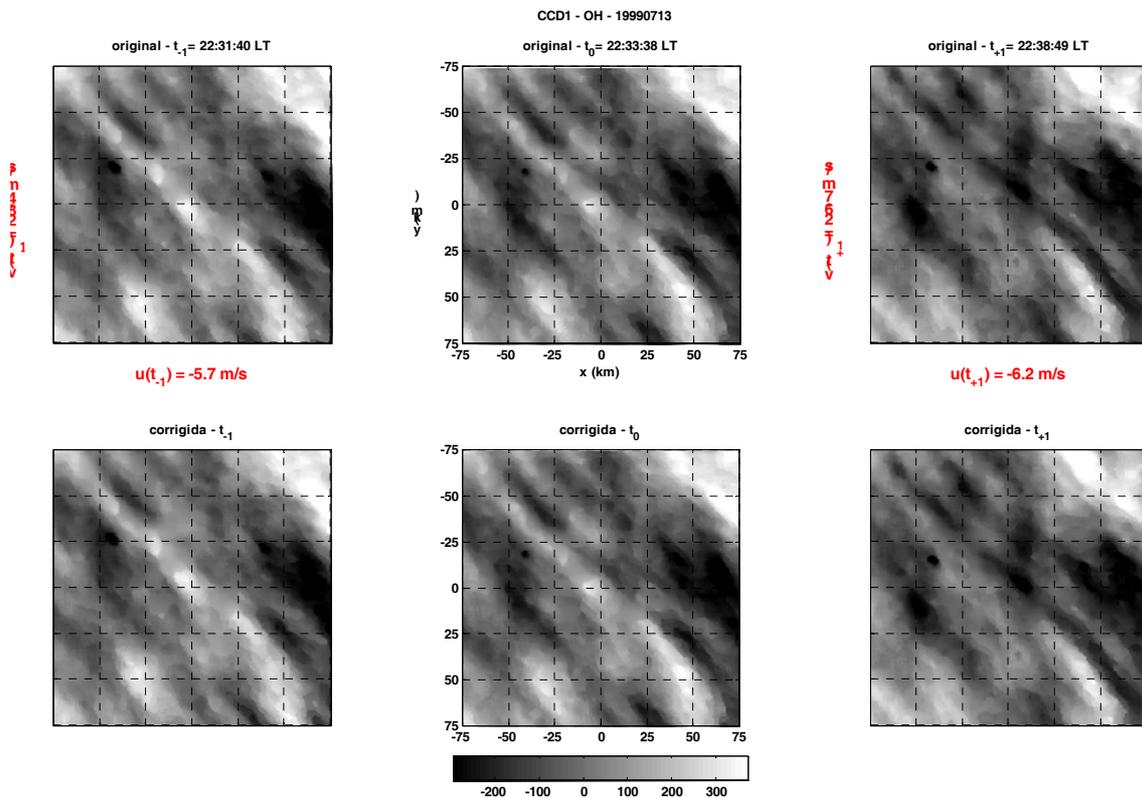


FIGURA 3.16 – Processo de correção do desvio Doppler devido ao vento básico atmosférico em imagens da aeroluminescência.

O deslocamento δp é calculado para as direções x e y através da equação 3.18, conhecendo-se o vento nos instantes t_{-1} e t_{+1} nestas duas direções. Enquanto a primeira imagem é deslocada de $\delta p(t_{-1})$ pixels no sentido do vento, a última é deslocada de $\delta p(t_{+1})$ no sentido oposto. A imagem adquirida em t_0 é mantida inalterada. A posição relativa das estrelas nas imagens também é deslocada ao longo das imagens, mas isto não afeta o resultado da análise, pois elas serão removidas pelo algoritmo de filtragem estelar. Após esse processamento, o efeito Doppler do campo de ondas é removido, e a variação da fase da onda é relativa somente ao seu movimento intrínseco, com o efeito do vento eliminado.

3.5.2 Imagens TD

As imagens *time difference* (TD) são obtidas da operação de subtração de imagens sucessivas de um dado grupo de imagens, nas quais o efeito Doppler foi corrigido (Tang *et al.*, 2003a; Tang *et al.*, 2005a). Desta forma, a partir do grupo de três imagens como aquelas apresentadas no painel inferior da Figura 3.16, duas imagens TD podem ser obtidas através de $B(t_0) - B(t_{-1})$ e $B(t_{+1}) - B(t_0)$. Entre outros efeitos úteis, a subtração de imagens sucessivas faz com que o contraste e o brilho da imagem TD resultante seja melhorado, fazendo com que a detecção visual de ondas presente nestas imagens seja favorecida. Imagens TD típicas referentes às três imagens com o efeito Doppler corrigido (Figura 3.16) estão mostradas a seguir na Figura 3.17.

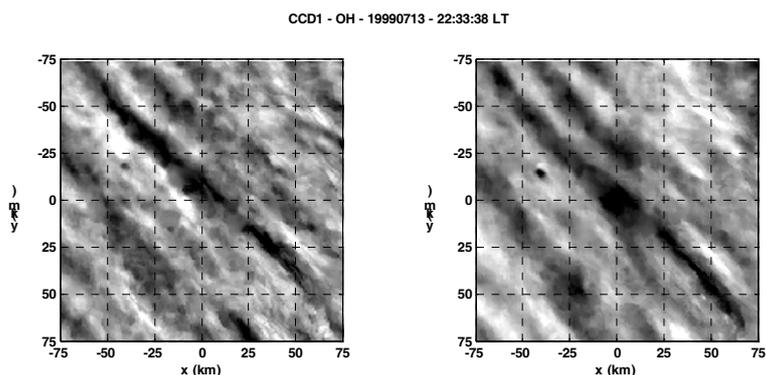


FIGURA 3.17 – Grupo de imagens TD obtidas em 13/07/99 às 22:33 LT. Diversas frentes de onda podem ser mais bem identificadas após a operação TD porque o contraste e o brilho das imagens originais são favorecidos.

A operação atua como um filtro temporal passa-banda, no qual a banda passante depende do período de amostragem das imagens. As ondas com períodos muito longos têm a sua amplitude atenuada, enquanto que a amplitude de ondas com períodos mais curtos é amplificada (Tang *et al.*, 2005a). Este cenário é ideal a este estudo, uma vez que ondas de curto período são aquelas em que o imageador é mais sensível e são responsáveis por transportar a maior parte do fluxo de momento e energia que chega até a alta atmosfera.

Para mostrar como esta operação atua como um filtro passa-banda, vamos considerar duas imagens B_1 e B_2 , adquiridas em instantes diferentes de tempo. Uma onda com amplitude A , frequência observada ω_o e número de onda horizontal k está se propagando através destas imagens. Numericamente, a modulação do sinal da aeroluminescência é descrita para cada imagem por:

$$B_1 = A \cos[kx - \omega_o t + \phi] \quad (3.19)$$

$$B_2 = A \cos[k(x + \delta x) - \omega_o(t + \delta t) + \phi] \quad (3.20)$$

onde δx é a distância que a onda viaja no intervalo de tempo δt , o período de amostragem das imagens. A diferença entre B_2 e B_1 é dada por:

$$\begin{aligned} B_{TD} = B_2 - B_1 &= A \left\{ \cos[k(x + \delta x) - \omega_o(t + \delta t) + \phi] - \cos[kx - \omega_o t + \phi] \right\} \\ &= 2A \operatorname{sen}\left(\frac{\omega_o \delta t - k \delta x}{2}\right) \times \operatorname{sen}\left[k\left(x + \frac{\delta x}{2}\right) - \omega_o\left(t + \frac{\delta t}{2}\right) + \phi\right] \end{aligned} \quad (3.21)$$

onde o fator $2A \operatorname{sen}\left(\frac{\omega_o \delta t - k \delta x}{2}\right)$ é reconhecido como a amplitude da onda ao longo da imagem TD. A razão entre a amplitude da onda na imagem original e a amplitude na imagem TD é dada por:

$$\frac{A_{TD}}{A} = 2 \operatorname{sen}\left(\frac{\omega_o \delta t - k \delta x}{2}\right) = 2 \operatorname{sen}\left[\frac{(\omega_o - k \bar{u}) \delta t}{2}\right] = 2 \operatorname{sen}\left[\frac{\omega \delta t}{2}\right] \quad (3.22)$$

onde \bar{u} é a velocidade do vento predominante na altura da camada (ao longo das frentes de onda) e $\omega = 2\pi/\tau_i$ é a frequência intrínseca da perturbação (τ_i é o seu período intrínseco). Para ondas com diferentes períodos, esta razão varia sensivelmente. Quando o período é grande em comparação com o intervalo de tempo δt , a razão entre as amplitudes A_{TD}/A é pequena e a onda dificilmente será reconhecida na análise espectral.

A banda passante deste tipo de filtro depende da taxa de amostragem entre as imagens, que varia de emissão para emissão. Pode-se considerar genericamente o intervalo da banda passante entre $2\delta t$ a $10\delta t$, no qual A_{TD} assume valores de $2A$ e $0,62A$, respectivamente. No caso de imagens adquiridas com alta taxa de amostragem (pequeno período de amostragem), o limite inferior do filtro se restringe ao período de Brünt-Väisälä.

A Figura 3.18 mostra a razão A_{TD}/A versus o período intrínseco da onda. Considerando um período de amostragem δt de 2 minutos, a banda passante fica situada entre períodos de $\sim 6,5$ minutos a 20 minutos, onde a razão A_{TD}/A assume valores de $\sim 1,5$ e $0,5$, respectivamente. Logo, este gráfico indica que a subtração de imagens sucessivas beneficia a identificação de ondas de alta frequência (curto período). O período de amostragem de 2 minutos utilizado para compor o gráfico é representativo da camada do OH, conforme mostrado na Tabela 3.1. Se o período de amostragem fosse de $\sim 3,5$ minutos (representativo da emissão do O_2), a banda passante do filtro compreenderia o intervalo de 7–35 min.

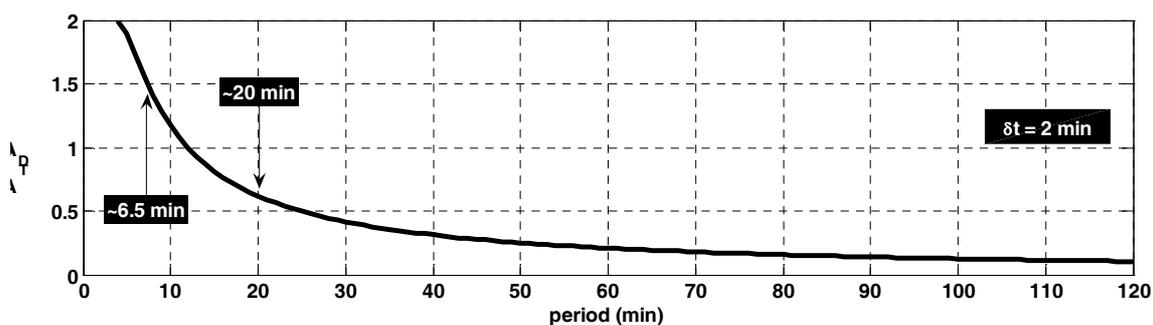


FIGURA 3.18 – Razão entre amplitudes de onda observada em uma imagem TD e em uma imagem original como função do período intrínseco da onda. O período de amostragem utilizado para compor este gráfico foi de 2 minutos, que é representativo da emissão do OH.

Durante o processamento das imagens, o cálculo das imagens TD acontece após a correção do desvio Doppler e antes da análise espectral. Duas imagens TD são obtidas a cada grupo de três imagens sucessivas, seguida da transformada de Fourier bidimensional que é aplicada em cada imagem TD resultante. O espectro cruzado é obtido então a partir dos espectros individuais de cada imagem TD. O processamento completo das imagens e a obtenção dos parâmetros dinâmicos das ondas de gravidade serão examinados em detalhes no capítulo 5. O processamento das imagens, desde a sua seleção até a obtenção de todos os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade observadas, está apresentado no Apêndice B em forma de um fluxograma.

CAPÍTULO 4

MODELAGEM DAS CAMADAS DE AEROLUMINESCÊNCIA PERTURBADAS POR ONDAS DE GRAVIDADE

Este capítulo tem como objetivo descrever em detalhes a modelagem teórica para a camada de emissão do O(¹S) frente a perturbações induzidas por ondas de gravidade. Modelos precedentes para as emissões da banda atmosférica do O₂(b) e para as bandas de Meinel do OH são combinados com o presente modelo com o objetivo de derivar relações entre amplitudes e fases de ondas perturbando múltiplas camadas, utilizando vários parâmetros dinâmicos e coeficientes de amortecimento. A resposta ponderada da aeroluminescência frente às ondas de gravidade é obtida através do fator de cancelamento (CF), tanto para a temperatura como para a intensidade das camadas. As equações básicas utilizadas no modelo são apresentadas na seção 4.1, enquanto que as principais previsões são mostradas na seção 4.2, onde o modelo é então confrontado com dados observacionais. O fluxo de momento e de energia, bem como a convergência destes fluxos, são modelados na seção 4.3.

4.1 Descrição do modelo

As ondas de gravidade têm um papel importante na dinâmica da alta atmosfera e baixa termosfera. Medidas de ondas de gravidade através de radares mostraram que 70% do fluxo de momento que chega até a mesosfera é transportado por ondas com períodos curtos ($\tau_i < 1$ h), causando aceleração de 20–100 m/s/dia no vento básico (F). Este forçante é fundamental para explicar a estrutura dinâmica de toda a atmosfera, e deve ser levado em conta em modelos de circulação global (GCM) (McLandress, 1998). Recentes esforços para determinar o fluxo de momento devido às ondas de gravidade fazem uso de imagens da aeroluminescência registrados por imageadores CCD *all-sky*. Estes equipamentos são de custo relativamente baixo, apresentando alta eficiência na detecção das variações espaço-temporais da luminosidade noturna das camadas de emissão. Os parâmetros dinâmicos das ondas de gravidade são obtidos pela

análise espectral destas imagens, e os fluxos de momento e de energia podem ser inferidos a partir da amplitude das ondas, estimadas em cada uma das camadas (*Hecht et al.*, 1994 e 2001; *Taylor et al.*, 1995; *Coble et al.*, 1998; *Nakamura et al.*, 1999 e 2001; *Suzuki et al.*, 2004).

Determinar o fluxo de momento e energia não foi possível até o trabalho de *Swenson e Gardner* (1988), que introduziu o parâmetro denominado fator de cancelamento (CF) para a camada do OH, com o objetivo de relacionar as amplitudes das perturbações na intensidade e da temperatura cinética do gás majoritário em função do comprimento de onda vertical das ondas de gravidade (*Swenson e Liu*, 1998; *Swenson et al.*, 1999; *Espy et al.*, 2004b; *Tang et al.*, 2005b).

O efeito das ondas de gravidade sobre a atmosfera pode ser inferido através do cálculo da convergência de fluxo de momento. Esta estimativa é possível se o fluxo de momento for conhecido em duas ou mais camadas de aeroluminescência separadas em altitude na região mesosférica. A modelagem do fator CF para o O(¹S) realizada neste estudo permite conhecer o fluxo de momento dentro da camada desta emissão, tal qual os modelos de CF para o OH, desenvolvido por *Swenson e Gardner* (1998), e para a emissão do O₂, por *Liu e Swenson* (2003). A convergência do fluxo de momento para ondas dissipativas pode agora ser estimada entre múltiplas camadas através do fator CF.

Os modelos fotoquímicos das camadas de emissão utilizados neste trabalho, através de expressões para a taxa de emissão volumétrica, foram apresentados na seção 2.2. A taxa de emissão volumétrica mostra o número de fótons emitidos num dado volume por unidade de tempo, quantidade que varia bastante de emissão para emissão. A intensidade observada de uma dada emissão, considerando uma linha de visada vertical (zênite), é calculada pela integral da taxa de emissão volumétrica sobre a camada inteira, o que é dado matematicamente por:

$$I(t) = \int_{z_0}^{z_1} \varepsilon(z, t) dz, \quad (4.1)$$

onde os limites z_0 e z_1 são considerados em 75 e 110 km, respectivamente, englobando todas as três camadas mesosféricas. A temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica T_m também pode ser definida através de uma expressão similar (Liu e Swenson, 2003):

$$T_m(t) = \frac{\int_{z_0}^{z_1} \varepsilon(z, t) T(z, t) dz}{\int_{z_0}^{z_1} \varepsilon(z, t) dz}, \quad (4.2)$$

onde o perfil vertical da taxa de emissão neste caso atua como função peso (ou função de ponderação). Para as camadas do OH e do O₂, a temperatura ponderada T_m , definida na equação 4.2, representa a temperatura rotacional das moléculas. Para o oxigênio atômico, por sua vez, o conceito de temperatura rotacional não se aplica, mas a temperatura ponderada pela sua taxa de emissão volumétrica é definida, por conveniência, para comparações com as outras duas camadas.

Makhlouf *et al.* (1995) mostraram que a temperatura rotacional pode diferir de 10 a 20 K da temperatura atmosférica real, devendo ser tomado cuidado ao considerar-se a temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica. No entanto, Zhao *et al.* (2005) demonstraram que os perfis ponderados de temperatura a partir de dados de LIDAR correlacionam-se extremamente bem com as temperaturas rotacionais do OH e do O₂, quando estas camadas são perturbadas por marés. As diferenças entre a temperatura rotacional e a temperatura cinética obtida pelas medidas do LIDAR foram inferiores a 4 K na maioria das circunstâncias, próximo à incerteza das medidas.

O modelo aqui desenvolvido é essencialmente linear, sendo capaz de descrever a variabilidade espacial e temporal da taxa de emissão volumétrica, da intensidade e da temperatura ponderada, quando ondas de gravidade estão se propagando ascendentemente através da camada de emissão. A estrutura vertical de uma onda monocromática para perturbações na temperatura cinética T' e na densidade ρ' é dada no modelo por:

$$\left(T'/\bar{T}, \rho'/\bar{\rho}\right) = \Re \left\{ \left(\tilde{T}, \tilde{\rho}\right) e^{\alpha z^* + i(mz^* - \omega t)} \right\}, \quad (4.3)$$

onde m é a parte real do número de onda vertical complexo, $\alpha = (1 - \beta)/2H$ é a parte imaginária do número de onda vertical complexo, ω é a frequência intrínseca, H a altura de escala do gás majoritário, β é o coeficiente de amortecimento, e $z^* = z - z_r$, onde $z_r = 85$ km é a altura de referência onde a amplitude da onda é definida. Os parâmetros \bar{T} e $\bar{\rho}$ representam a temperatura e a densidade não-perturbadas, e \tilde{T} e $\tilde{\rho}$ as suas amplitudes, respectivamente. O símbolo \Re se refere a parte real do argumento dentro dos colchetes. Durante a modelagem, considerou-se que $m < 0$, tal que a onda se propaga ascendentemente, isto é, a energia se propaga para cima, enquanto a fase se propaga para baixo.

O parâmetro β foi introduzido na equação 4.3 para simular o amortecimento da onda ao longo de sua trajetória. Este parâmetro tem efeito direto na amplitude da onda, mas não decorre de nenhum processo dissipativo atmosférico real, e por isso as equações dinâmicas não precisam ser modificadas. Quando $\beta = 0$, a onda é livremente propagante, isto é, ela aumenta a amplitude exponencialmente com a altura segundo $\exp[z/2H]$ sem sofrer atenuação, crescendo por um fator de “ e ” a cada $\Delta z = 2H$ km. O caso em que $\beta = 1$ simula uma onda saturada, ou seja, uma onda que não altera a sua amplitude à medida que se propaga verticalmente. O caso extremo em que $\beta > 1$ representa uma onda que é fortemente atenuada, apresentando decréscimo de amplitude com a altura. Note que se $0 < \beta < 1$, a onda ainda cresce a sua amplitude, mas não tão rápido quanto $\exp[z/2H]$. Medidas feitas em Albuquerque (NM) e Maui (HI) por meio de radar de laser e imageador foram utilizadas para estudar as suas características de amortecimento de ondas de gravidade de alta frequência ($\tau_i < 30$ min) (Swenson *et al.*, 2003). Mostrou-se que as ondas tendem ao regime de saturação ou supersaturação abaixo dos 95 km, enquanto que elas são caracterizadas pelos regimes livremente propagante ou pouco amortecidas acima deste nível.

Segundo a teoria linear das ondas de gravidade (*Hines, 1960*), numa atmosfera isotérmica, invíscida e estacionária (nenhum nível crítico pode ser encontrado), onde os efeitos não-lineares são desconsiderados, a frequência intrínseca ω e o número de onda horizontal k_h estão atrelados ao número de onda vertical m através da equação da dispersão (equação 2.58):

$$m^2 = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k_h^2 + \frac{\omega^2}{c_s^2} - \frac{1}{4H^2}. \quad (4.4)$$

As amplitudes complexas na equação 4.3 são relacionadas através da equação de polarização 2.75, a mesma empregada por *Walterscheid et al. (1987)* e *Zhang et al. (1993)*:

$$\tilde{\rho} = \frac{1 - 2\omega^2 H / [g(\gamma - 1)] - 2iHm}{1 - 2\omega^2 H / g + 2iHm} \tilde{T}. \quad (4.5)$$

Implicitamente, a equação 4.5 é obtida considerando-se $\beta=0$ (onda livremente propagante), mas esta equação também é usada no modelo para casos em que $\beta \neq 0$ no intuito de avaliar fases e amplitude de ondas amortecidas em diferentes camadas emissoras.

Devido ao fato de que o N_2 e o O_2 estão bem misturados abaixo dos 100 km de altura, a perturbação em suas densidades numéricas segue a perturbação na densidade atmosférica:

$$\frac{[O_2]'}{[O_2]} = \frac{[N_2]'}{[N_2]} = \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \quad (4.6)$$

No entanto, $[O]$ depende da perturbação em ambas a densidade e a temperatura, uma vez que este gás não está uniformemente distribuído na baixa termosfera. Sua perturbação é calculada por meio de (*Zhang et al., 1993*):

$$\frac{[O]'}{[O]} = DH \frac{\rho'}{\bar{\rho}} + \frac{1 - DH}{\gamma - 1} \frac{T'}{\bar{T}}, \quad (4.7)$$

onde $D = -d(\ln[O])/dz$ representa o inverso da escala de altura do [O]. Numa altura onde $DH=1$, a escala de altura do oxigênio atômico iguala àquela do gás dominante, e a perturbação relativa em [O] passa a ser especificada pela equação 4.6.

A taxa de emissão volumétrica é fortemente dependente da variação em [O] (veja a equação 2.3 para $\varepsilon_{O(^1S)}$, por exemplo). O movimento vertical de ar rico ou pobre em oxigênio atômico ocorre devido à perturbação deste gás pela onda, que conseqüentemente induz variações sensíveis na taxa de emissão volumétrica. Variações na temperatura também afetam as emissões através de variações nos coeficientes de reação, mas a sua influência global é pequena devido aos valores exíguos destes parâmetros.

Para deduzir a amplitude de ondas de gravidade a partir de medidas da aeroluminescência, é necessário obter as relações entre a intensidade perturbada e temperatura cinética perturbada. Devido à espessura finita das camadas de aeroluminescência, o efeito de cancelamento (interferência destrutiva) para ondas com escala vertical comparável a espessura das camadas acontece, fazendo com que a intensidade integrada seja reduzida proporcionalmente. O fator de cancelamento CF_I (CF_{T_m}) para a intensidade (temperatura ponderada) é o parâmetro que quantifica este efeito de cancelamento dentro da camada (Swenson e Gardner, 1998).

O fator CF_I (CF_{T_m}) é definido como a razão entre a amplitude relativa da perturbação na intensidade (temperatura ponderada) e a amplitude relativa da onda na temperatura cinética $A_T = T'/\bar{T}$, onde T' e \bar{T} representam a temperatura cinética perturbada e não-perturbada, respectivamente. Seja a perturbação relativa na intensidade definida por:

$$A_I = \frac{I'}{\bar{I}} \quad (4.8)$$

onde I' representa a perturbação da onda na intensidade e \bar{I} representa a intensidade não-perturbada. O fator de cancelamento CF_I para a intensidade é definido matematicamente como:

$$CF_I = \frac{A_I}{A_T} \quad (4.9)$$

A amplitude relativa da perturbação na temperatura ponderada é dada por:

$$A_{T_m} = \frac{T'_m}{\bar{T}_m} \quad (4.10)$$

onde T'_m e \bar{T}_m representam a temperatura ponderada perturbada e não-perturbada, respectivamente. O fator de cancelamento CF_{T_m} para perturbações na temperatura ponderada é definido matematicamente como:

$$CF_{T_m} = \frac{A_{T_m}}{A_T} \quad (4.11)$$

Note que A_{T_m} representa a resposta da camada no parâmetro “temperatura ponderada” (ou na temperatura rotacional), devido à perturbação de uma onda com amplitude A_T . Uma vez modelado CF_I (CF_{T_m}), A_T pode ser estimada a partir de dados observacionais da perturbação de ondas na intensidade (temperatura ponderada) da aeroluminescência.

Para realizarem-se as simulações referentes ao modelo proposto, é também necessário que um modelo de atmosfera não-perturbada seja especificado. Neste estudo, valores semi-empíricos das densidades numéricas e da temperatura atmosférica foram obtidos através modelo atmosférico MSIS00 (*Picone et al., 2002*) para o intervalo de 75 a 110 km. Na Figura 4.1 estão mostrados os perfis verticais retornados pelo modelo para o equinócio de primavera em 35°N, com condições de baixas atividades solar e magnética

($F_{10,3}=130$ e $A_p=15$). Foram calculadas as densidades numéricas dos constituintes N_2 e O_2 e O , porque entram diretamente no cálculo da taxa de emissão volumétrica de cada emissão. A temperatura também é necessária porque qualquer flutuação nesta quantidade afeta os coeficientes de reação.

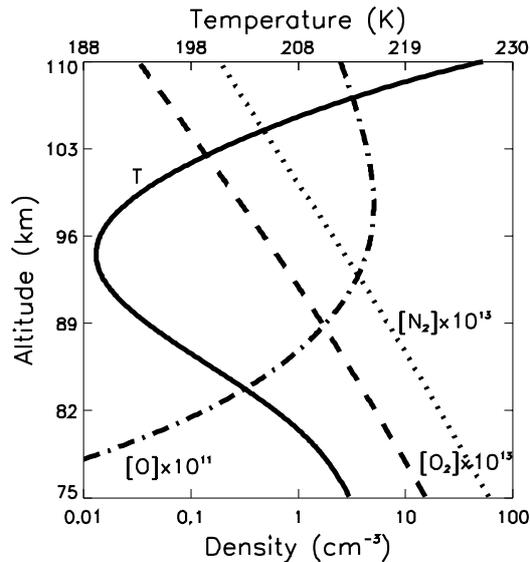


FIGURA 4.1 – Atmosfera básica obtida a partir do modelo MSIS00. Os perfis verticais mostram a temperatura (linha contínua), o oxigênio atômico (linha ponto-tracejada), o oxigênio molecular (linha tracejada) e o nitrogênio molecular (linha pontilhada). Estas densidades numéricas foram calculadas para a latitude de $35^\circ N$ para 21 de março de 1994 (00:00 LT), com baixa atividade solar e magnética.

As modulações na taxa de emissão volumétrica induzidas por ondas de gravidade em cada camada de emissão são obtidas através do seguinte procedimento:

- 1) Os parâmetros intrínsecos da onda são definidos. A amplitude relativa A_T na temperatura cinética é especificada em 1% no nível de referência $z_r=85$ km, conforme a equação 4.3;
- 2) A perturbação na densidade atmosférica é calculada através da relação de polarização 4.5;

- 3) As perturbações no $[O_2]$, no $[N_2]$ e no $[O]$ são calculados de acordo com 4.6 e 4.7;
- 4) As perturbações na taxa de emissão volumétrica de cada camada são obtidas pelas equações 2.3, 2.5 e 2.7, onde os coeficientes de reação dependem da temperatura perturbada;
- 5) Os itens de 3–4 são repetidos para um período completo da onda em passos regulares de 15° , gerando um total de 24 perfis perturbados;
- 6) Cada perfil perturbado de taxa de emissão volumétrica é integrado em altura para obter-se a intensidade I (equação 4.1). O mesmo é feito para obter-se a temperatura ponderada T_m (equação 4.2);
- 7) Finalmente, a amplitude e a fase das séries temporais de I e T_m são obtidas pelo ajuste de uma função senoidal em cada série.

As hipóteses aplicadas na modelagem aqui proposta são apresentadas explicitamente por simplicidade. Isto inclui: **(a)** A amplitude das ondas na temperatura é pequena ($A_T=1\%$) de tal maneira que as equações nunca deixam o regime linear (as equações de dispersão e polarização são válidas durante toda a simulação); **(b)** A atmosfera básica especificada pelo modelo MSIS00 não é alterada pelas ondas. Isto determina a composição e a temperatura atmosférica através das quais as ondas se propagam; **(c)** O vento básico é considerado nulo, e obviamente não há cisalhamento com a altitude. Na prática, esta suposição implica que as frequências intrínsecas das ondas devem ser especificadas a partir da observação para que os resultados deste modelo sejam aplicados aos dados observados; **(d)** O vento básico usado para deduzir estas frequências intrínsecas também deve ser ponderado pelo perfil do desvio padrão da taxa de emissão volumétrica em cada camada (seção 4.2.1). **(e)** As ondas estão se propagando verticalmente e não sofrem efeitos dos níveis de reflexão ou absorção (seção 2.3.6). Supõe-se também que as ondas estendem-se ao longo de todas as camadas de emissão no modelo.

4.2 Modelagem do fator de cancelamento

As simulações do modelo foram realizadas em etapas, considerando variações no comprimento de onda vertical λ_z e no coeficiente de amortecimento β . Inicialmente são apresentados os resultados obtidos considerando constantes os parâmetros λ_z e β , com o objetivo de examinar em detalhes a relação entre a perturbação causada pela onda e a resposta da taxa de emissão volumétrica em cada camada. A seguir, apresentam-se simulações para o caso de ondas com comprimento de onda vertical variável, mas coeficiente de amortecimento constante, permitindo explorar os efeitos de λ_z sobre as camadas. Os resultados obtidos considerando λ_z e β como parâmetros variáveis são mostrados na terceira etapa da simulação, indicando os efeitos do amortecimento nas camadas emissoras através da taxa de emissão volumétrica e na intensidade. Resultados referentes às emissões do OH e do O₂(b), obtidos nos trabalhos anteriores de *Swenson e Gardner* (1998) e *Liu e Swenson* (2003), são aqui repetidos para efeitos de comparação e para o cálculo da convergência de fluxo de momento entre as três emissões. A razão entre amplitudes em cada camada e diferenças relativas de fase são também amplamente analisadas e discutidas.

4.2.1 Simulação para λ_z e β constantes

Esta seção tem por objetivo investigar o efeito de uma onda sobre o perfil vertical da taxa de emissão volumétrica do OH, O₂ e do O(¹S), respectivamente. Os parâmetros são fixos, e a onda é definida com período de 2 h, comprimento de onda vertical 25 km e coeficiente de amortecimento $\beta=1$. O comprimento de onda horizontal é de 580 km, estimada através da equação de dispersão. A amplitude A_r é especificada em 1% em $z_r=85$ km, mantendo, desta forma, as equações sempre lineares. Os parâmetros intrínsecos aqui especificados são característicos de ondas tipicamente observadas através da aeroluminescência. O valor $\beta=1$ implica que a onda é saturada, o que facilita a comparação entre camadas no que diz respeito à intensidade perturbada, pois a amplitude da onda não se altera.

O período utilizado nesta etapa é grande, para que o tempo característico das reações fotoquímicas, inerentes a cada emissão, não afete a resposta dinâmica das camadas frente às perturbações induzidas pelas ondas (*Snively e Pasko, 2005*). Por exemplo, enquanto o OH excitado tem tempo de vida de poucos segundos, o tempo de vida da molécula do O₃, a partir do qual o OH é criado, é de 6–10 minutos. Se o período da onda for comparável ao tempo de vida do O₃, o equilíbrio fotoquímico no processo de produção do OH deixa de ser aplicável, pois a dinâmica da onda influencia a densidade do O₃ disponível para produção do OH excitado através da equação da continuidade.

Perfis verticais da taxa de emissão volumétrica, simulados para as três camadas de emissão, estão mostrados na Figura 4.2. Nos painéis (a), (b) e (c) estão mostrados 24 perfis perturbados em cada emissão (linhas afiladas), obtidos a cada 15° de fase durante um ciclo completo. Os perfis não-perturbados são representados pelas linhas espessas coloridas, sobrepostos aos perfis perturbados. A evolução temporal da perturbação em cada camada está mostrada nos painéis (d), (e) e (f). Note que o máximo da taxa de emissão volumétrica acontece em diferentes instantes (fases) em diferentes camadas. O sentido de propagação da fase da onda é descendente, uma vez que a onda apresenta propagação vertical de energia ascendente ($m < 0$).

O centróide (altura de pico) das camadas é calculado a partir de:

$$z_i = \frac{\int_{z_1}^z z \varepsilon_i dz}{\int_{z_1}^z \varepsilon_i dz} \quad (4.12)$$

onde ε_i representa a taxa de emissão volumétrica da i -ésima camada. Através de 4.12, pode-se mostrar que os perfis não-perturbados do OH, O₂ e do O(¹S) têm os seus centróides localizados em $z_{OH} = 89,9$ km, $z_{O_2} = 95$ km e $z_{O(^1S)} = 97,3$ km, respectivamente

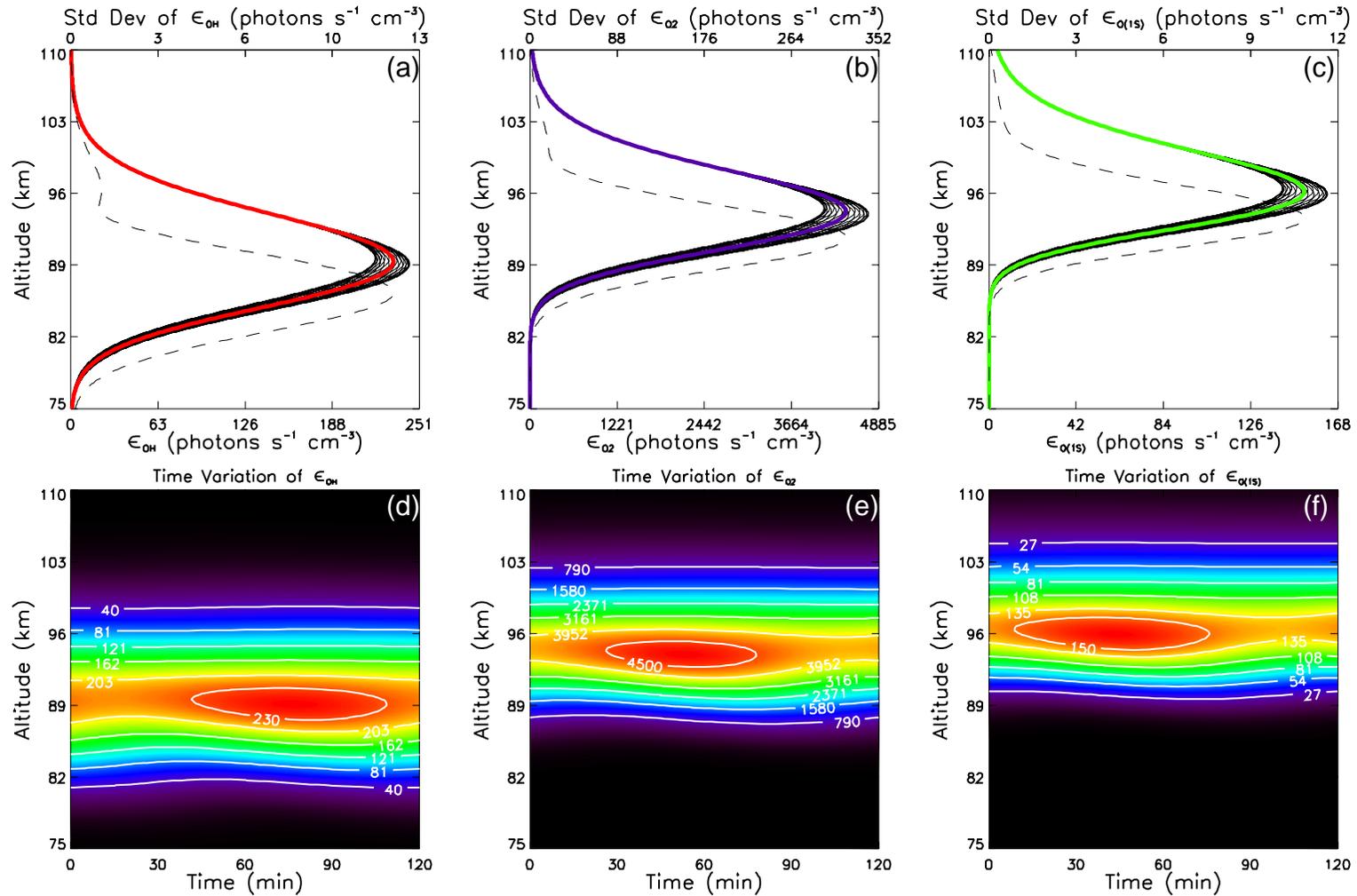


FIGURA 4.2 – Camadas de aeroluminescência perturbadas por uma onda saturada ($\beta=1$) de período de duas horas. Os painéis (a), (b) e (c) mostram as taxas volumétricas de emissão não-perturbadas (linhas coloridas contínuas espessas) para o OH, O₂ e O(¹S), respectivamente. As linhas afiladas sobrepostas representam perfis perturbados da taxas de emissão, calculadas a cada 15 graus de fase da onda durante um período. As linhas tracejadas representam os desvios padrão dos perfis perturbados de cada camada. Os painéis (d), (e) e (f) mostram a variação temporal da taxa de emissão volumétrica durante um ciclo da onda.

O grupo de perfis perturbados indica que a variação da taxa de emissão volumétrica é muito maior abaixo do que acima do centróide do perfil não-perturbado, mostrando que a resposta dinâmica da camada é assimétrica. O desvio padrão dos perfis perturbados, representado pelas linhas tracejadas, mostra claramente este efeito. O perfil do desvio padrão representa a perturbação na taxa de emissão volumétrica em relação aos perfis não-perturbados, podendo ser considerado como uma medida da sua variabilidade. Para cada camada, o centróide dos perfis de desvio padrão está localizado a cerca de 3 km abaixo do centróide dos perfis não-perturbados.

A espessura de uma dada camada é estimada neste estudo pela definição do FWHM (*full width half maximum*), tal que $FWHM=2\sqrt{2\ln 2}\sigma$, onde σ é o desvio padrão da camada. Utilizando esta definição, pode-se mostrar que as espessuras dos perfis de desvio padrão são menores do que as espessuras dos perfis não-perturbados por cerca de 2 km. Comparações quantitativas a respeito destas quantidades estão resumidas na Tabela 4.1 .

TABELA 4.1 – Valores calculados dos centróides e das espessuras (FWHM) para perfis não-perturbados e desvios padrão das taxas volumétricas de emissão.

	Perfil não-perturbado		Desvio padrão		Variação	
	centróide	FWHM	centróide	FWHM	$\Delta Z_{\text{centróide}}$	$\Delta FWHM$
O(¹S)	97,3 (km)	9,3 (km)	94,3 (km)	7,2 (km)	3,0 (km)	2,1 (km)
O₂(b)	95,0 (km)	9,4 (km)	92,1 (km)	7,4 (km)	2,9 (km)	2,0 (km)
OH	89,9 (km)	10,9 (km)	86,8 (km)	8,7 (km)	3,1 (km)	2,2 (km)

A assimetria da resposta das camadas de emissão em relação às perturbações por ondas está relacionada, principalmente, à assimetria do perfil vertical do oxigênio atômico, da qual as camadas de emissão são altamente dependentes. Note na Figura 4.1 que a máxima densidade de oxigênio atômico ocorre em torno de 96 km. Abaixo desta região, o gradiente de [O] é positivo, fazendo com que a resposta das camadas seja máxima neste nível. Acima de 96 km, o oxigênio atômico [O] decresce exponencialmente com a

mesma escala de altura do gás dominante, e a resposta dinâmica das camadas não é tão pronunciada.

Swenson e Gardner (1998) mostraram que a perturbação na taxa de emissão volumétrica ΔV pode ser discriminada em seus termos individuais, que são relativas às perturbações nas densidades numéricas e/ou na temperatura, envolvidas na fotoquímica de uma dada emissão. A Figura 7 de Swenson e Gardner (1998) está reproduzida neste trabalho através da Figura 4.3 para ilustrar a contribuição de cada termo individual para a emissão do OH.

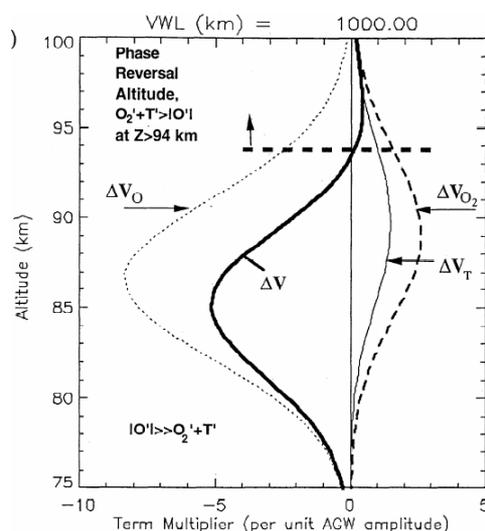


FIGURA 4.3 – Perturbação da taxa de emissão volumétrica do OH normalizada (ΔV) e as contribuições individuais do oxigênio atômico (ΔV_{O}), oxigênio molecular (ΔV_{O_2}) e temperatura (ΔV_T) ao perfil ΔV .

FONTE: Swenson e Garner (1998), p. 6279.

Pode-se notar na Figura 4.3 que o termo de *quenching* (ΔV_{O_2}) e os efeitos induzidos pela onda na temperatura (ΔV_T) apresentam picos em alturas superiores, e seus efeitos estão em antifase com o termo ΔV_O , que representa a variação local da densidade numérica do oxigênio atômico. Quando estas três contribuições individuais são somadas para gerar a perturbação total na taxa de emissão volumétrica, o termo ΔV_O apresenta a

maior contribuição em ΔV . Conseqüentemente, flutuações na taxa de emissão volumétrica são maiores na parte inferior da camada, onde as perturbações induzidas no perfil de oxigênio atômico são dominantes. Uma vez que as expressões para a taxa de emissão volumétrica para o O_2 e para o $O(^1S)$ são bastante similares, a perturbação nestas camadas também apresentam termos relativos ao *quenching* e temperatura com perturbações similares.

A diferença entre perfis de desvio padrão e perfis não-perturbados da taxa de emissão volumétrica indica que, para observações zenitais, a informação obtida a respeito da intensidade deve ser ponderada pelo perfil do desvio padrão ao invés do perfil não-perturbado. O uso do desvio padrão como função de ponderação foi discutido no processo de correção do efeito Doppler das imagens da aeroluminescência, devido à necessidade de se estimar o vento em cada camada. Como o processo de análise assume que ondas estão perturbando as camadas de aeroluminescência, é razoável fazer esta hipótese. Analogamente, as amplitudes relativas A_I , A_{T_m} e A_T das ondas em cada camada serão calculadas no centróide do perfil do desvio padrão correspondentes no restante desta modelagem.

4.2.2 Simulação para λ_z variável e β constante

Nesta etapa da modelagem, os resultados apresentados foram obtidos considerando-se variável o comprimento de onda vertical λ_z mantendo-se constante o coeficiente de amortecimento β . Nosso objetivo é observar de que forma a escala vertical das ondas influencia a resposta das camadas emissoras por meio da simulação do fator de cancelamento em função da intensidade I e da temperatura ponderada T_m , respectivamente. Os resultados desta simulação estão mostrados na Figura 4.4.

O fator de cancelamento para a intensidade (CF_I) e para a temperatura ponderada (CF_{T_m}) apresenta comportamentos relativamente distintos. Nota-se que, enquanto CF_I cresce assintoticamente para $\sim 3,5$ para o OH e ~ 5 para o O_2 e $O(^1S)$ no intervalo onde $\lambda_z > 25$ km, o valor assintótico de $CF_{T_m} \rightarrow 1$. Isto significa que a variação relativa em

amplitude é maior em I' do que em T'_m , ou seja, se observações forem realizadas utilizando estas duas quantidades, ondas de pequena amplitude serão mais facilmente detectadas por medidas de intensidade do que por medidas da temperatura ponderada. Para ondas de pequena escala ($\lambda_z < 15$ km), os valores de CF_{T_m} decrescem mais rapidamente do que os valores de CF_I .

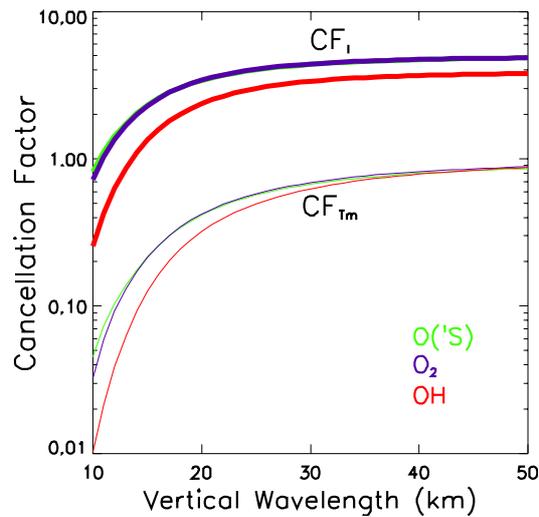


FIGURA 4.4 – Fator de cancelamento para a intensidade CF_I (linhas espessas) e para a temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica CF_{T_m} (linhas afiladas). As linhas vermelhas, azuis e verdes correspondem às emissões do OH, do $O_2(b)$ e do $O(^1S)$, respectivamente. Foi assumida uma onda com período de 2 horas e constante coeficiente de amortecimento $\beta=1$ para a confecção destas curvas.

O valor assintótico de CF_I para o OH é menor do que os valores assintóticos do O_2 e $O(^1S)$. A taxa de emissão volumétrica do OH é menos sensível à variação na densidade numérica do oxigênio do que as outras duas emissões, o que pode ser verificado nas equações 2.3 e 2.5. Observe que $\varepsilon_{O(^1S)} \sim [O]^3$ e $\varepsilon_{O_2} \sim [O]^2$, enquanto que $\varepsilon_{OH} \sim [O]$. Também, a espessura da camada do OH é maior que as outras camadas, o que se torna importante no intervalo de pequenas escalas verticais, onde CF_I apresenta os menores

valores para a emissão do OH. Valores de CF_I para o $O_2(b)$ e o $O(^1S)$ são virtualmente iguais pois os seus mecanismos de excitação são semelhantes, mostrando que estas camadas respondem de maneira semelhante às perturbações na densidade atmosférica. Também, seus centróides estão localizados em 95 e 97,3 km (2,3 km aparte), e espessuras médias são de ~9 km (Tabela 4.1).

Efetuiu-se um ajuste de mínimos quadrados nos valores modelados de CF_I com o objetivo de fornecer uma expressão analítica facilmente acessível. Desta forma, a amplitude A_T das ondas pode ser obtida conhecendo-se o seu comprimento de onda vertical e a perturbação relativa na intensidade A_I . Esta expressão analítica será amplamente utilizada no capítulo 5 para o cálculo do fluxo de momento de ondas observadas em imagens de aeroluminescência. A expressão de ajuste utilizada segue uma expressão similar àquela utilizada por Swenson e Liu (1998), dada por:

$$CF_I = c_0 - c_1 e^{-c_2(\lambda_z - 6 \text{ km})^2}, \quad (4.13)$$

descrevendo um aumento exponencial do CF_I até atingir o valor assintótico c_0 no intervalo onde $\lambda_z > 25$ km. Os coeficientes de ajuste e os seus respectivos erros, calculados para cada emissão, estão mostrados na Tabela 4.2.

TABELA 4.2 – Coeficientes e erros associados à função de ajuste do CF_I para as emissões do OH, $O_2(b)$ e $O(^1S)$.

	c_0	c_1	c_2
$O(^1S)$	4,68±0,03	3,73±0,08	0,0060±0,0003
$O_2(b)$	4,69±0,03	3,86±0,08	0,0064±0,0003
OH	3,68±0,02	3,41±0,05	0,0053±0,0002

A correlação entre a função de ajuste e os respectivos valores do CF_I é superior a 0,98 em cada emissão. Esta função de ajuste representa bem CF_I no intervalo de comprimento de onda vertical em que $\lambda_z > 6$ km, mas na prática não se recomenda o uso

de valores de CF_I quando $\lambda_z < 10$ km, uma vez que ondas desta escala sofrem severos efeitos de cancelamento e dificilmente são observadas em dados de aeroluminescência.

A razão entre as amplitudes obtidas em diferentes camadas é mostrada na Figura 4.5(a). Conforme mostra a Figura 4.5(a), a razão $[I'_{O(1S)}/I'_{OH}]$ e a razão $[I'_{O_2}/I'_{OH}]$ são aproximadamente constantes no intervalo $\lambda_z > 20$ km. Apesar da amplitude da onda não variar com a altura ($\beta=1$), valores de $[I'_{O(1S)}/I'_{OH}]$ e de $[I'_{O_2}/I'_{OH}]$ não tendem a 1, devido às diferenças de ganho observadas em diferentes emissões. Por exemplo, uma vez que o valor assintótico de CF_I para o $O(1S)$ é ~ 5 e o valor assintótico para o OH é $\sim 3,5$, espera-se que a razão $[I'_{O(1S)}/I'_{OH}] = 5/3,5 \sim 1,43$. O gráfico da Figura 4.5(a) mostra que $[I'_{O(1S)}/I'_{OH}] \sim 1,5$ para $\lambda_z > 25$ km.

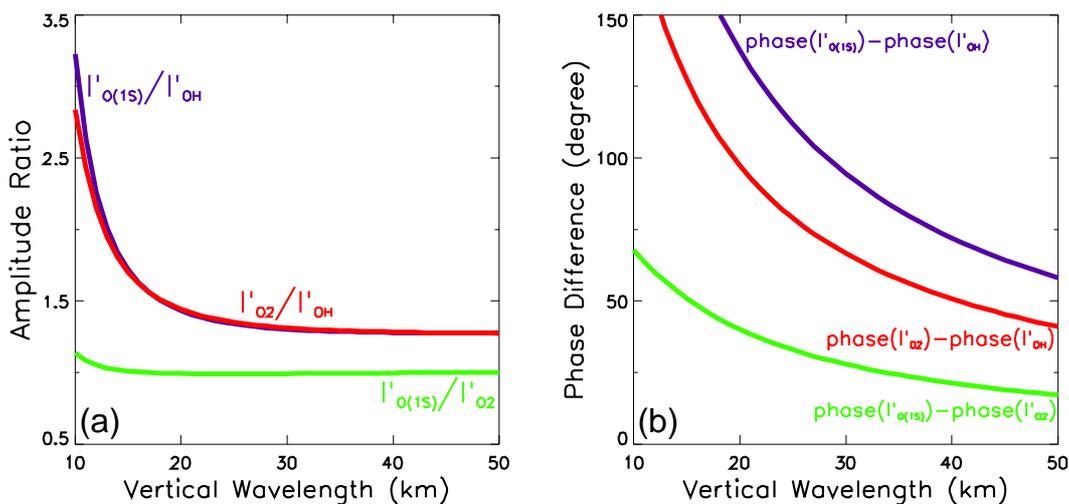


FIGURA 4.5 – (a) Razão entre amplitudes e (b) diferença de fase para a intensidade entre diferentes camadas de aeroluminescência. As linhas vermelhas, azuis e verdes representam as relações entre $O_2(b)$ -OH, $O(1S)$ -OH e $O(1S)$ - $O_2(b)$, respectivamente. Assumiu-se uma onda de gravidade com período de 2 horas e constante coeficiente de amortecimento $\beta=1$ (onda saturada) para a confecção destas curvas.

No intervalo em que $\lambda_z < 20$ km, a razão entre as amplitudes diverge porque I'_{OH} decresce mais rapidamente do que $I'_{O(1S)}$, devido a maior espessura da camada do OH e

a sua reduzida sensibilidade frente a variações na densidade do oxigênio atômico. Apesar disso, quando $\lambda_z > 25$ km, a razão entre amplitudes pode ser considerada como um indicador da dissipação da onda ao longo de sua trajetória, uma vez que este fator não varia muito com o aumento do comprimento de onda vertical neste intervalo.

A separação vertical entre duas camadas de aeroluminescência resulta em uma diferença de fase observável para medidas realizadas simultaneamente. A diferença de fase medida pode ser usada para determinar o sentido de propagação da onda de forma não-ambígua. Para ondas que se propagam ascendentemente, a diferença de fase tem o sinal oposto àquelas ondas que se propagam para baixo. Para ondas evanescentes ou canalizadas, a diferença de fase deve ser nula. A diferença de fase entre duas variáveis A e B é definida como a fase de A menos a fase de B. Quando a diferença de fase é positiva, a perturbação em A antecede a perturbação em B.

Para caracterizar melhor estas relações, apresenta-se na Figura 4.5(b) a diferença relativa de fase para uma onda observada em diferentes camadas no mesmo instante de tempo. Notadamente, este parâmetro é sensível à variação do comprimento de onda vertical. A maior diferença de fase ocorre entre as camadas do O(¹S) e OH, na qual a fase relativa varia entre 60° a 150° no intervalo de $20 < \lambda_z < 50$ km. A diferença de fase decresce quando λ_z cresce, pois a separação entre as camadas torna-se uma pequena fração do comprimento de onda vertical. Devido ao fato que a diferença de fase é positiva, a perturbação nas camadas superiores antecede a perturbação nas camadas inferiores, tendo em vista que a onda propaga sua fase para baixo ($m < 0$).

4.2.3 Simulação para λ_z e β variáveis

Os efeitos de ondas amortecidas perturbando as camadas emissoras são considerados nesta etapa. A propagação vertical das ondas frente a valores de $\beta \neq 0$ é examinada, e os efeitos observados no fator de cancelamento, na intensidade, na temperatura ponderada e na diferença de fase são discutidos. *Liu e Swenson (2003)* mostraram que as variações no coeficiente de amortecimento β podem ocasionar flutuações no centróide das camadas da aeroluminescência, causando efeitos notáveis na diferença de fase.

A Figura 4.6 mostra os contornos para as três emissões, considerando-se inicialmente o comportamento de CF_I em função de λ_z e β . O padrão é similar para todas as camadas, devido ao fato de que todas elas apresentam espessuras relativamente parecidas. Nota-se que um mínimo próximo a $\beta=1,3$ está presente no intervalo de $\lambda_z > 35$ km. Devido à menor sensibilidade da camada do OH à densidade numérica do oxigênio atômico, menores valores de CF_I para o OH são observados, conforme foi discutido anteriormente.

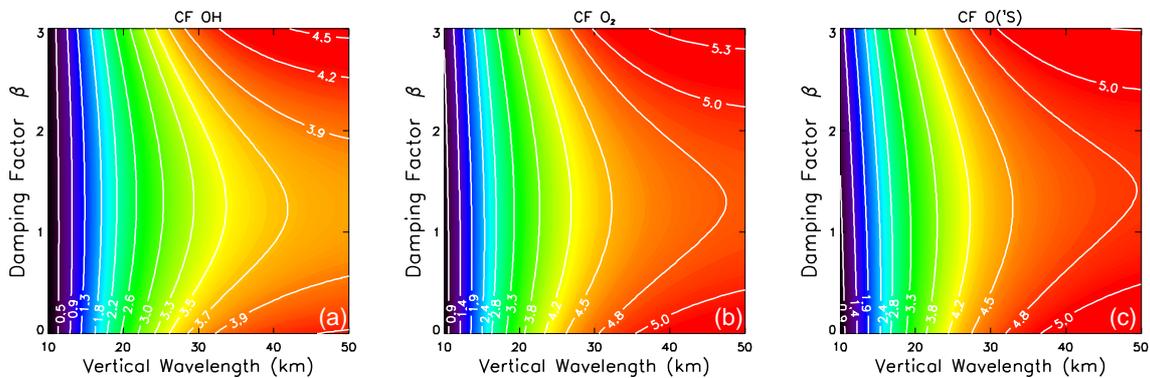


FIGURA 4.6 – Fator de cancelamento para a intensidade, considerando variáveis o comprimento de onda vertical e o coeficiente de amortecimento para o (a) OH, (b) O₂(b) e (c) O(1S), respectivamente.

A razão entre as amplitudes, bem como as diferenças relativas de fase são examinadas agora, considerando-se novamente ambos λ_z e β variáveis. Os resultados desta simulação estão apresentados na Figura 4.7, onde características bastante admiráveis podem ser observadas. A razão entre amplitudes se torna pequena à medida que o coeficiente de amortecimento aumenta, conforme pode ser visto nos painéis (a), (b) e (c). A perturbação resultante no perfil da taxa de emissão volumétrica é sensível à variação de β , tendo em vista que a amplitude da onda é afetada pelo amortecimento. Desta forma, a razão entre as amplitudes decresce porque a amplitude da onda também decresce à medida que ela progride ascendentemente.

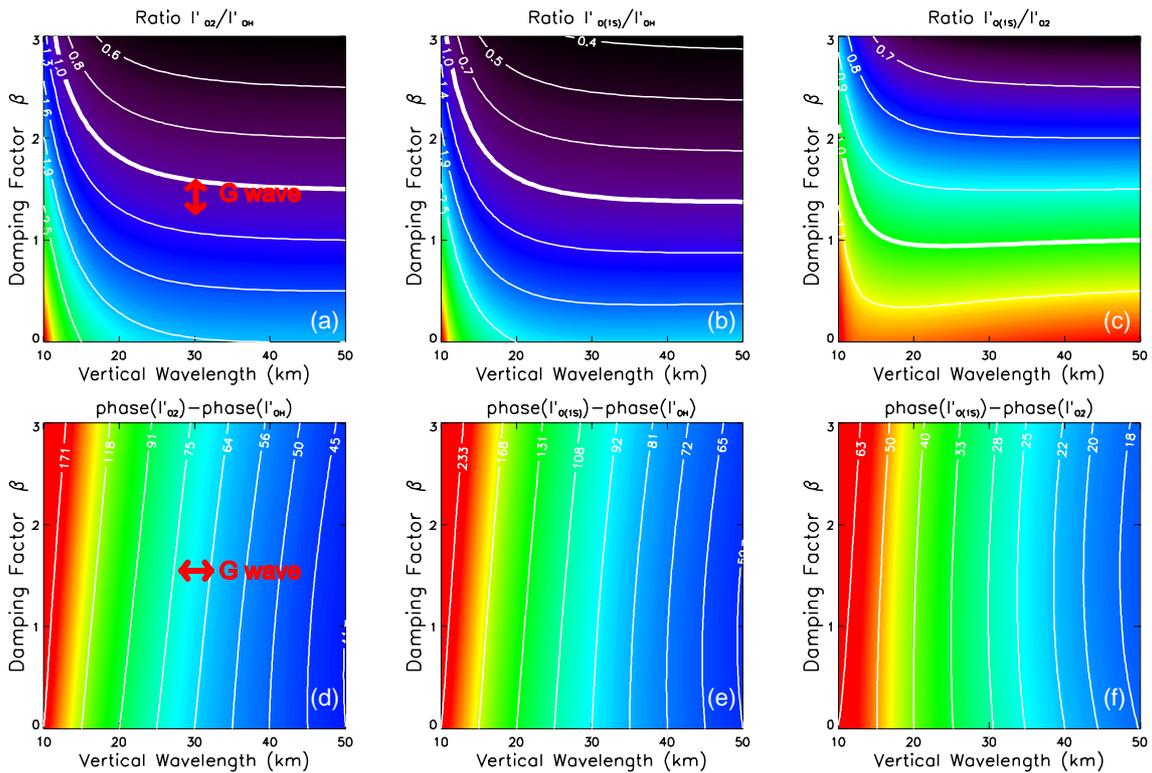


FIGURA 4.7 – Acima: razão entre amplitudes entre as emissões do $O_2(b)$ –OH, (b) $O(^1S)$ –OH e (c) $O(^1S)$ – $O_2(b)$. Abaixo: diferença relativa de fase (em graus) para as emissões do (d) $O_2(b)$ –OH, (e) $O(^1S)$ –OH e (f) $O(^1S)$ – $O_2(b)$. As setas vermelhas nos gráficos (a) e (d) são parâmetros da onda G, extraído do trabalho de *Reisin e Scheer (1996)*.

A razão entre amplitudes apresenta valores maiores para $I'_{O(1S)}/I'_{OH}$ do que para o $I'_{O(1S)}/I'_{O_2}$ (Figura 4.7(a) e Figura 4.7(c)), e a diferença de fase é maior entre as camadas $O(^1S)$ –OH, porque a separação entre estas duas camadas é maior. A diferença de fase é positiva, indicando que a perturbação nas camadas superiores antecede a perturbação nas camadas inferiores, o que é consistente com uma onda que se propaga para cima (progressão de fase para baixo).

Como mostrado nos painéis (a), (b) e (c) da Figura 4.7, a razão entre amplitudes é insensível à variação do comprimento de onda vertical no intervalo de $\lambda_z > 20$ km. Isto sugere que, medindo a amplitude da onda em duas camadas distintas simultaneamente, obtém-se uma boa estimativa do seu coeficiente de amortecimento, independente do comprimento de onda vertical. Por outro lado, os painéis (d), (e) e (f) da Figura 4.7

(diferenças relativas de fase) mostram que a diferença relativa de fase é insensível à variação do coeficiente de amortecimento. Desta forma, medindo a fase de uma onda em duas camadas simultaneamente, é possível obter uma boa estimativa do seu comprimento de onda vertical.

4.2.4 Comparação com dados observacionais

As previsões do modelo apresentadas até agora foram confrontadas com resultados observacionais, levando-se em conta ondas de longo período observadas por *Reisin e Scheer* (1996). Eles observaram 58 eventos, usando medidas de intensidade e de temperatura das emissões do OH e do O₂(b) em localidades de média latitude. Entre este conjunto de eventos, 13 deles foram observados simultaneamente nas camadas do OH e O₂, e diversos parâmetros destas ondas foram estimados, tais como o comprimento de onda vertical, período, razão entre amplitudes e diferenças relativas de fase. Os parâmetros destas ondas são semelhantes às aquelas adotadas ao longo de nossa simulação, sendo apropriadas para a comparação entre este modelo e a observação.

Para exemplificar o processo comparativo, nosso foco recai sobre o denominado evento G, mostrado na Figura 4 do trabalho de *Reisin e Scheer* (1996). Este evento apresentou comprimento de onda vertical de 30 km e a sua amplitude observada (em temperatura) foi de 10,1 K e 11,8 K para o O₂ e OH, respectivamente. A razão entre estas amplitudes é estimada em 0,9, indicando que a amplitude está diminuindo com a altura. Utilizando a definição de CF_{T_m} , obtém-se a razão entre amplitudes para a intensidade $I'_{O_2}/I'_{OH} \sim 1$. Pela Figura 4.7(a), observa-se que esta razão entre amplitudes corresponde a um coeficiente de amortecimento entre 1,5–1,7, conforme indicado pela seta vertical dupla. Isto é consistente com uma onda se propagando ascendentemente e decrescendo em amplitude.

De maneira semelhante, o comprimento de onda vertical da onda G (30 km) corresponde a uma diferença de fase entre 64°–75°, conforme indicado na Figura 4.7(d) pela seta horizontal. Por essa diferença de fase, pode-se estimar que a separação entre as camadas do O₂ e OH foi de ~5,7 km, o que é comparável com o valor de 6,25 km

derivado por *Reisin e Scheer* (1996) em relação àquele evento. O presente modelo também se mostrou consistente com outros eventos relatados no artigo de *Reisin e Scheer* (1996) apresentando períodos de 10 horas ou menos.

4.3 Modelagem dos Fluxos de momento e de energia

O fluxo de momento e de energia de ondas de gravidade, além da potencial influência destas ondas no escoamento básico (convergência do fluxo de momento), podem ser estimados a partir de imagens da aeroluminescência. Os valores esperados destas quantidades são modelados nesta seção, ainda considerando protótipos de ondas monocromáticas.

Conforme a equação 2.91, uma estimativa do fluxo vertical de momento horizontal, por unidade de volume, é dada por (*Swenson et al.*, 2000):

$$F_M = -\frac{\bar{\rho}}{2} \frac{km}{m^2 + \left(\frac{1}{2H}\right)^2} |\hat{u}|^2 = -\frac{\bar{\rho}}{2} \frac{g^2}{N^4} \frac{\omega^2 m}{k} \left| \frac{\hat{T}}{\bar{T}} \right|^2 \quad (4.14)$$

onde $\bar{\rho}$ é a densidade não-perturbada, \hat{u} e \hat{T} são as amplitudes do vento horizontal e da temperatura, respectivamente, e a média sobre um ciclo da onda foi tomada. Se a onda se move para leste ($k > 0$) e apresenta propagação de fase para baixo ($m < 0$), o fluxo de momento é positivo.

O fluxo vertical de energia, por unidade de volume, é dado pela equação 2.92:

$$F_E = -\frac{\bar{\rho}}{2} \frac{m\omega}{m^2 + \left(\frac{1}{2H}\right)^2} |\hat{u}|^2 = -\frac{\bar{\rho}}{2} \frac{g^2}{N^4} \frac{\omega^3 m}{k^2} \left| \frac{\hat{T}}{\bar{T}} \right|^2 = \frac{\omega}{k} F_M \quad (4.15)$$

Note que o número de onda vertical negativo fornece a energia da onda se propagando para cima. Uma onda se propagando sem dissipação na atmosfera ($\beta = 0$) cresce em amplitude segundo $\exp[z/2H]$, enquanto os fluxos F_M e F_E são constantes com a altura. Neste caso, a deposição de energia e momento no meio é nulo (seção 2.3.8). No

entanto, as ondas de gravidade que estão sujeitas à dissipação ($\beta > 0$) transferem momento e energia para a atmosfera através da convergência de fluxo.

Para aplicar as equações 4.14 e 4.15 em dados da aeroluminescência, a amplitude relativa das ondas em temperatura necessita ser especificada a partir da amplitude da onda em intensidade, utilizando o fator de cancelamento. Este procedimento foi adotado anteriormente em *Swenson e Liu (1998)* para a camada do OH. Nesta seção, o modelo do fator de cancelamento é utilizado para a estimativa de fluxo nas três camadas de emissão. Para calcular os fluxos teóricos, a amplitude da onda é novamente considerada 1% na temperatura no nível de referência $z_r = 85$ km.

As equações de fluxo de momento e de energia por unidade de massa, em termos da amplitude em intensidade A_I (equação 4.9) através do fator de cancelamento, são dadas por:

$$F_M/\bar{\rho} = -\frac{1}{2} \frac{g^2}{N^4} \frac{\omega^2 m}{k} \left(\frac{A_I}{CF_I} \right)^2 \quad (m^2 s^{-2}) \quad (4.16)$$

$$F_E/\bar{\rho} = -\frac{1}{2} \frac{g^2}{N^4} \frac{\omega^3 m}{k^2} \left(\frac{A_I}{CF_I} \right)^2 \quad (W m^{-2}) \quad (4.17)$$

Como exposto anteriormente, a aceleração da gravidade, a densidade e a temperatura usadas nestas equações foram avaliadas na altura do centróide dos perfis de desvio padrão de cada camada. A frequência de Brünt-Väisälä em cada uma delas é também avaliada utilizando-se a temperatura ponderada pelo perfil de desvio padrão.

O fluxo de momento e a convergência do fluxo de momento, derivados a partir da equação 4.16 estão apresentados na Figura 4.8. Os contornos mostram o fluxo e a convergência do fluxo de momentum em função do comprimento de onda vertical e do coeficiente de amortecimento, considerando $\lambda_x = 60$ km e λ_z variável. O período varia de 8,6 a 30 minutos, amostrando períodos frequentemente observados a partir de imagens da aeroluminescência.

A análise detalhada da Figura 4.8 revela que o fluxo de momento é menor quando o coeficiente de amortecimento é grande. Observa-se que o fluxo de momento é mais sensível a variação de λ_z do que β na camada do OH, porque esta camada está bem próxima ao nível de referência, onde a amplitude da onda foi definida em 1%. Isto significa que a onda propagou-se até a camada do OH, mas não sofreu forte dissipação quando comparada com a dissipação sofrida no percurso até as outras duas camadas. Comparando-se as três camadas, pode-se notar que o fluxo de momento é maior (menor) nas camadas superiores para pequeno (grande) coeficiente de amortecimento. Note que os valores do fluxo de momento são virtualmente os mesmos quando $\beta=1$ porque a amplitude da onda é a mesma em todas as três camadas, neste caso específico.

Os painéis (d), (e) e (f) da Figura 4.8 mostram a convergência do fluxo de momento entre as camadas, que representa a aceleração local imposto ao fluxo básico por ondas em processo de dissipação. Este parâmetro é proporcional à derivada vertical do fluxo de momento, sendo especificado numericamente por:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} F_M) \quad (4.18)$$

A convergência de fluxo tem um pico próximo à $\beta=1$. Tendo em vista que F_M depende de β , a sua derivada vertical é proporcional a $\sim \beta \exp[(1-\beta)(z-z_r)/H]$. Pode-se mostrar que a máxima convergência de fluxo ocorre quando $\beta_{max} = H/(z_l - z_r)$, onde z_l é um nível médio entre as camadas onde a convergência de fluxo está sendo calculada. Por exemplo, vamos calcular para qual valor de β a convergência é máxima entre as camadas do OH e O₂(b). Neste caso, $z_l=90$ km representa um ponto equidistante entre as duas camadas. Sabendo-se que $H \sim 6$ km nessa altitude, tem-se que $\beta \sim 1,2$, que é o valor onde a convergência de fluxo é máxima na Figura 4.8(d). O valor positivo da convergência indica que o fluxo de momento está sendo depositado na atmosfera devido aos efeitos de dissipação da onda. Quando β é pequeno, a convergência é pequena, aproximando-se de zero quando o coeficiente de

amortecimento aproxima-se de zero, ou seja, a onda está no regime de propagação livre (efeitos dissipativos são negligenciáveis).

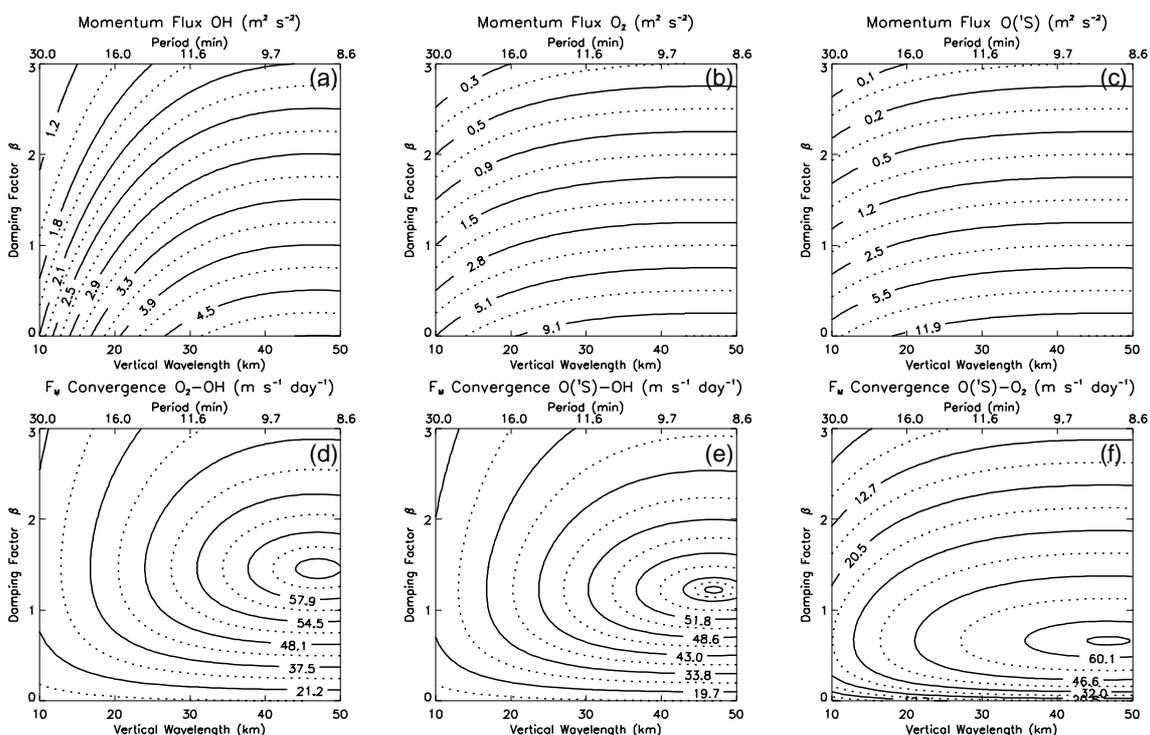


FIGURA 4.8 – Fluxo de momento (acima) e convergência de fluxo de momento (abaixo). A amplitude relativa da onda na temperatura foi definida em 1%, enquanto que o comprimento de onda horizontal foi fixado em 60 km, fazendo o período variar no intervalo de 8,6 a 30 minutos.

As mesmas características discutidas acima estão presentes para o fluxo de energia e a convergência do fluxo de energia, como mostrado na Figura 4.9. A única diferença é que o fluxo de energia cresce proporcionalmente a λ_z^2 (veja equação 4.17). A convergência de fluxo de energia é acentuada quando λ_z também é acentuado, e atinge o seu máximo quando $\beta = H / (z_i - z_r)$, similarmente ao fluxo de momento.

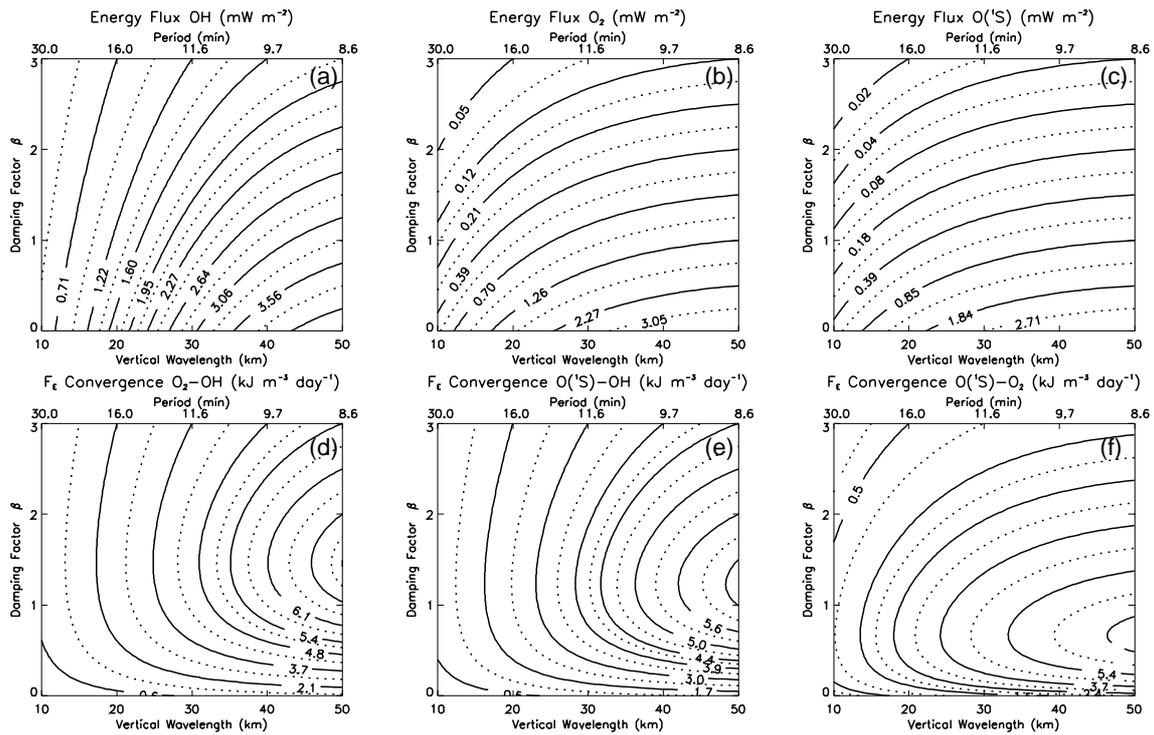


FIGURA 4.9 – Mesmo que a Figura 4.8, mas para o fluxo de energia (acima) e para a convergência de fluxo de energia (abaixo).

Ondas de gravidade saturadas ($\beta=1$) são comumente observadas na atmosfera (Fritts, 1984). A Figura 4.10 foi construída para expressar o fluxo de momento e a convergência do fluxo neste caso específico, em função do comprimento de onda horizontal e da velocidade de fase horizontal, que são parâmetros diretamente estimados a partir de dados de imagens da aeroluminescência. Isto facilita a aplicação do modelo em dados observacionais comparativos.

Note que os valores do fluxo de momento são bastante parecidos nas três emissões, o que é conseqüência do fato de que a onda tem a mesma amplitude nas três camadas. Contudo, a convergência de fluxo é significativa devido à diferença de densidades entre as camadas. Ambos, o fluxo de momento e a sua convergência, apresentam valores elevados para ondas com grandes velocidades de fase (período pequeno). Isto é consistente com dados observacionais que mostram que ondas de pequena escala temporal (alta frequência) transportam mais fluxo de momento (Vincent, 1984). As

isolinhas do comprimento de onda vertical estão também representadas nos gráficos através das linhas pontilhadas. As curvas espessas nos extremos correspondem a valores de $\lambda_z \rightarrow \infty$ e $\lambda_z = 10$ km, respectivamente. O primeiro caso ($\lambda_z \rightarrow \infty$) corresponde a um limite superior, além do qual as ondas são evanescentes e não se propagam verticalmente. O segundo caso ($\lambda_z = 10$ km) corresponde a ondas de pequenas escalas verticais, que não podem ser facilmente detectadas a partir de observações zenitais por causa dos efeitos de interferência destrutiva devido a espessura finita das camadas de emissão.

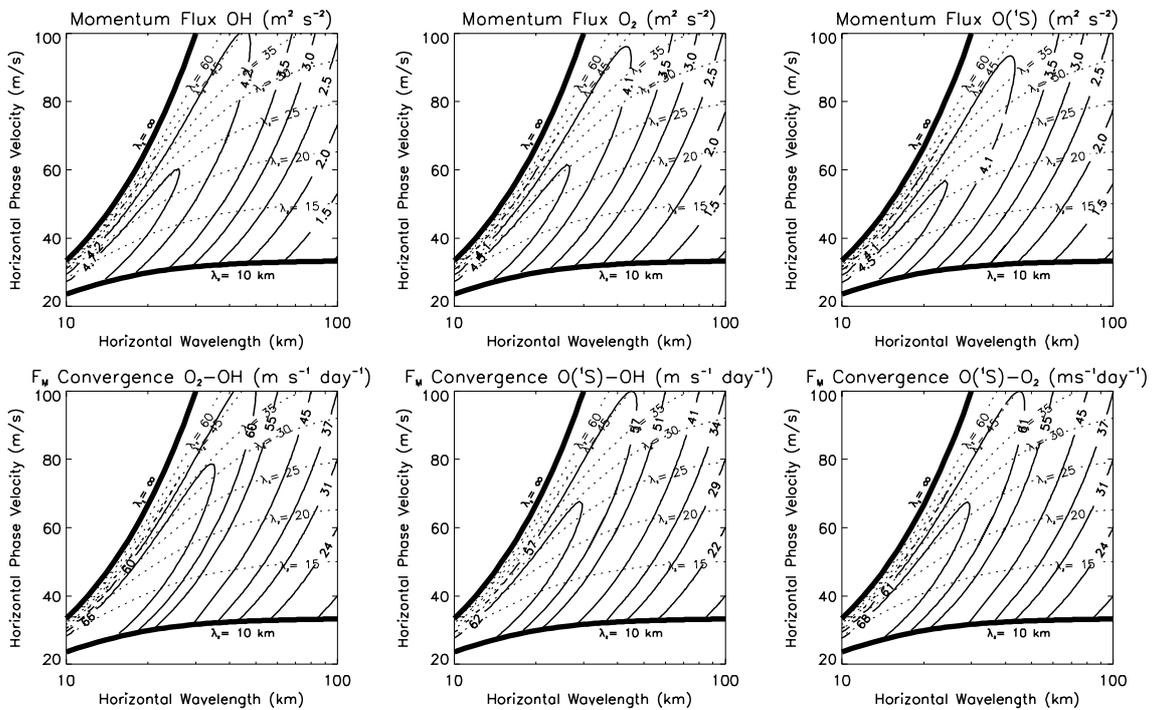


FIGURA 4.10 – Fluxo de momento (acima) e convergência de fluxo de momento (abaixo) para ondas saturadas ($\beta=1$). A amplitude relativa na amplitude foi definida em 1%. As linhas pontilhadas representam níveis de constante comprimento de onda vertical.

No próximo capítulo, imagens de aeroluminescência foram utilizadas para se obter os parâmetros intrínsecos de ondas de gravidade presentes nas imagens. Nossa análise mostrou que as ondas características nos sítios brasileiros apresentam comprimentos de

onda horizontal no intervalo de 10 a 50 km, e velocidades de fase variando entre 20 a 70 m/s. Note que para ondas dentro destes intervalos, o nosso modelo prevê que a convergência do fluxo pode variar de ~20–70 m/s/dia, considerando $A_T=1\%$. Apesar da sua pequena amplitude, deve-se notar que ondas com estas características podem impor variações drásticas na circulação média da atmosfera (*Fritts e Alexander, 2003*).

CAPÍTULO 5

PARÂMETROS DE ONDAS ESTIMADOS ATRAVÉS DE IMAGENS DA AEROLUMINESCÊNCIA

Técnicas desenvolvidas recentemente para obtenção dos parâmetros dinâmicos de ondas de gravidade, a partir de imagens da aeroluminescência, serão discutidas ao longo deste capítulo, buscando a determinação do fluxo de momento e energia destas ondas. Serão também abordados os resultados da análise da estatística dos parâmetros dinâmicos de ondas observadas em diferentes emissões, a sazonalidade na direção de propagação em diferentes períodos do ano, a observação de ondas evanescentes, e a determinação do coeficiente de amortecimento, a partir da observação de ondas simultaneamente em múltiplas camadas. As limitações inerentes ao método espectral utilizado para o processamento dos dados de aeroluminescência também serão examinadas ao longo de todo o capítulo.

5.1 Metodologia para a estimativa de parâmetros de ondas

Um método recente de processamento e análise de imagens, desenvolvido por *Tang et al.* (2005), foi utilizado neste estudo para obter parâmetros de ondas quase-monocromáticas, a partir de seqüências de imagens da aeroluminescência. Este processo detecta ondas e estima seus parâmetros automaticamente, tornando mais efetivo o estudo de ondas de gravidade, especialmente em relação à estimativa de seu fluxo de momento. Comparado com técnicas convencionais, que envolvem a procura por ondas a partir da inspeção visual de seqüências de imagens, a nova técnica mostra-se mais otimizada porque processa um conjunto de três imagens por vez, requerendo um tempo relativamente menor de processamento.

O fluxo de momento transportado por ondas verticalmente propagantes é estimado a partir dos parâmetros intrínsecos de ondas, conhecendo-se o vento predominante calculado a partir de dados de radar meteórico. O novo método de processamento

corrige o efeito Doppler devido ao vento predominante em três imagens consecutivas, as quais são utilizadas para compor duas imagens TD (veja as seções 3.5.1 e 3.5.2). A transformada de Fourier é aplicada às imagens TD, e o espectro cruzado é obtido em seguida a partir dos espectros TD individuais. As componentes quase-monocromáticas de ondas de gravidade presentes nas imagens são identificadas a partir do espectro cruzado bidimensional, de onde o comprimento de onda horizontal, a direção de propagação, a perturbação relativa na intensidade e a velocidade de fase da onda são estimados.

O pré-processamento das imagens envolve o mapeamento geográfico das imagens em 512x512 km para corrigir a distorção das imagens *all-sky* (seção 3.3.2), a remoção de estrelas pelo método de detecção de bordas (seção 3.3.1), remoção de tendências de longo termo devido a ondas de grande período, além da correção do desvio Doppler em imagens individuais (seção 3.5.1). A transformada de Fourier é aplicada a uma região fixa da imagem, denominada janela de análise, que compreende uma área de 150x150 km de campo de visão (FOV), representando uma porção da imagem original mapeada em coordenadas geográficas.

Em geral, artefatos indesejados presentes nas imagens não são facilmente atenuados por técnicas de interpolação. Dentre eles, a via-láctea constitui-se um dos principais fatores que contribuem para ocultar significativamente o sinal das ondas de gravidade no espectro. Para minimizar esta possível contaminação, imagens mapeadas em 512x512 km são divididas virtualmente em quatro quadrantes, e a janela de análise de 150x150 km é posicionada no centro do quarto quadrante, compreendendo a região sudeste da imagem. Note que enquanto o procedimento restringe significativamente o campo de visão, os parâmetros dinâmicos das ondas de gravidade são estimados de forma mais confiável, pois o seu sinal não é afetado pela contaminação da via-láctea ao longo da janela de análise.

Em geral, a região central da imagem (zênite) é utilizada para a extração de parâmetros de ondas, por ser menos sensível a distorção das imagens originais. No entanto, a análise fora do zênite neste trabalho foi necessária porque a via-láctea está presente em

uma quantidade significativa de imagens da nossa base de dados. A região central do quarto quadrante (sudeste) para posicionamento da janela de análise também não foi escolhida arbitrariamente. Ela foi definida após uma ampla análise de keogramas (Figura 5.1), que mostrou que esta região apresenta a menor probabilidade de contaminação pela via-láctea.

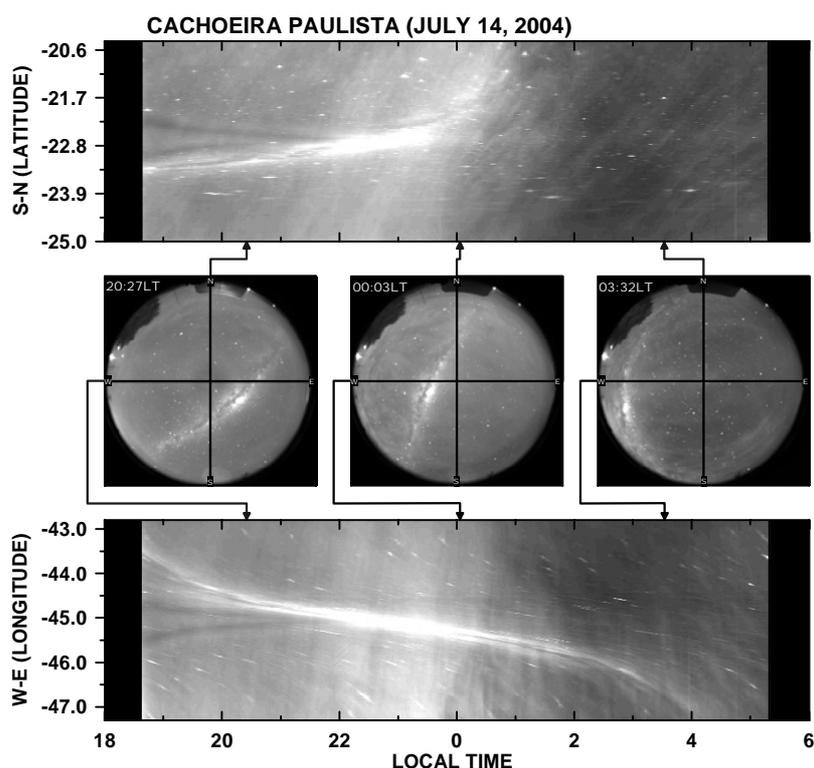


FIGURA 5.1 – Processo de confecção de keogramas a partir de imagens da aeroluminescência. São mostradas 3 imagens no centro da figura, adquiridas em momentos diferentes ao longo da noite de observação. O keograma sul-norte (acima) é composto pela coluna vertical de cada imagem, enquanto a linha horizontal é usada para compor o keograma oeste-leste (abaixo). O zênite pertence a ambos os keogramas.

Os keogramas são construídos ao extraírem-se colunas e linhas centrais das imagens, e posicionando-as em uma matriz de pixels, onde o eixo x representa o tempo e o eixo y representa ou a latitude (colunas), ou a longitude (linhas). As colunas (linhas) são

utilizadas para compor o keograma norte-sul (leste-oeste), enquanto que a posição relativa de cada coluna (linha) no eixo x corresponde ao instante em que a imagem foi gravada, conforme mostrado esquematicamente na Figura 5.1. Note que o keograma norte-sul mostra que a via-láctea não aparece na região sul das imagens ao longo de toda a noite, ao passo que o keograma leste-oeste mostra a região leste como menos contaminada.

5.1.1 Análise espectral

Como descrito na seção anterior, duas imagens TD são geradas a partir de grupos de três imagens consecutivas em torno de um dado instante, e os componentes harmônicos de ondas são estimados através da análise espectral. Os periodogramas de cada imagem TD são obtidos através da transformada de Fourier bidimensional que, por sua vez, são combinadas para compor o periodograma cruzado do grupo. As frequências predominantes nas imagens sequenciais são então identificadas a partir do periodograma cruzado.

Sejam $J_1(k, l)$ e $J_2(k, l)$ as transformadas de Fourier de duas imagens TD resultantes de um dado grupo, onde k e l representam os números de onda zonal e meridional, respectivamente. O periodograma da primeira imagem TD é designada por $I_{1,1}(k, l)$, sendo descrita em termos de $J_1(k, l)$ por:

$$I_{1,1}(k, l) = \frac{|J_1(k, l)|^2}{n^2}, \quad (5.1)$$

onde n^2 é o número de pixels da imagem. O periodograma $I_{2,2}(k, l)$ é obtido similarmente por meio de $J_2(k, l)$. O periodograma cruzado é descrito em termos de ambos $J_1(k, l)$ e $J_2(k, l)$, através de:

$$I_{1,2}(k, l) = \frac{J_1(k, l)J_2^*(k, l)}{n^2}, \quad (5.2)$$

onde o asterisco designa o complexo conjugado. O periodograma cruzado contém informação a respeito das frequências dominantes no grupo e da diferença de fase entre as componentes do espectro. Um espectro cruzado típico obtido do grupo de imagens TD apresentado na Figura 3.17 está mostrado na Figura 5.2.

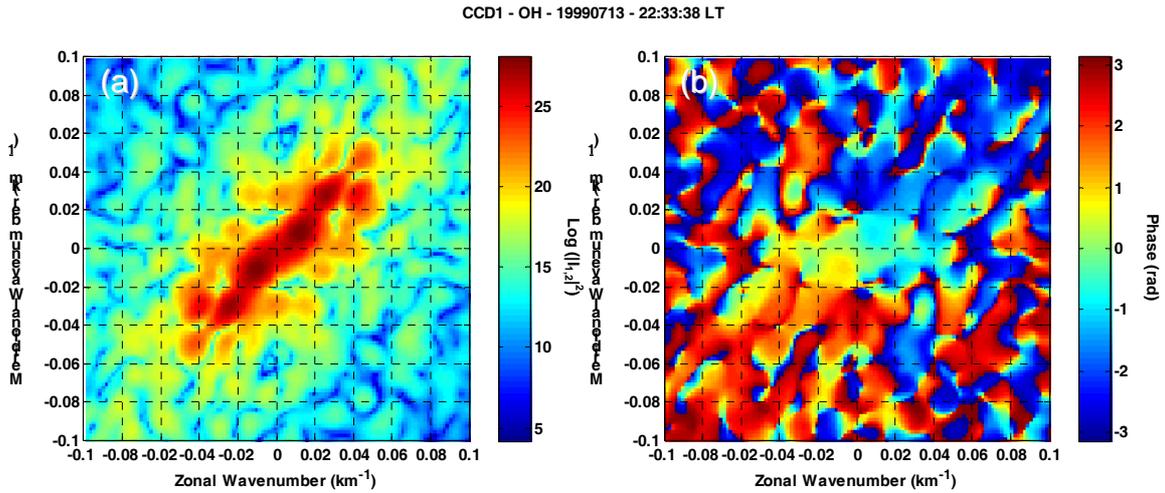


FIGURA 5.2 – (a) Quadrado da magnitude (em escala logarítmica) e (b) Fase do periodograma cruzado, para um grupo de imagens do OH apresentado na Figura 3.17.

O quadrado da magnitude do periodograma cruzado é dado por:

$$\left| I_{1,2}(k, l) \right|^2 = \left| \frac{J_1(k, l) J_2^*(k, l)}{n^2} \right|^2, \quad (5.3)$$

que é utilizado para identificar as componentes de onda comuns dentro do conjunto. Um algoritmo foi desenvolvido para identificar regiões de máxima magnitude quadrática no intervalo de comprimentos de onda entre 10 a 120 km.

Em geral, lóbulos laterais associados a picos espectrais aparecem no periodograma como resultado da limitada extensão espacial dos dados na imagem. Técnicas de janelamento espacial são empregadas para atenuar estes lóbulos. Neste trabalho, optou-

se pela utilização da janela *Hanning* bidimensional aplicada às imagens TD, que minimiza os lóbulos laterais ao passo que preserva a energia de componentes sinusoidais associados a ondas de gravidade.

5.1.2 Obtenção dos parâmetros ondulatórios

O método de extração dos parâmetros intrínsecos de ondas é uma consequência do processo de análise espectral. A magnitude do periodograma cruzado (Figura 5.2(a)) é utilizada para inferir componentes de ondas quase monocromáticas. O pico mais intenso do espectro corresponde à componente monocromática de maior amplitude de perturbação num conjunto de imagens, e é denominada onda dominante. Já o termo quase-monocromático se refere a um componente de onda apresentando um pico com energia decrescendo monotonicamente no seu entorno, presente no espectro cruzado.

O algoritmo de procura identifica picos proeminentes no periodograma cruzado, e seguindo um traço espiral ao redor de um dado pico espectral, busca por valores maiores do que 1% do valor máximo na sua vizinhança. Através de um teste de monotonicidade, o algoritmo assegura que a área em torno do máximo não inclua pixels provenientes de outros componentes de onda. O periodograma cruzado, evidenciando uma região de onda dominante, está mostrado na Figura 5.3.

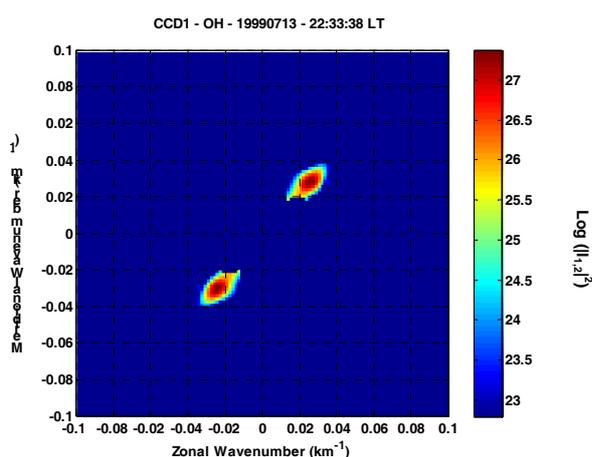


FIGURA 5.3 – Periodograma cruzado da Figura 5.2 com a área associada à onda dominante selecionada (em escala logarítmica).

i) Cálculo do comprimento de onda horizontal e da direção de propagação

A cada pico espectral detectado, o comprimento de onda horizontal λ_x e a direção de propagação ϕ das frentes de onda (ângulo de azimute) são calculados diretamente a partir da posição do pico no periodograma. Fazendo uso dos valores de energia ao redor do pico do espectro de potência (por exemplo, numa área de 3x3 pixels), um ajuste via mínimos quadrados não-linear é utilizado para determinar o valor real das coordenadas do pico. Este processo minimiza o erro devido à quantização no domínio de frequências espaciais e permite uma estimativa mais precisa do comprimento de onda horizontal e da direção de propagação da onda.

Para ajustar os pixels no entorno da área de um pico espectral, o seguinte modelo é utilizado:

$$F(k, l) = 1 - \alpha \left[(k - k_0)^2 - (l - l_0)^2 \right], \quad (5.4)$$

onde $F(k, l)$ é o valor do pixel em (k, l) no periodograma cruzado, α é um parâmetro que relaciona a largura do pacote de ondas no domínio de frequências espaciais, e k_0 e l_0 são as coordenadas do pico. Apesar do refinamento, o ângulo azimutal de propagação das frentes de onda é determinado com uma ambigüidade de 180°.

ii) Cálculo da velocidade de fase intrínseca

A fase $\delta\theta$ do periodograma cruzado (Figura 5.2(b)) representa a diferença de fase entre os periodogramas individuais, sendo empregada na estimativa da velocidade de fase horizontal das ondas. A fase de um máximo local do periodograma é interpretada como a mudança na fase causada pela propagação horizontal da onda dominante durante o tempo δt . Desta forma, conhecendo-se o comprimento de onda horizontal λ_x , a velocidade de fase é prontamente obtida por:

$$c_i = (2\pi)^{-1} \frac{\delta\theta}{\delta t} \lambda_x \quad (5.5)$$

A ambigüidade na direção de propagação (dois picos simétricos à origem do periodograma tem a mesma velocidade de fase, mas sinais opostos) é resolvida ao pressupor-se que a onda não viaje mais do que metade de seu comprimento de onda horizontal durante o intervalo de tempo entre duas imagens consecutivas (período de amostragem das imagens). Esta hipótese é razoável, visto que o período de amostragem das imagens é menor do que o período da onda. A velocidade de fase tem sentido real de propagação no quadrante onde $\delta\theta$ é positiva. Como as imagens TD são geradas após a correção do desvio Doppler nas imagens originais, as velocidades de fase obtidas neste processo representam velocidades de fase intrínsecas.

Simulações de Monte Carlo foram empregadas para testar a confiabilidade do método aqui utilizado (*Tang et al.*, 2005a). Uma onda sintética com comprimento de onda e velocidade de fase próxima a valores médios observados foi criada com amplitude variando entre 0,5 a 5 %. O teste foi realizado considerando também diferentes níveis de ruído. Para cada pixel numa imagem sintética, o sinal foi aleatoriamente gerado seguindo a distribuição de Poisson, com o valor de cada pixel sendo considerado como parâmetro de Poisson. Este procedimento simula o sinal do CCD ao registrar a intensidade luminosa da aeroluminescência.

Para se mostrar que os picos detectados não eram causados pelo ruído aleatório inerente ao sinal, imagens sintéticas foram usadas para distinguir componentes ondulatórios legítimos de picos causados pelo ruído de forma confiável. A área ao redor de um máximo local no espectro foi obtida utilizando o algoritmo de busca para pixels com valores maiores do que 1% do valor do pico. Este limite foi definido a partir de simulações que utilizaram imagens sintéticas, incluindo até 90% da energia da onda na região selecionada.

Num grupo de três imagens sintéticas, sinais aleatórios foram gerados e o algoritmo de busca foi aplicado para obterem-se componentes de onda persistindo nas três imagens do conjunto. O percentual de reconhecimento foi armazenado a cada simulação, e o procedimento foi repetido dezenas de vezes para diferentes situações. A energia média percentual das ondas observadas foi de 5,5% com desvio padrão de 1,6%. A partir desta

análise, o valor de 10% foi definido como limite de detecção de ondas, dando 99,2% de confiança de que não se estava reconhecendo uma componente gerada pelo ruído aleatório, confundindo-se com um evento ondulatório legítimo.

iii) Cálculo da amplitude da onda

A amplitude em intensidade I' da perturbação ao longo de todo o campo de visão pode ser estimada pela soma da área ao redor de um dado pico do espectro. O tamanho da janela de análise (150x150 km) é importante neste processo, sendo suficientemente pequena para permitir que um evento de onda tome todo o campo de visão, dando uma estimativa mais precisa de sua energia, e suficientemente grande para garantir que ondas no intervalo de 10 a 120 km possam ser diagnosticadas. A hipótese básica para restabelecer a energia da onda é que o conteúdo ondulatório ao longo da imagem seja uniforme. Contudo, a animação das imagens TD revela que componentes monocromáticos nem sempre tomam todo o campo de visão, e a energia extraída a partir do domínio de frequências representa uma energia média da onda ao longo de todo o campo de visão.

Com o janelamento espacial (janela *Hanning* bidimensional) sendo aplicado nas imagens antes do cálculo da FFT, pode-se mostrar que a taxa de recuperação da energia (energia da perturbação calculada a partir do domínio de frequências espaciais dividida pela energia calculada no domínio espacial) depende fortemente da porção da onda dentro do campo de visão e de sua direção de propagação (considerando uma onda com $\lambda_x=120$ km). Uma vez que o algoritmo proposto procura somente ondas com $\lambda_x < 120$ km, a energia calculada a partir do espectro de potência é bem próximo da energia média da onda dentro do campo de visão.

A radiância detectada pelo sensor CCD pode ser considerada como a superposição de um estado básico \bar{I} e um estado perturbado por ondas I' . Conforme mencionado, I' é estimado no domínio de frequências espaciais com base no periodograma individual de cada imagem TD. Já o componente não-perturbado \bar{I} é dado pela média da radiância ao longo do campo de visão.

A intensidade média \bar{I} é composta pelo sinal da aeroluminescência, somado ao ruído do CCD e ao *continuum* devido ao fundo luminoso, que também contaminam as medidas de aeroluminescência. O valor médio do ruído no sensor CCD pode ser estimado a partir dos vértices das imagens, que não são expostas à luz durante o tempo de integração da imagem. O fundo luminoso é estimado em 30% do valor total de \bar{I} , sendo representativo de um valor médio de contaminação baseadas em medidas de fotômetro. Após estes contaminantes indesejados serem subtraídos, o valor de \bar{I} obtido é utilizado na determinação da flutuação relativa na intensidade $A_I = I' / \bar{I}$.

iv) Cálculo do comprimento de onda vertical e do fator de cancelamento

O comprimento de onda vertical de uma onda monocromática está relacionado com seu comprimento de onda horizontal e à sua frequência intrínseca através da equação 2.58, a equação da dispersão para ondas de gravidade propagantes. Conhecendo-se λ_z , o fator de cancelamento CF é calculado através da equação 4.13. No intervalo em que $\lambda_z < 15$ km, o nível de confiança no valor de CF é reduzido devido ao forte efeito de cancelamento imposto a ondas de pequenas escalas verticais (seção 4.1). Isto não é um fator preocupante, pois ondas de pequena escala vertical ($\lambda_z < 15$ km) foram descartadas durante o cálculo do fluxo de momento realizado neste trabalho.

v) Cálculo do fluxo de momento e de energia

As equações utilizadas para estimar o fluxo de momento e de energia das ondas de gravidade foram discutidas na seção 4.3. Estas equações são essencialmente dependentes dos parâmetros intrínsecos da onda, do fator de cancelamento e da amplitude relativa na intensidade A_I . Note que, através da metodologia apresentada até aqui, todos os parâmetros intrínsecos necessários para a estimativa do fluxo de momento e de energia de ondas de gravidade podem ser obtidos através das imagens da aeroluminescência e de dados de vento, e a influência destas ondas pode ser estimada a partir da determinação do fluxo de momento em diferentes camadas de emissão.

5.2 Aplicação da metodologia para uma noite de observação

Em geral, diversos parâmetros podem ser estimados com base em dados obtidos durante uma noite de observação. A combinação de dois ou mais parâmetros em gráficos bidimensionais fornecem informações importantes a respeito da dinâmica de ondas de gravidade. Na Figura 5.4 estão apresentadas algumas combinações de diversos destes parâmetros, obtidos durante a noite de 13/07/1999 para a emissão do OH. Dados das outras duas emissões podem ser obtidos similarmente.

Os gráficos da Figura 5.4 encontram-se dispostos de forma a destacar o comportamento dinâmico das ondas durante o período de aquisição dos dados. A primeira coluna, representada pelos painéis (a), (f) e (k), correspondem à magnitude do fluxo de momento, ao histograma direcional dos eventos observados e a direção do vento dentro da camada durante a noite, respectivamente. Embora a informação dada pelos painéis (a) e (f) na Figura 5.4 pareça ser redundante, o painel (a) fornece o azimute de propagação de eventos dominantes individuais (maior fluxo de momento), enquanto o painel (f) fornece a ocorrência de eventos numa dada direção, independente do valor de fluxo.

Os painéis (e), (j) e (m) referem-se aos histogramas em função do período, do comprimento de onda vertical e do comprimento de onda horizontal, respectivamente. Eles fornecem uma medida das escalas dominantes durante a aquisição dos dados. Os painéis (g), (h) e (i) mostram a variação do fluxo de momento em função do comprimento de onda vertical, horizontal e do período das ondas. A variação horária do fluxo de momento durante a noite (painel (l)), indica em quais instantes o fluxo de momento foi mais acentuado. A distribuição da amplitude em relação ao período está no painel (d) e o gráfico da velocidade de fase intrínseca *versus* o comprimento de onda horizontal está mostrado no painel (b). Os valores médios dos parâmetros de onda são também estimados para conhecer as escalas dominantes durante o período (painel (c)). Note que cada ponto não necessariamente representa um evento de onda isolado, ou melhor, um conjunto de pontos pode estar associado a uma única onda persistindo nas imagens por dado intervalo de tempo.

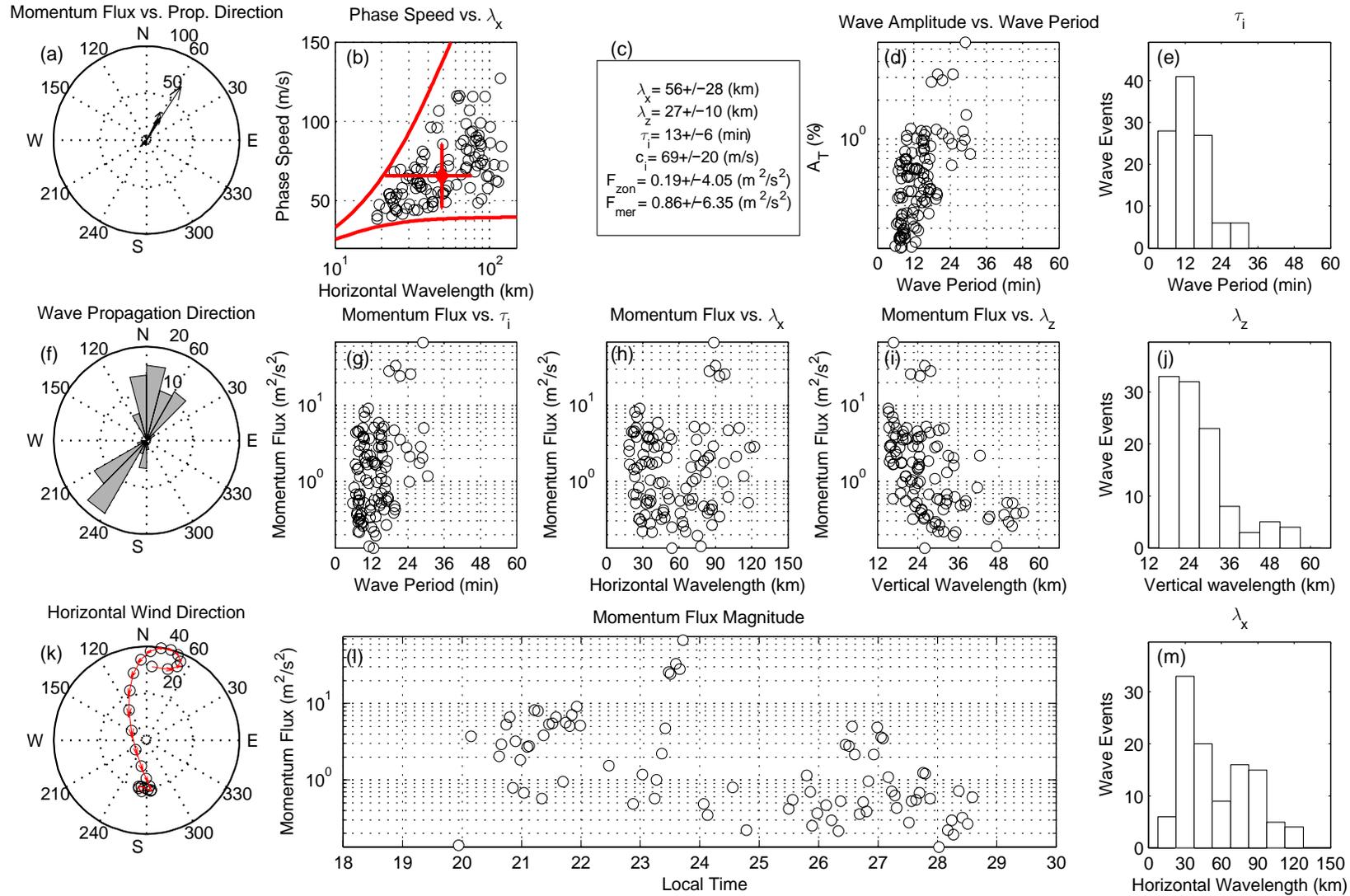


FIGURA 5.4 – Parâmetros de onda calculados para a noite de 13/07/1999 em Cachoeira Paulista para a emissão do OH. Os valores médios característicos da noite estão indicados no quadro central. F_{zon} e F_{mer} se referem ao fluxo de momento médio na direção zonal e meridional, respectivamente.

5.3 Estatística de ondas de gravidade

Nas seções anteriores, foi mostrado como os parâmetros intrínsecos de ondas e o fluxo de momento podem ser estimados a partir da análise das imagens da aeroluminescência. Desta seção em diante, esta metodologia é aplicada em imagens relativas a 4 anos de dados em Cachoeira Paulista e 2 anos de dados em São João do Cariri, respectivamente, visando fazer o levantamento estatístico dos parâmetros de ondas de gravidade perturbando as camadas de emissão nestas localidades. Inicialmente serão apresentados os histogramas relativos aos parâmetros intrínsecos das ondas, enfatizando precisamente as escalas espaciais e temporais relevantes nos dois sítios observacionais. Os histogramas ora descritos são relativos ao número de onda vertical, ao número de onda horizontal, ao período e a velocidade intrínseca de fase das ondas observadas. Todos os eventos propagantes observados estão inclusos nestes histogramas (dominantes e não-dominantes).

As Figuras 5.5 e 5.6 mostram os parâmetros intrínsecos das ondas observadas em Cachoeira Paulista e em São João do Cariri, respectivamente. Dados extraídos a partir de imagens do OH estão mostrados na base, dados do O₂ estão no centro, enquanto que os dados do O(¹S) estão mostrados no topo de cada figura. Desta forma, se recupera a disposição em altura das camadas de aeroluminescência na atmosfera. A quantidade de eventos identificados em Cachoeira Paulista é maior do que a quantidade de eventos identificados em São João do Cariri, devido à quantidade de dados disponíveis em cada localidade.

Comparativamente, os histogramas correspondentes em cada localidade não diferem significativamente, exceto o histograma do comprimento de onda horizontal para a emissão da linha verde O(¹S), que mostra máxima ocorrência de ondas com comprimento de onda em torno de 90–120 km em Cachoeira Paulista, enquanto que a máxima ocorrência aparece no intervalo de 30–60 km em São João do Cariri. Isto pode estar associada à taxa de amostragem desta emissão, que foi diferente em cada um dos sítios observacionais para esta emissão.

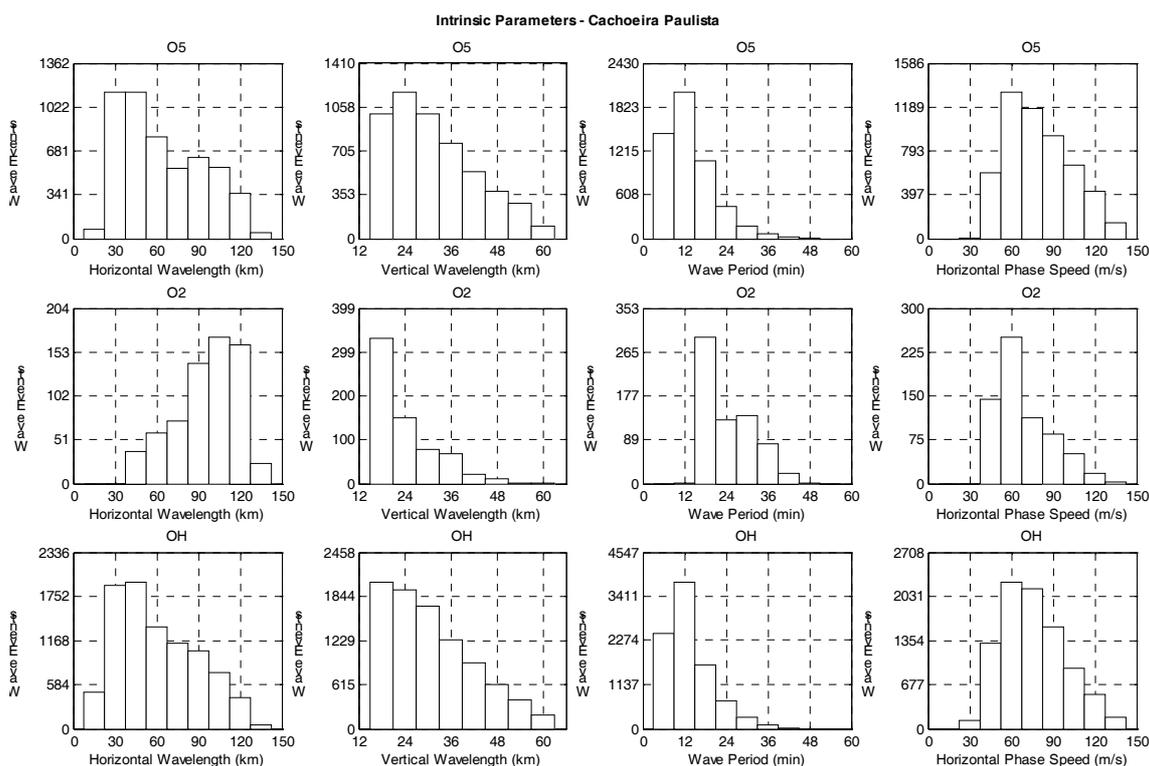


FIGURA 5.5 – Parâmetros intrínsecos das ondas observados em três camadas de emissão em Cachoeira Paulista, envolvendo quatro anos de dados. Histogramas do comprimento de onda horizontal, comprimento de onda vertical, período e velocidade de fase horizontal estão mostrados.

Valores médios dos parâmetros de onda em cada sítio estão apresentados na Tabela 5.1. O comprimento de onda vertical médio é da mesma ordem de magnitude (~ 30 km) em diferentes camadas e em ambas as localidades. O comprimento de onda horizontal apresenta valores médios na faixa de 60–95 km, dependendo da camada de emissão. Valores médios da velocidade de fase intrínseca indicam grande ocorrência de ondas rápidas, o que é consistente com a filtragem de ondas pelos ventos, visto que ondas relativamente lentas são mais facilmente removidas do espectro devido à sua interação com níveis de absorção (seção 2.3.6).

Os períodos médios revelam bastante variabilidade, diferindo bastante de emissão para emissão. Para a camada do OH, os períodos médios são de ~ 12 – 14 min, mostrando a

presença de ondas de alta frequência perturbando esta emissão. Períodos médios de ~20 min são observados para ondas se propagando através da camada do O₂.

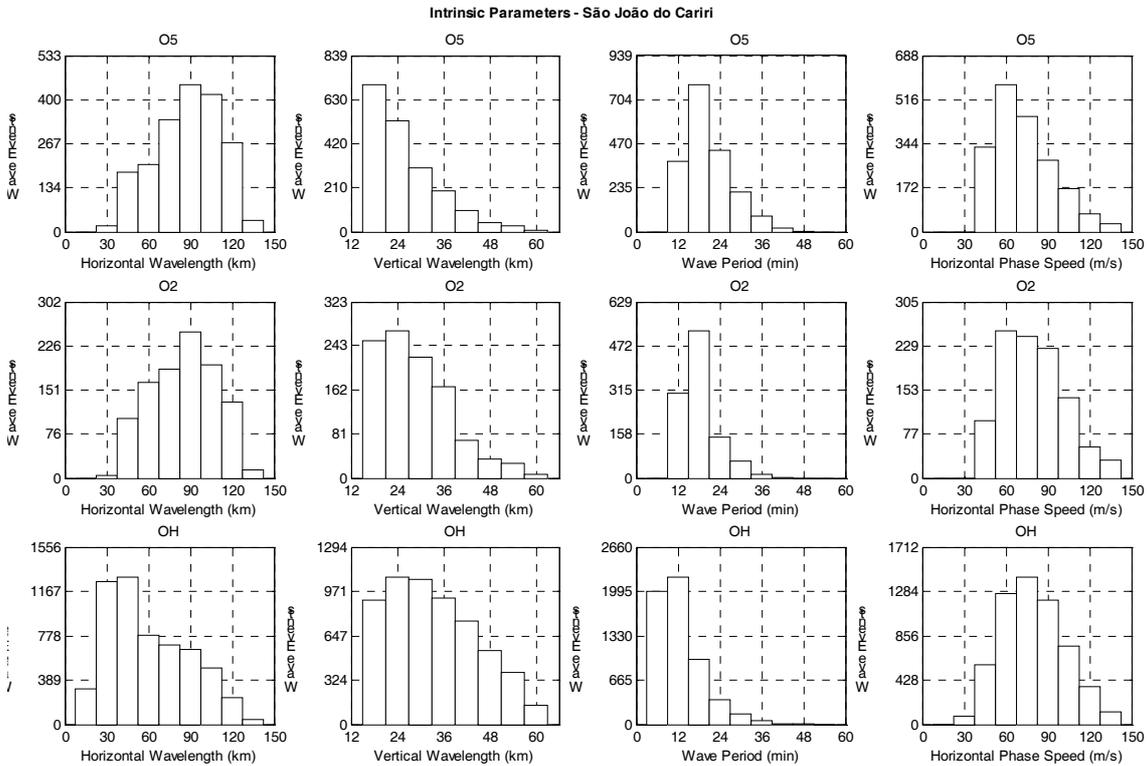


FIGURA 5.6 – Mesmos histogramas que na Figura 5.5 , mas mostrando os parâmetros intrínsecos de onda observados em São João do Cariri, envolvendo dois anos de dados.

Pode-se relacionar os períodos dominantes diretamente com as escalas horizontais dominantes se propagando através de uma dada camada de emissão. Em caráter genérico, a relação de dispersão simplificada $\lambda_x = (N/m)\tau_i$ pode ser usada para mostrar que λ_x e τ_i são diretamente proporcionais. O teorema da amostragem afirma que, para imagens adquiridas com período de amostragem δt , o período mínimo identificável através da análise espectral é $2\delta t$. Logo, a variabilidade dos períodos médios observados em diferentes camadas pode ser explicada devido aos diferentes períodos de amostragem utilizados para cada emissão em diferentes locais de

observação, ou seja, a detecção de ondas com determinadas características é bastante dependente da técnica de análise aqui adotada. Além disso, o processamento de imagens TD faz com que ondas de períodos de $2\delta t$ sejam favorecidas no processo de identificação de análise (seção 3.5.2), o que também explica a variabilidade dos períodos médios em diferentes camadas em função do período de amostragem em cada sítio observacional.

TABELA 5.1 – Valores médios dos parâmetros intrínsecos de ondas observadas em Cachoeira Paulista (CP) e São João do Cariri (CA).

		λ_x (km)	λ_z (km)	τ_i (min)	c_i (m/s)
CP	O^{(1)S}	64,3±29,5	31,6±11,2	13,8±6,5	79,6±23,2
	O₂	95,8±22,6	23,8±8,0	24,3±7,4	68,9±19,6
	OH	60,2±28,6	30,8±11,2	13,5±6,4	75,7±22,5
CA	O^{(1)S}	87,4±23,7	25,8±8,9	20,7±6,5	73,4±21,1
	O₂	85,1±23,1	28,7±9,4	18,2±4,9	80,0±21,7
	OH	59,6±28,8	33,4±11,4	12,7±6,2	79,3±22,1

As Figuras 5.7 e 5.8 apresentam histogramas para o fluxo de momento, para a amplitude em intensidade (A_I) e para a amplitude em temperatura (A_T), tanto para Cachoeira Paulista como para São João do Cariri, respectivamente. A amplitude em temperatura é calculada utilizando o fator de cancelamento apresentado na seção 4.2.1, conhecendo-se o comprimento de onda vertical de cada evento de onda detectado. Novamente observa-se bastante semelhança entre estes parâmetros observados nas diferentes localidades.

Existe uma grande predominância de eventos transportando baixos valores de fluxo de momento no intervalo $<1,2 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$. A amplitude de perturbação na intensidade mais freqüente encontra-se no intervalo de $<2\%$, e em até $0,6\%$ em temperatura (conforme prevê a modelagem do CF). Os valores médios do fluxo de momento, da amplitude em intensidade e da amplitude em temperatura estão mostrados na Tabela 5.2, onde se observa valores médios bastante variáveis do fluxo de momento, tanto em diferentes

sítios, como em diferentes camadas. A amplitude em intensidade mostra um valor médio entre ~1,2–2,7%, dependendo da camada de emissão analisada.

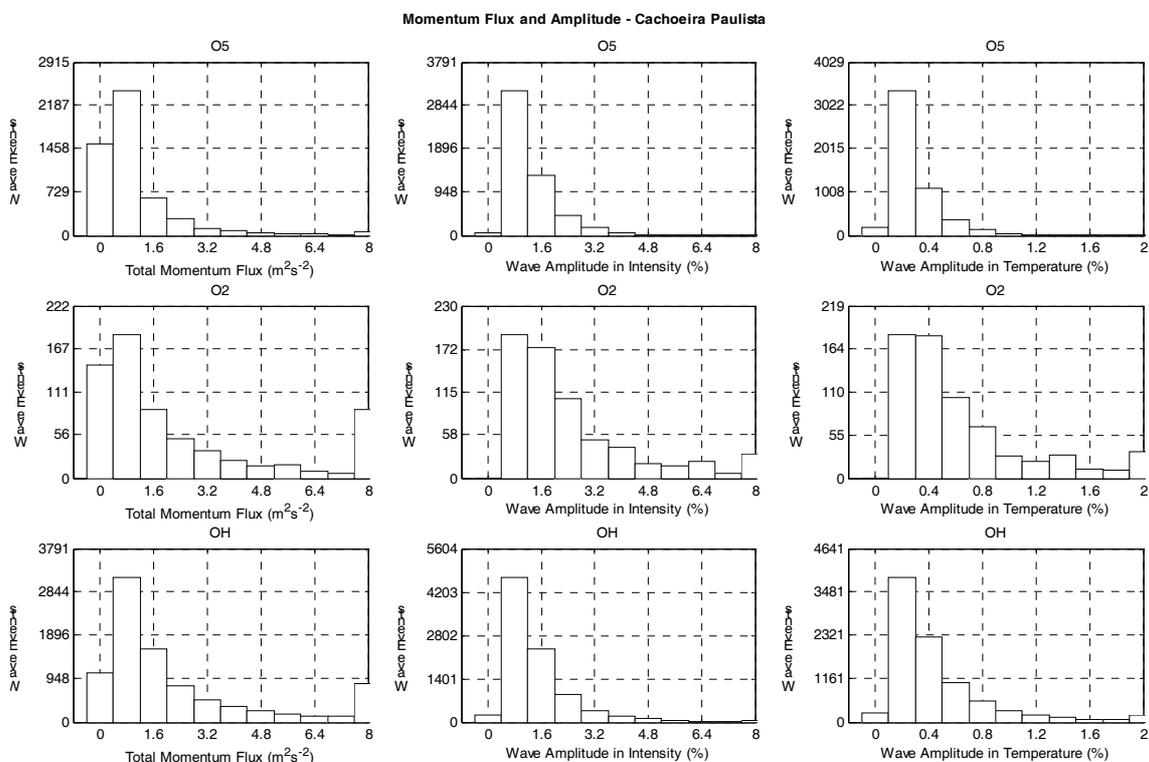


FIGURA 5.7 – Histogramas do fluxo de momento e das amplitudes de perturbação em intensidade A_I e temperatura A_T (via fator de cancelamento), calculados para Cachoeira Paulista para dados de quatro anos.

Diversos testes e simulações realizadas na seção 5.1.2 tornaram confiável o processo de identificação de ondas em imagens da aeroluminescência e dos seus parâmetros dinâmicos. As Figuras 5.7 e 5.8 mostram que muitos dos eventos observados transportam exíguos valores de fluxo de momento. Para estimar o fluxo de momento de ondas de gravidade dominantes, é interessante que eventos transportando valores relativamente baixos de fluxo sejam filtrados. Ondas dominantes são facilmente detectadas através da inspeção visual de imagens da aeroluminescência porque causam uma acentuada modulação na taxa de emissão volumétrica e na radiância integrada das camadas de emissão. Também é importante analisar separadamente ondas dominantes no intuito de comparar do método até aqui apresentado com o método convencional de

análise, utilizando os parâmetros dinâmicos estimados para estes eventos proeminentes por um e por outro método.

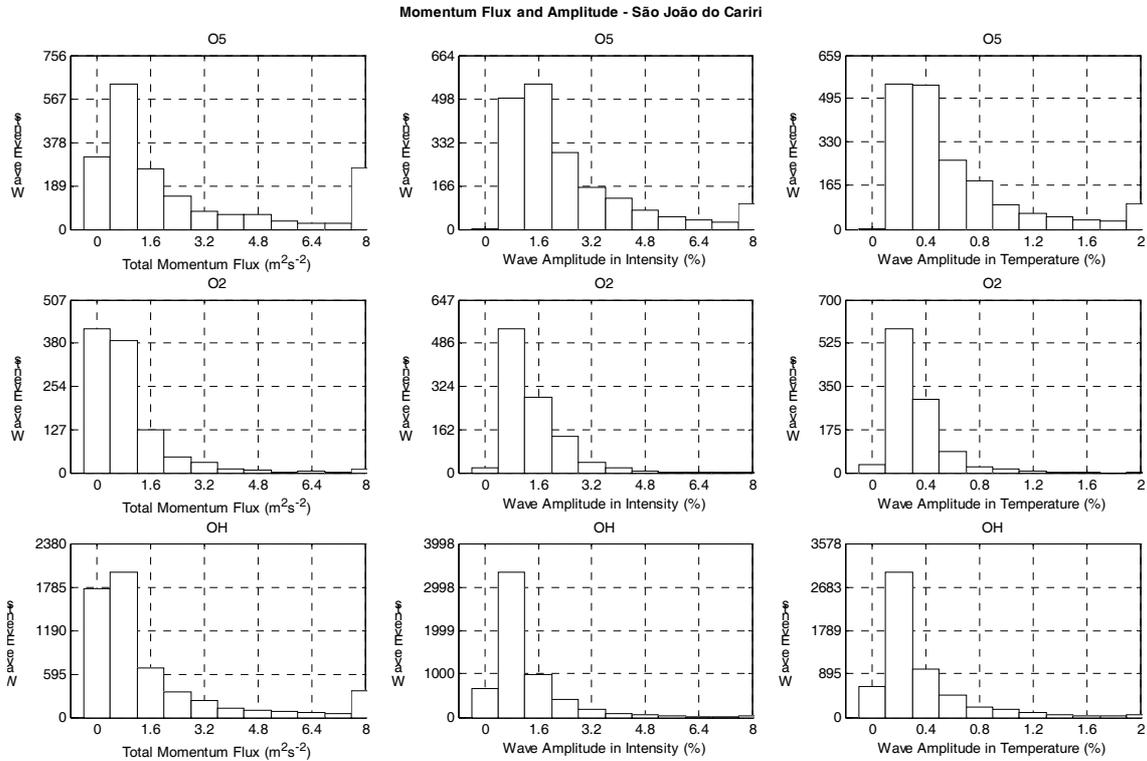


FIGURA 5.8 – Histogramas do fluxo de momento e das amplitudes de perturbação em intensidade e temperatura, calculados para São João do Cariri, para dados de dois anos.

Um limite inferior para esta filtragem é dado em termos do fluxo de momento calculado para os valores médios dos parâmetros de ondas observadas nos sítios observacionais brasileiros. Segundo as Tabelas 5.1 e 5.2, os valores médios observados são $\lambda_x \sim 60$ km, $\lambda_z \sim 30$ km e $\tau_i \sim 12$ min, enquanto que a perturbação típica na intensidade é de $\sim 1\%$ na intensidade. Estes valores definem uma onda característica, freqüentemente observada nas imagens. Utilizando a equação 4.16, o fluxo médio associado a esta onda característica é avaliado em ~ 2 m²s⁻², o que define um limite inferior de filtragem que possibilita apenas a inclusão de ondas dominantes na análise.

TABELA 5.2 – Valores médios do fluxo de momento (F_M) e das amplitudes em intensidade (A_I) e temperatura (A_T) de ondas observadas em Cachoeira Paulista (CP) e São João do Cariri (CA).

		F_M ($m^2 s^{-2}$)	A_I (%)	A_T (%)
CP	O¹S	1,1±1,9	1,3±0,8	0,3±0,2
	O₂	4,6±11,3	2,7±2,6	0,7±0,6
	OH	3,5±8,0	1,5±1,2	0,5±0,5
CA	O¹S	4,5±9,5	2,6±2,3	0,6±0,6
	O₂	1,0±1,6	1,4±0,9	0,3±0,2
	OH	2,4±6,0	1,2±1,1	0,4±0,4

Reavaliando os valores de fluxo de momento e das amplitudes para ondas dominantes ($F_M > 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), observa-se uma sensível variação dos valores médios, conforme mostrado na Tabela 5.3. Após a filtragem, o fluxo de momento médio varia entre $\sim 4\text{--}11 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, a amplitude média em intensidade é de $\sim 2,6\text{--}5\%$ e em temperatura de $\sim 0,7\text{--}1,2\%$, mostrando que ondas dominantes perturbam mais intensamente as camadas de emissão. Apesar da perturbação média de ondas dominantes ser relativamente baixa, não é incomum observar eventos perturbando $\sim 50\%$ a intensidade. Perturbações desta natureza são associadas à *bores*, que são resultado de inversões térmicas que ocorrem quando a temperatura atmosférica sofre uma súbita mudança de sinal no seu gradiente térmico e/ ou cisalhamento do vento causando um canal Doppler (Meriwether e Gardner, 2000; Smith et al., 2003; Smith et al., 2005).

TABELA 5.3 – Mesmo que a Tabela 5.2, mas para valores de fluxo de momento maior do que $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$.

		F_M ($m^2 s^{-2}$)	A_I (%)	A_T (%)
CP	O¹S	4,4±4,0	2,8±1,2	0,7±0,3
	O₂	11,1±16,7	4,9±3,1	1,2±0,8
	OH	8,4±12,1	2,5±1,6	0,9±0,6
CA	O¹S	11,0±13,4	4,8±2,7	1,2±0,7
	O₂	4,2±3,3	3,4±1,2	0,8±0,3
	OH	7,9±10,5	2,6±1,6	0,9±0,5

5.4 Direção de propagação

Nesta seção, a direcionalidade do campo de ondas de gravidade observadas nos dois sítios brasileiros é examinada em termos da análise sazonal. Tal investigação pode revelar prováveis fontes de ondas de gravidade, ou ainda indicar processos de filtragem de ondas pelos ventos dominantes em baixas altitudes. No segundo caso, ondas lentas são removidas do espectro pela interação direta com vento predominante através dos níveis de absorção.

Novamente, dados de quatro anos de Cachoeira Paulista e dados de dois anos de São João do Cariri foram utilizados. As imagens foram divididas em três grandes grupos, compreendendo meses em torno do solstício verão (21 de dezembro), do solstício de inverno (22 de junho). O solstício de verão compreende o período entre 21 de outubro a 21 de fevereiro, enquanto o solstício de inverno compreende o período do entre 21 de abril até 21 de agosto. O restante dos dados foi usado para compor os períodos dos equinócios, compreendendo os meses de setembro, outubro, março e abril.

A Figura 5.9 mostra o resultado da análise sazonal para Cachoeira Paulista. Os dados foram separados por camadas, sendo a direção das ondas observadas no OH plotada na base da figura, o O₂ ao meio, e a linha verde do oxigênio mostrada no topo. A quantidade de noites utilizadas para compor cada um dos gráficos está mostrada junto ao título de cada um.

Os dados referentes ao solstício de verão para Cachoeira Paulista são bastante reduzidos, o que está relacionado às chuvas de verão na região, que prejudicam a observação da aeroluminescência. Apesar de ser proveniente de um número relativamente reduzido de dados, o comportamento das ondas identificadas durante os equinócios na região parece sugerir a direção nordeste como preferencial, embora esta tendência seja questionável considerando ondas identificadas no O₂ e no O(¹S) no período. Durante o inverno, existe uma clara tendência meridional em direção ao norte, provavelmente associada a processos locais de excitação de ondas de gravidade. Isto será mais bem explorado no capítulo 6 durante a discussão dos resultados deste trabalho.

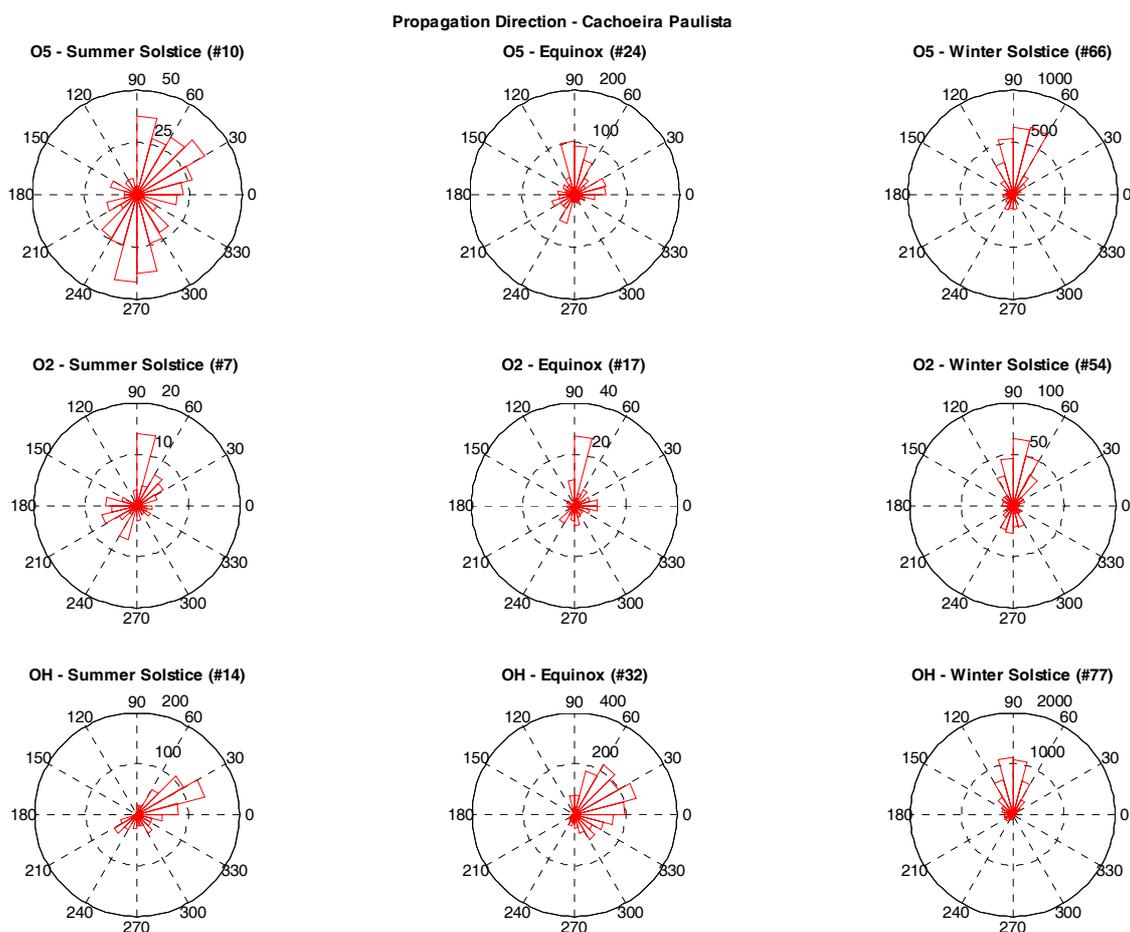


FIGURA 5.9 – Direção de propagação de ondas de gravidade em Cachoeira Paulista. São mostrados histogramas angulares para os solstícios de dezembro e de junho e para os equinócios, em três camadas de aeroluminescência. O topo de cada gráfico está alinhado com o norte geográfico, enquanto que o lado direito indica o leste.

Os resultados referentes à direcionalidade das ondas sobre São João do Cariri estão mostrados na Figura 5.10. Neste local, uma fraca tendência para nordeste é observada durante os equinócios, onde se observa a maior densidade de dados neste sítio observacional. Durante o verão, a direção leste parece ser preferencial, o que possivelmente está relacionado com a filtragem de ondas pelo vento básico na média atmosfera. Durante o inverno, o número de dados disponíveis é relativamente reduzido nesta região para as emissões do OH e do $O(^1S)$, e inexistentes para o O_2 em função de problemas técnicos relacionados a esta emissão.

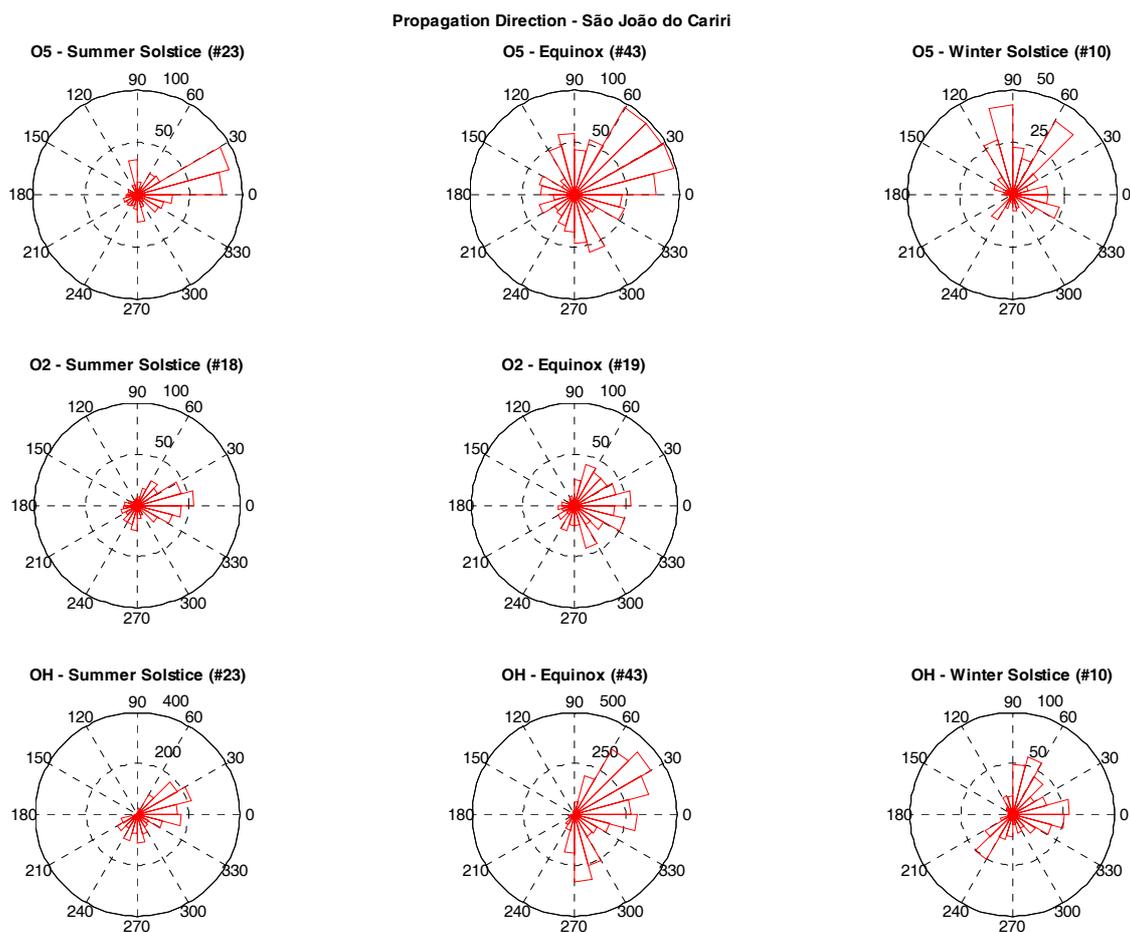


FIGURA 5.10 – Direção de propagação de ondas de gravidade observadas períodos em São João do Cariri para três camadas de aeroluminescência. Não foram observados dados suficientes para compor o histograma de solstício de junho para a camada do O₂ neste sítio de observação.

5.5 Detecção de ondas evanescentes

As ondas evanescentes, diferentemente das ondas de gravidade internas, não se propagam verticalmente na atmosfera. Estas ondas são previstas pela teoria linear das ondas de gravidade, mas se caracterizam por apresentarem número de onda vertical $m^2 \leq 0$ (seção 2.3.4). Uma vez que não há restrição para que ondas evanescentes se propagem horizontalmente, a taxa de emissão volumétrica e a radiância integrada podem sofrer modulação. Neste caso, ondas evanescentes são indistinguíveis de ondas verticalmente propagantes legítimas, uma vez que imageadores fornecem informações

apenas a respeito da estrutura horizontal das ondas quando medidas de uma só emissão estão sendo utilizadas.

Ondas evanescentes apresentam fluxo vertical de momento nulo, podendo introduzir erros no montante total de fluxo se forem acidentalmente incluídas na estimativa. Para que o fluxo de momento seja obtido de forma confiável, ondas evanescentes devem ser eliminadas da análise (Fritts, 2000). Neste estudo, ondas identificadas apresentando $\lambda_z > 60$ km foram consideradas evanescentes, sendo automaticamente desconsideradas do cálculo do fluxo de momento.

Uma vez que são comumente observadas, considerou-se proveitoso estimar o percentual de ondas evanescentes em relação ao montante total de ondas identificadas no processamento de imagens. Para realizar esta estimativa, imagens de Cachoeira Paulista adquiridas durante noites com mais de 5 horas de observação foram selecionadas e reprocessadas. Nesta etapa, não foi imposto nenhuma restrição em λ_z , permitindo a identificação de qualquer evento oscilatório presente nas imagens, propagante ou não. Os resultados desta análise estão mostrados na Figura 5.11, onde estão apresentados a variação temporal do fluxo de momento, a velocidade de fase em função do comprimento de onda horizontal e os histogramas do comprimento de onda vertical e do período.

Os eventos evanescentes encontrados foram plotados juntamente com os eventos propagantes na Figura 5.11, sendo representados pelos círculos vermelhos nos gráficos de velocidade de fase em função do comprimento de onda horizontal (painel (a)) e do fluxo de momento em função da hora local (painel (d)). As ondas evanescentes são representadas pelas colunas vermelhas nos histogramas dos painéis (b) e (c). Os limites de propagação estão indicados no painel (a) da Figura 5.11, onde $\lambda_z \rightarrow \infty$ representa a fronteira entre ondas evanescentes e propagantes, enquanto $\lambda_z \rightarrow 15$ km é o limite para ondas observáveis na aeroluminescência, abaixo do qual os efeitos de cancelamento são severos.

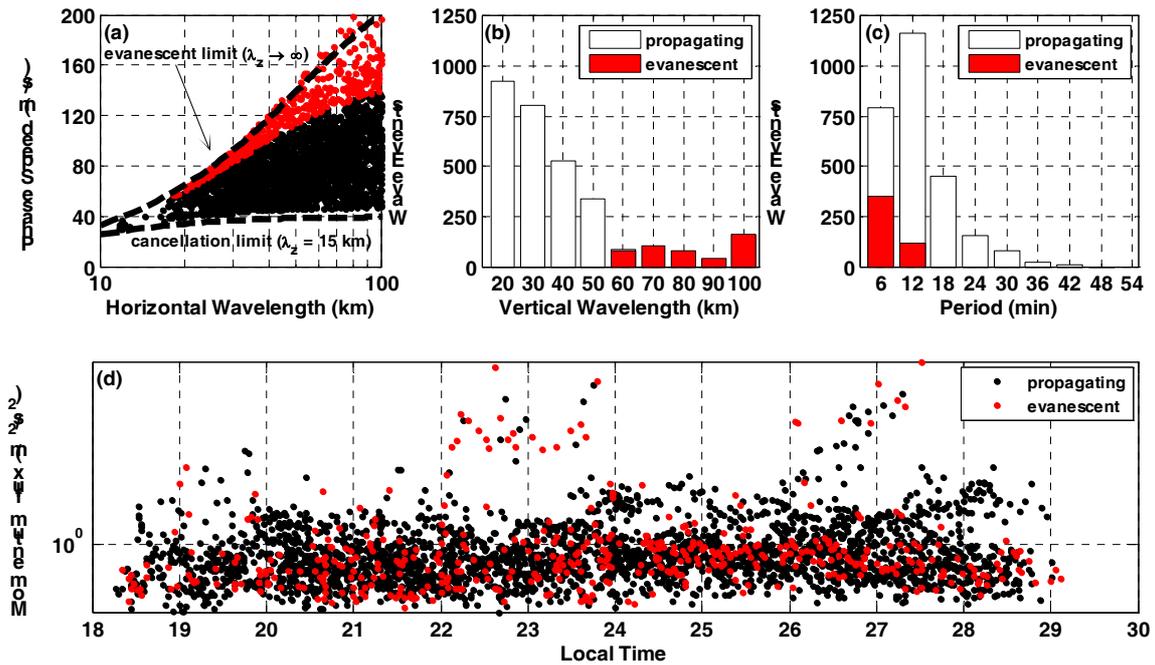


FIGURA 5.11 – Ondas evanescentes observadas em imagens de aeroluminescência em Cachoeira Paulista e São João do Cariri. Os círculos pretos indicam ondas propagantes, enquanto que os círculos vermelhos se referem às ondas evanescentes.

A variação temporal (Figura 5.11(d)) mostra que ondas evanescentes podem assumir qualquer valor de fluxo de momento. Também parece não haver nenhuma restrição no horário de ocorrência destas ondas. O histograma do comprimento de onda vertical (Figura 5.11(b)) mostra que, apesar da grande maioria dos eventos serem propagantes, o número de eventos evanescentes detectados também é significativo, e a influência destas ondas pode ser bastante expressiva na estimativa final de fluxo de momento. Para o conjunto de dados analisados nesta seção, a parcela correspondente às ondas evanescentes foi de 14% em relação ao número total de eventos observados.

A Figura 5.11(a) mostra que boa parte dos eventos considerados evanescentes estão situados nas proximidades de $\lambda_z \rightarrow \infty$. Já a Figura 5.11(c) revela que os eventos evanescentes apresentam períodos relativamente curtos, com a maior ocorrência situada no intervalo de períodos menores do que 6 minutos. Estes períodos são muito próximos do período de Brünt-Väisälä, que assume valores de ~ 6 minutos na mesosfera. Uma

fração das ondas reconhecidas como evanescentes apresentou períodos no intervalo de 6 a 12 minutos, podendo ser consideradas como legitimamente propagantes. Este fato sugere que uma restrição no período da onda também seria importante para melhor diferenciar ondas evanescentes de ondas propagantes.

5.6 Dissipação de ondas de gravidade

A teoria linear das ondas de gravidade foi usada para mostrar que, em dadas condições, as ondas de gravidade apresentam aumento da sua amplitude com a altura. O crescimento da amplitude acontece proporcionalmente a $\exp[z/2H]$ e a transferência de momento e de energia da onda para a atmosfera é nula neste caso porque a onda não sofre dissipação.

A despeito deste caso bastante ideal, processos não-lineares tais como as instabilidades hidrodinâmicas ocorrem quando a amplitude da onda se torna muito grande, o que faz com que o crescimento em amplitude seja limitado ou mesmo reduzido. Em contraste, a difusão molecular e o resfriamento radiativo são processos dissipativos que atuam mais ou menos independentemente da amplitude da onda (*Fritts*, 1984), mas ainda assim limitam o seu crescimento porque a onda deixa de conservar sua energia cinética.

O coeficiente de amortecimento β foi introduzido a fim de parametrizar a saturação e/ou dissipação de ondas de forma simplificada. Na Figura 5.12 está esboçado o comportamento da amplitude de uma onda de gravidade para três valores distintos de β . Observe que quando $\beta=0$, a onda se propaga livremente sem perder energia e sem transferir momentum para a atmosfera. No caso em que $\beta=1$, a onda é saturada e sua amplitude não se altera à medida que ela se propaga verticalmente. Quando o valor de $\beta>1$, a onda é superamortecida e sofre decréscimo de sua amplitude.

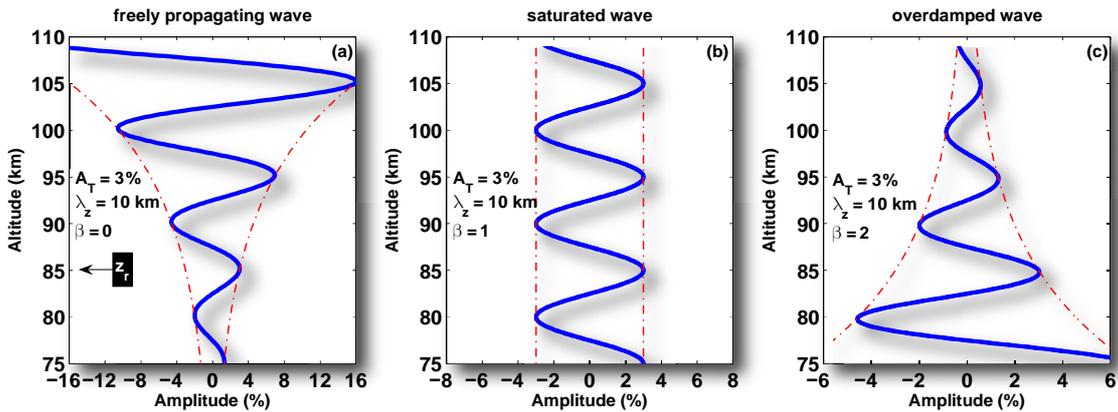


FIGURA 5.12 – Estrutura vertical de uma onda verticalmente propagante apresentando diferentes características de amortecimento. (a) Onda livremente propagante ($\beta=0$), amplificando sua amplitude segundo o fator $\exp[z/2H]$, onde z é a altitude e H a escala de altura. (b) Onda saturada ($\beta=1$) que não varia sua amplitude com a altura. (c) Onda superamortecida, que apresenta um rápido decréscimo da amplitude com a altura.

Uma vez que imagens de três emissões são disponíveis em nosso banco de dados e a amplitude das ondas pode ser calculada em diferentes camadas através do método espectral, é razoável investigar os efeitos de amortecimento para ondas observadas simultaneamente em duas ou mais emissões. Isto torna possível avaliar o comportamento das ondas à medida que se propagam verticalmente.

Nossa abordagem se baseia na procura de eventos de ondas ocorrendo simultaneamente em três emissões, com mostrado na Figura 5.13. Ondas de gravidade presentes nestas imagens podem ser claramente identificadas visualmente. Os painéis superiores na Figura 5.13 correspondem as imagens originais das emissões do OH, O₂ e O(¹S), mapeadas em coordenadas geográficas, enquanto que os painéis inferiores mostram as mesmas imagens após serem submetidas a uma filtragem espacial. O filtro *Butherworth* com banda passante entre 10 a 100 km foi utilizado neste processo.

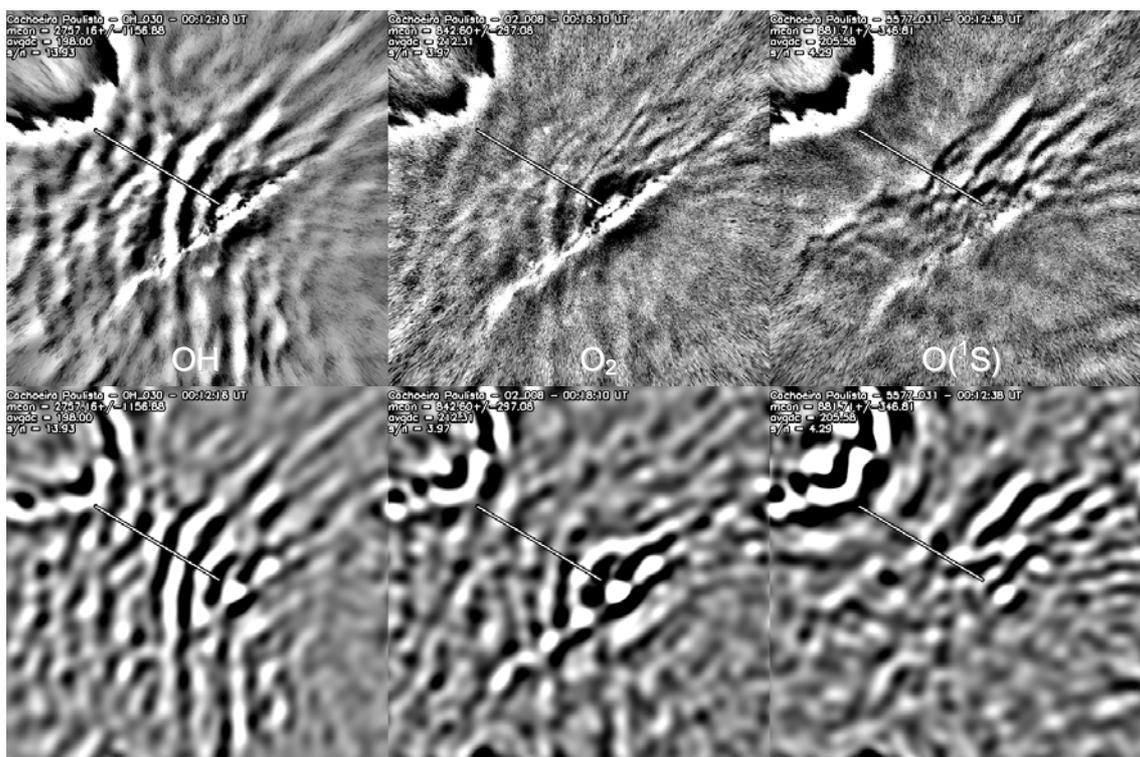


FIGURA 5.13 – Obtenção de séries espaciais associadas a ondas de gravidade a partir de imagens de 3 emissões, adquiridas quase-simultaneamente em 30/06/2000 em Cachoeira Paulista. Acima: Imagens do OH, O₂ e O(¹S), apresentadas sem qualquer filtragem espacial. Abaixo: As mesmas imagens submetidas ao filtro espacial *Butterworth* passa-banda, com frequências de corte de (1/100) km⁻¹ e (1/10) km⁻¹, respectivamente.

Dado uma onda de gravidade presente simultaneamente em duas ou mais emissões, uma linha é traçada perpendicularmente às frentes de onda, e os pixels ao longo desta linha são extraídos e submetidos à análise harmônica. A Figura 5.14(a) mostra o conteúdo extraído das linhas traçadas nas imagens da Figura 5.13. A linha vermelha corresponde a emissão do OH, o azul ao O₂ e o verde se refere ao O(¹S). A magnitude é dada em termos percentuais, possibilitando a comparação da amplitude da onda em diferentes camadas.

Na Figura 5.14(b) é mostrado o periodograma da amplitude das séries espaciais extraídas. A magnitude no OH (linha vermelha) claramente é maior do que nas outras duas emissões, mostrando que a onda sofreu dissipação. Um algoritmo foi desenvolvido

para calcular a área abaixo do pico espectral em cada emissão, dando uma estimativa da amplitude real da onda em cada camada. O periodograma cruzado da amplitude e da diferença de fase entre estas séries está mostrado nas Figuras 5.14(c) e 5.14(d). O periodograma cruzado é utilizado para determinar precisamente em qual frequência as amplitudes devem ser calculadas, enquanto o periodograma da fase é utilizado para excluir alguns eventos da análise, uma vez que este gráfico mostra o grau de simultaneidade entre as imagens.

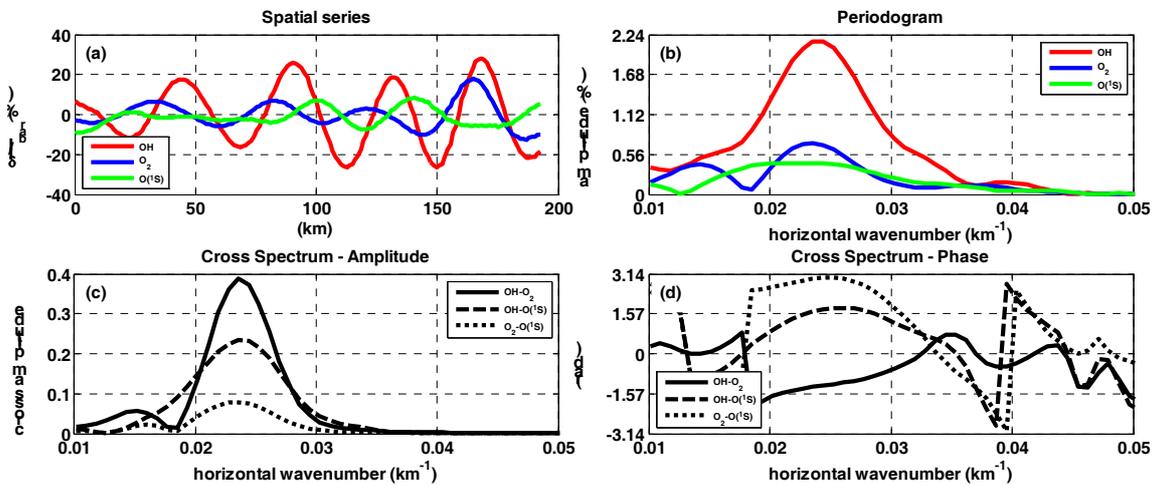


FIGURA 5.14 – Processo de análise das séries ondulatórias obtidas a partir das imagens da Figura 5.10. (a) Série espacial mostrando a perturbação da intensidade devido à onda nas três emissões; (b) Periodograma da amplitude obtida pela análise harmônica de cada série; (c) Amplitude do espectro cruzado para a identificação de picos proeminentes em duas emissões; (d) Fase do espectro cruzado, mostrando a diferença de fase da onda entre diferentes alturas.

Os resultados desta análise estão mostrados na Tabela A.1 do apêndice A. Nela estão mostrados, entre outras informações, o comprimento de onda e a amplitude da onda medida em diferentes camadas, calculadas pelo método aqui proposto. Conhecendo-se as amplitudes percentuais de uma mesma onda em diferentes camadas, o parâmetro β é determinado pela expressão:

$$\beta = 1 - \frac{2H}{\Delta z} \ln \left(\frac{A_{top}}{A_{bottom}} \right), \quad (5.6)$$

onde Δz é a diferença de altura entre os centróides das camadas, A_{top} e A_{bottom} se referem a amplitude da onda medida nas camadas acima e abaixo, respectivamente.

Um valor médio de $\beta \sim 1,6 \pm 1,2$ foi obtido a partir da análise dos dados selecionados, mostrando que as ondas são basicamente superamortecidas. A técnica apresentada para calcular β é inédita ao nosso conhecimento, e o valor médio de β está de acordo com resultados obtidos utilizando outras técnicas. Por exemplo, *Swenson et al.* (2003) mostrou que as ondas observadas apresentaram características superamortecidas em altitude abaixo dos 100 km, em concordância com os eventos aqui estudados. Embora o desvio padrão de β seja expressivo, acredita-se que o valor médio de β não deva sofrer uma variação significativa com a inclusão de mais dados na análise.

CAPÍTULO 6

DISCUSSÃO

Os resultados obtidos neste trabalho são discutidos e comparados com a literatura científica atual no decorrer deste capítulo. O comportamento geral do campo de ondas é interpretado em termos da variabilidade local do vento básico e das fontes de ondas de gravidade. De maneira geral, a direcionalidade das ondas pode ser explicada pela variação sazonal do vento zonal através da ação de níveis críticos numa porção específica do espectro. Os processos de dissipação e transferência de fluxo de momento da onda para o meio são discutidos em termos da convergência do fluxo médio, medido entre diferentes camadas de aeroluminescência. No final do capítulo, as limitações do modelo para o fator de cancelamento serão abordadas com base em estudos envolvendo uma atmosfera mais realista, onde processos difusivos e ventos predominantes variáveis em altitude são considerados.

6.1 Modos dominantes de ondas de gravidade

Os modos de ondas dominantes observados sobre os dois sítios observacionais estudados foram apresentados nas Tabelas 5.1 e 5.2, tanto para Cachoeira Paulista como para São João do Cariri. A técnica de processamento de imagens aqui adotada foi capaz de identificar ondas com escalas horizontais relativamente pequenas ($\lambda_x < 100$ km), escalas verticais entre $15 < \lambda_z < 40$ km (~68% dos eventos), períodos intrínsecos curtos ($\tau_i < 1$ h), além de altas velocidades de fase intrínsecas ($c_i > 30$ m/s). Estas ondas são potencialmente propícias a modificar a circulação básica da região MLT sobre os sítios estudados, através da transferência de grandes quantidades de momento e energia para a atmosfera.

As características ondulatórias aqui obtidas também foram observadas em diferentes sítios através da observação das camadas da aeroluminescência. Por exemplo, *Suzuki et al.* (2004) observaram ondas a partir de imagens das emissões do OH e do O(¹S) em

Darwin, Austrália (12,4°S; 131,0°E), mostrando que ondas de comprimento de onda horizontal entre 30–50 km e velocidades de fase de 30-60 m/s apresentavam máxima ocorrência, em concordância com o estudo anterior de *Ejiri et al.* (2003). As velocidades de fase observadas por *Walterscheid et al.* (1999) apresentaram máxima ocorrência no intervalo entre 50-80 m/s, sendo ligeiramente maiores do que aquelas apresentadas por *Suzuki et al.* (2004) e também superiores às obtidas neste estudo.

Os parâmetros de onda aqui obtidos apresentaram pouca ou nenhuma variabilidade sazonal, exceto a direção de propagação, que será discutida adiante. A ausência de um comportamento sazonal dos parâmetros de onda é consistente com estudos de *Nakamura et al.* (1999), que utilizou o imageamento do OH para estudar ondas sobre Shigaraki, Japão (34,9°N; 136,1°E), e com *Medeiros et al.* (2004), cuja base de dados foi a mesma utilizada no presente estudo. *Suzuki et al.* (2004) detectaram uma fraca tendência sazonal no comprimento de onda horizontal. Durante a primavera, o verão e o outono, eles observaram valores médios de λ_x em torno de 40 km. Durante o inverno, os valores de λ_x observados foram ~10 km maiores do que nas outras estações, embora a variância estatística em λ_x tenha aumentado sensivelmente durante o período.

Modulações da intensidade do airglow com pequena escala horizontal ($\lambda_x < 20$ km), em geral são reconhecidas como *ripples* (*Taylor e Hapgood*, 1990; *Swenson et al.*, 1995; *Taylor et al.*, 1997; *Nakamura et al.*, 1999; *Vargas*, 2003; *Medeiros et al.*, 2004; *Pautet et al.*, 2005). A natureza deste fenômeno é difícil de determinar, uma vez que podem estar associados a ondas de pequena escala procedentes da baixa atmosfera, a ondulações geradas *in-situ* por instabilidades dinâmicas ou convectivas (*Li et al.*, 2005a; *Li et al.*, 2005b), ou a quebra de ondas de gravidade de maiores escalas, que excitam ondas de menores escalas horizontais (*Fritts*, 1994; *Fritts e Alexander*, 2003; *Fritts et al.*, 2006). A completa caracterização dos *ripples* depende do conhecimento do cisalhamento do vento na região e também do perfil vertical da temperatura, que podem ser obtidos através de medidas complementares de radar de laser ou de dados de satélite, com boa resolução espacial e temporal.

Medidas de temperatura não estiveram disponíveis durante a realização deste estudo, mas mesmo assim *ripples* dificilmente foram reconhecidos pelo método de análise espectral aqui utilizado (veja as Figuras 5.5 e 5.6). A correção do desvio Doppler nas imagens antes da obtenção dos parâmetros intrínsecos (seção 3.5.1) pode ter sido responsável por filtrar a maior parte dos *ripples* do espectro observado, sugerindo que a variação horizontal de fase destes eventos pode ter sido causada pela advecção do vento horizontal local. Desta forma, os *ripples* parecem estar associados a ondulações localmente geradas por processos de instabilidades do que com ondas de pequenas escalas horizontais provenientes da baixa atmosfera.

O comprimento de onda vertical λ_z é um parâmetro crucial para a completa caracterização do campo de ondas de gravidade a partir de dados de imageador. Uma vez que os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade estão relacionados pela equação da dispersão, a determinação de λ_z depende da determinação direta do comprimento de onda horizontal e do período intrínseco que, por sua vez, pode ser estimado se o vento básico sobre o local de observação for conhecido.

Apenas recentemente medidas de vento vêm complementando dados de aeroluminescência, e por este motivo, poucos estudos têm fornecido sistematicamente o valor de λ_z (Swenson *et al.*, 1999; Swenson *et al.*, 2003; Tang *et al.*, 2005a,b) como foi efetuado durante este trabalho. Os valores de λ_z calculados aqui mostraram um intervalo de variabilidade de ~15–40 km (~68% dos eventos), com média de ~30 km em ambos os sítios de observação. Estes valores são comparáveis com aqueles apresentados em Swenson *et al.* (1999), Swenson *et al.* (2003) e Tang *et al.* (2005a,b).

Alguns estudos utilizando dados de aeroluminescência obtiveram valores muito pequenos de λ_z (<12 km) (Taylor *et al.*, 1997; Takahashi *et al.*, 1999). O efeito de cancelamento imposto às ondas propagantes de pequena escala vertical é severo, devido à espessura finita das camadas de aeroluminescência (~8–10 km), sendo improvável que ondas com estas escalas verticais sejam observadas em dados da aeroluminescência. No entanto, Liu e Swenson (2003) relataram que ondas de pequenas escalas verticais podem ser observadas em certas ocasiões, devido à variabilidade na espessura das camadas de

emissão, que podem se tornar delgadas devido ao efeito do acoplamento dinâmico entre ondas de gravidade e marés atmosféricas através da camada de emissão.

A variabilidade da espessura das camadas é grande. A partir de sondagens com foguetes (*Baker e Waddoups, 1967*), espessuras bastante variáveis foram observadas para a camada do O(¹S) (~5,8 a 14 km). Experimentos com foguetes realizados no Brasil (*Takahashi et al., 1996*) revelaram espessuras de 6–7 km, 11 km e 10 km para as camadas do O(¹S), O₂A(0-0) e OH(8-3), respectivamente. A modelagem realizada neste estudo sugere que as espessuras médias das camadas variam entre 9 e 11 km, dependendo da emissão. A grande variabilidade observada nas espessuras médias das camadas observada em diferentes sítios observacionais está relacionada à grande variabilidade da densidade do oxigênio atômico, que pode chegar a ~20 % em diferentes localidades (*Swenson e Gardner, 1998*).

A técnica de processamento de imagens adotada neste estudo beneficia a identificação de ondas com escalas horizontais pequenas (<120 km) e períodos relativamente curtos (<40 min). A magnitude do fluxo de momento horizontal transportado por estas ondas é significativa, variando em média dentro do intervalo de 0,5 – 15 m²s⁻² através dos dados processados neste estudo. Os resultados obtidos por *Tang et al. (2005a)* mostram que 90% dos eventos observados apresentaram fluxo <10 m²s⁻²; porém, a sua base de dados compreendeu apenas 35 dias de observações sobre Maui, HI (20,7°N; 156,3°W). Resultados de *Reid e Vincent (1987)* revelam que a magnitude do fluxo de momento entre 80–98 km é menor do que 3 m²s⁻² em geral, com picos de magnitude de até 9 m²s⁻², sendo registrados especialmente no verão e no inverno, a partir de medidas de radar MF em Adelaide (35°S, 138°E). *Gardner et al. (1999)* e *Tang et al. (2002)* utilizaram uma técnica que emprega a distribuição azimutal da intensidade relativa da aeroluminescência ou a variância da temperatura rotacional como uma medida da distribuição azimutal da variância horizontal do vento. Eles obtiveram valores de fluxo de momento entre ~3–20 m²s⁻², os quais são comparáveis aos valores obtidos neste trabalho.

Fritts et al. (2002) analisaram um evento de quebra de onda observado claramente numa seqüência de imagens da aeroluminescência, onde a variância na intensidade foi extremamente elevada (o evento foi relatado primeiramente por *Yamada et al.* (2001)). O fluxo estimado foi $\sim 900 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ (valor de pico), que é muito maior do que os valores calculados neste estudo, e também daqueles valores indicados através de medidas de radar ($\sim 1\text{--}60 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$). Apesar do valor extremamente alto, *Fritts et al.* (2002) mostraram, contudo, que o fluxo registrado para o evento era consistente, em magnitude e em tempo, com a aceleração no vento observado pelo radar meteorológico em Shigaraki, operando simultaneamente com o imageador.

O intervalo de variabilidade da amplitude das ondas, em termos da intensidade relativa das emissões observado neste estudo, é de $\sim 1\text{--}5\%$, com média de $\sim 3\%$. Valores semelhantes foram relatados por *Suzuki et al.* (2004), que observaram magnitudes variando no intervalo de 0,6 a 4,5 % para perturbações na intensidade. *Tang et al.* (2005a) observaram ondas perturbando a camada do OH entre 0,5 a 7,5 %, utilizando a mesma técnica de determinação de amplitudes aqui adotada. No entanto, os resultados obtidos neste trabalho são representativos das três camadas de aeroluminescência, enquanto que *Suzuki et al.* (2004) e *Tang et al.* (2005a) utilizaram imagens do OH apenas. O fator de cancelamento modelado para cada emissão permite obter a perturbação em temperatura causada por cada evento de onda identificado. Por meio disto, foi possível mostrar que as perturbações da temperatura relacionado aos modos de onda analisados compreende o intervalo de 0,5-1,5 %, com média de $\sim 1\%$. Veja que este valor médio observacional justifica, em princípio, o valor da perturbação introduzido inicialmente no modelo proposto ao longo deste trabalho.

A modelagem apresentada na seção 4.3 possibilitou também a determinação do fluxo de momento de ondas de gravidade em relação a sua velocidade de fase e ao seu comprimento de onda horizontal. Estes dois parâmetros dinâmicos podem ser prontamente obtidos através da análise espectral das imagens da aeroluminescência. A Figura 4.10 mostra alguns dos resultados da modelagem, aonde se apresentam isolinhas de fluxo de momento para diferentes camadas de emissão. Para compor esta figura, considerou-se uma onda perturbando a temperatura em 1%. Isolinhas de constante

comprimento de onda vertical também foram adicionadas para a melhor caracterização de um dado evento de onda em relação ao seu comprimento de onda horizontal e vertical, além da sua velocidade de fase horizontal.

Na Figura 6.1 são apresentados gráficos semelhantes aos da Figura 4.10, relativos somente ao fluxo de momento. Os círculos plotados nos gráficos representam eventos de ondas observados, perturbando em ~1% a temperatura, tanto em Cachoeira Paulista como em São João do Cariri. A maior densidade de pontos está contida nos gráficos referentes à emissão do OH, pois ela é observada com menor período de amostragem (em geral 2 minutos), o que beneficia a identificação de ondas de menor período. Por outro lado, a aquisição de imagens da emissão do O₂ teve o maior período de amostragem (~8 a 14 minutos, dependendo do ano), prejudicando a identificação de ondas nesta emissão.

A introdução de pontos observacionais nos gráficos modelados fornece uma noção geral da característica dinâmica das ondas observadas. A emissão do OH mostra uma grande concentração de eventos em torno de $50 < \lambda_x < 100$ km e $40 < c_i < 80$ m/s, tanto em Cachoeira Paulista como em São João do Cariri. O valor do fluxo de momento para estes eventos pode ser prontamente lido dos gráficos através das isolinhas de fluxo, que revela maior densidade de ondas transportando fluxo de momento entre 1,5 a 3,5 m²s⁻². Verifica-se também que a escala vertical destas ondas se situa no intervalo de $15 < \lambda_z < 35$ km. A variabilidade nas outras emissões parece obedecer à mesma disposição, apesar do número limitado de eventos. Note a grande concentração de pontos em torno da isolinha $\lambda_z \sim 15$ km, mostrando que o limite adotado para eliminar ondas de pequena escala vertical da análise ainda pode ser mais bem estabelecido.

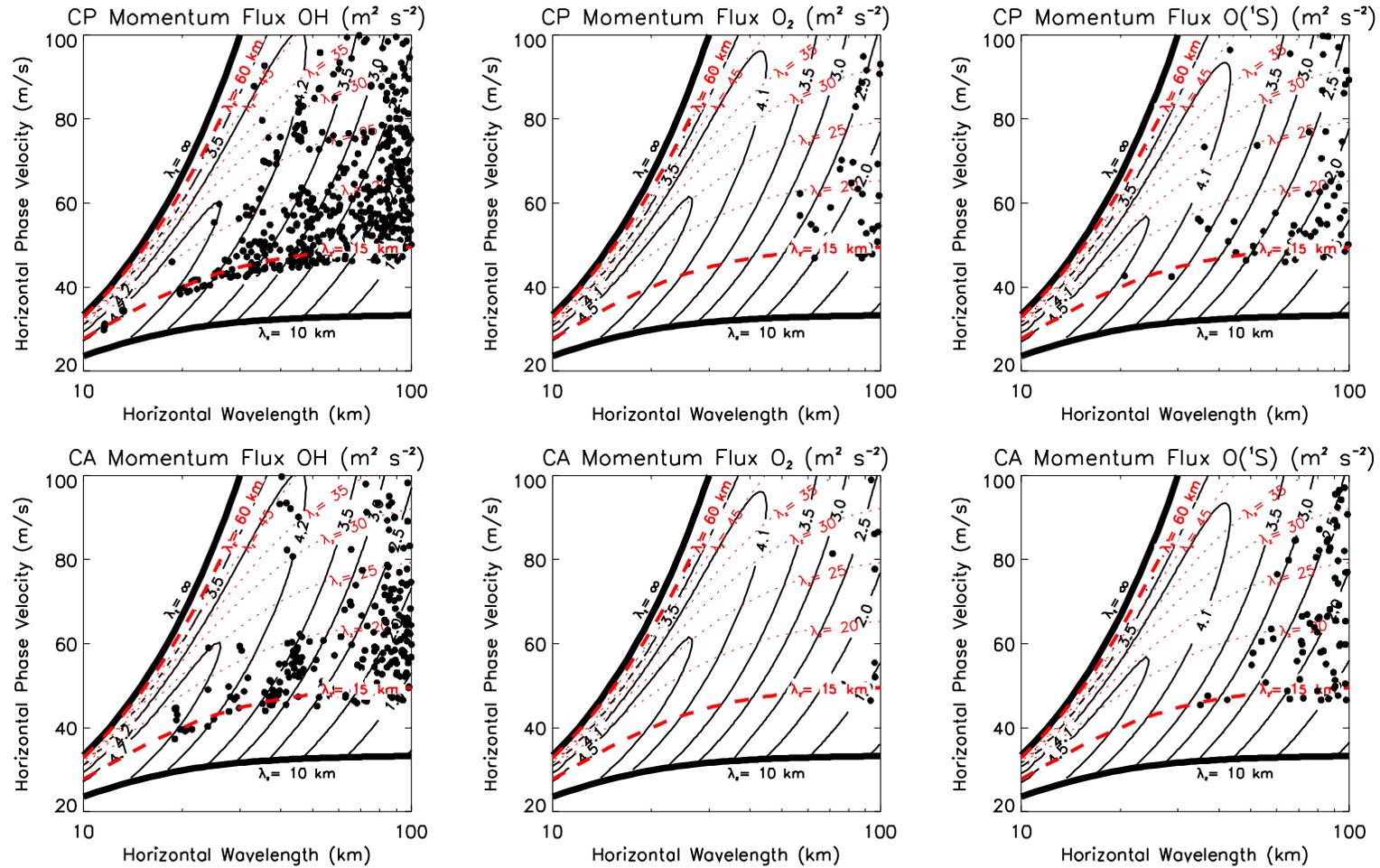


FIGURA 6.1 – Curvas teóricas modeladas para o fluxo de momento, juntamente com ondas de gravidade observadas em Cachoeira Paulista e São João do Cariri. Os eventos ondulatórios são representados pelos círculos. As curvas pontilhadas representam isolinhas de mesmo λ_z , enquanto que as linhas sólidas representam isolinhas de fluxo de momento. Ondas incluídas nestes gráficos perturbaram a temperatura em 1%.

6.2 Anisotropia do campo de ondas

Na seção 5.4 foram apresentados os gráficos da direção de propagação das ondas de gravidade em diferentes camadas de emissão em diferentes sítios de observação (Figuras 5.9 e 5.10). A direção de propagação em geral exibe uma característica anisotrópica ao longo do ano. No entanto, em diferentes épocas do ano, a anisotropia do campo de ondas é mais evidente. Esta característica pode ser explicada parcialmente pela direção e magnitude do vento zonal predominante na média atmosfera.

A Figura 6.2 apresenta o vento predominante sobre Cachoeira Paulista (painéis superiores) e sobre São João do Cariri (painéis inferiores), obtidos através do modelo HWM93 (Hedin *et al.*, 1991). O modelo foi compilado para condições geofísicas calmas, representados pelo fluxo solar $F_{10,7}=150$, e pelo índice magnético planetário $A_p=4$. Para compor estes gráficos, além do vento médio, as componentes da maré diurna, semidiurna e terdiurna foram mantidas, e a média zonal foi efetuada. O vento foi calculado para 360 dias do ano para a região da média atmosfera entre 20 a 100 km. Para a direção zonal, valores positivos do vento indicam o sentido leste. Da mesma forma, valores positivos do vento meridional indicam o sentido norte.

Uma rápida inspeção dos gráficos da Figura 6.2 revela comportamentos distintos do vento ao longo do ano sobre os dois locais de observação. Enquanto que no sítio de média latitude (Cachoeira Paulista) o vento zonal entre 30–80 km apresenta uma característica anual, o mesmo não é observado em São João do Cariri (região equatorial). Neste último, o vento zonal é claramente semianual entre 70–90 km. O vento meridional em ambas as localidades é fraco, apontando sempre para o sul na média atmosfera. Também se observa em ambos os sítios um vento meridional com característica anual fraca acima de 70 km de altura. Os ventos obtidos através do modelo HWM93 são consistentes com dados observacionais obtidos para o vento zonal e meridional sobre Cachoeira Paulista para as alturas entre 80 e 100 km (Batista *et al.*, 2004). Isto aumenta a confiança nos valores dos ventos gerados pelo HWM93 para alturas abaixo de 80 km, justificando a análise a seguir.

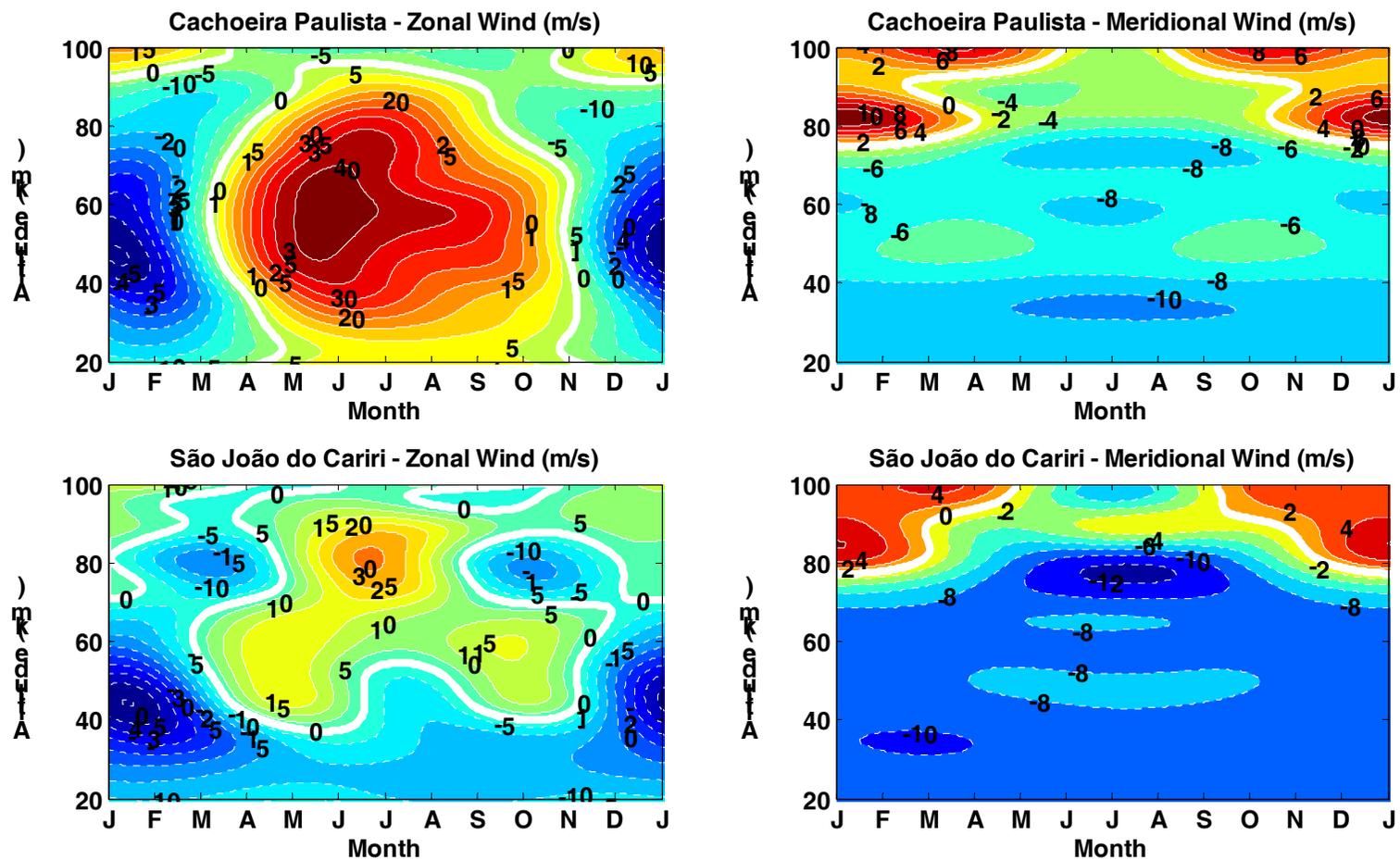


FIGURA 6.2 – Vento horizontal básico (média zonal) sobre Cachoeira Paulista (acima) e sobre São João do Cariri (abaixo), calculado através do Hedin Wind Model, HWM93 (Hedin *et al.*, 1991) para condições de baixa atividade solar e magnética.

A teoria da filtragem de ondas pelo vento zonal da média atmosfera pode ser evocada para entender o comportamento das ondas em São João do Cariri. Durante o solstício de verão, observou-se uma tendência das ondas moverem-se para leste. O gráfico do vento zonal sobre Cariri mostra que ventos de ~40 m/s são dominantes durante o verão (janeiro, fevereiro, novembro e dezembro), na altura de 30–50 km. A teoria da filtragem por níveis críticos (seção 2.3.6) diz que ondas movendo-se para oeste serão transmitidas acima de 30-50 km caso tenham velocidades horizontais de fase $c_i > 40$ m/s, enquanto que ondas apresentando $c_i < 40$ serão absorvidas. Pode-se supor então que a interação das ondas com o vento zonal resultou na filtragem de alguns modos propagantes, resultando na direção preferencial observada. Nos equinócios (março, abril, setembro e outubro), apenas uma fraca tendência nordeste foi observada, o que também é compatível com a filtragem de ondas com velocidades de fase menor que 15 m/s no período, ao menos acima dos 70 km, onde picos de magnitude do vento de ~15 m/s ocorrem em sentido oeste. A densidade de dados não foi muito alta durante o período de inverno em Cariri, tornando a análise da direcionalidade de propagação das ondas bastante imprecisa e com pequena significância estatística neste período.

Em Cachoeira Paulista, o vento zonal apresenta uma variabilidade mais definida do que em São João do Cariri. A variação anual do vento na média atmosfera e a sua magnitude reflete a sua dependência com as estações do ano. A estrutura anual do vento zonal em Cachoeira Paulista pode também explicar as direções preferenciais das ondas observadas no local. Por exemplo, durante o solstício de verão, as ondas mostram uma tendência a leste, comportamento que também foi observado por *Vargas* (2003) utilizando dados da emissão do OH de Cachoeira Paulista gravados durante o ano de 1999. A ausência de ondas direcionadas a oeste é bastante consistente com a filtragem pelos ventos na média atmosfera. Neste caso, apenas ondas com velocidades de fase acima de 45 m/s conseguem ultrapassar o nível entre 40–80 km de altura. Já a ausência de um forte vento zonal sobre Cachoeira Paulista durante os equinócios é consistente com uma parcial isotropia direcional exibida pelas ondas no período.

É comum relacionar a magnitude do fluxo de momento com uma direção preferencial de propagação para caracterizar melhor a influência das ondas sobre o vento zonal ou meridional. Trabalhos como os de *Vincent e Reid* (1983); *Tsuda e Murayama* (1990); *Nakamura et al.* (1993) e *Fritts* (1995) mostraram valores típicos do fluxo de momento zonal de $\sim 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, para ondas com períodos entre 5 minutos a 2 horas. Também *Tsuda et al.* (1990) mostraram que o fluxo zonal de momento induzido por ondas de gravidade com períodos de 5 minutos a 2 horas na mesosfera tem variação semianual com um pico significativo no verão ($2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) centrado em julho, e aumentos irregulares no inverno ($-1,5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). Neste estudo, o fluxo zonal durante o verão atinge valores de $0,25\text{--}8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ em direção ao leste em ambas as localidades para dados de todas as camadas de emissão. Já o inverno de Cachoeira Paulista apresenta um fluxo zonal direcionado a oeste, com valor médio de $-1,53 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, mas com variância bastante elevada durante o período. Observe que valores negativos de fluxo indicam propagação para oeste (sul) na direção zonal (meridional).

Tsuda e Murayama (1990) estudaram os ventos mesosféricos entre 60–85 km de altura com dados dos anos de 1985 a 1988, adquiridos com o radar MU de Shigaraki, Japão. Eles mostraram que a componente zonal do fluxo de momento apresentava uma clara variação sazonal direcionada para leste (oeste) no verão (inverno). *Nakamura et al.* (1993) também investigaram ondas de gravidade usando o radar MU. Mostrou-se que o valor diário no fluxo zonal de momento horizontal apresentava boa correlação com o cisalhamento vertical do vento zonal, sugerindo que a atividade das ondas de gravidade afetava o campo médio de ventos. Ele também concluiu que em alguns casos o cisalhamento vertical afetava a atividade de ondas de gravidade através da interação com níveis críticos, com possibilidade de ambos os efeitos serem concorrentes.

Utilizando um imageador e uma digisonda na Antártica (76°S , 27°W), *Espy et al.* (2004a,b) observaram que o fluxo de momento transportado por ondas através da camada de sódio mesosférico apresentava comportamento similar daquele observado no hemisfério norte, ou seja, o fluxo no período do inverno era predominantemente zonal, com alguns dias isolados apresentando fluxo de $\sim 50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ na direção oeste. Ele também mostrou que no inverno, o fluxo líquido na direção zonal esteve direcionado para oeste,

com magnitude média de $\sim 4,4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Para a direção meridional, o fluxo foi direcionado para o norte com valor de $\sim 0,5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Os valores estimados por *Espy et al.* (2004a,b) são significativamente menores do que aqueles observados em médias latitudes para a direção zonal ($\sim 20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) e meridional ($\sim 12 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) (*Tang et al.*, 2002). Uma vez que o fluxo é direcionado em sentido oposto ao vento, a sua tendência é bloquear ambos os jatos zonais e meridionais, levando a velocidades relativamente pequenas em torno de 90 km de altura. Assim, enquanto o fluxo zonal é dominante, o fluxo meridional não deve ser ignorado na avaliação do forçante de ondas de gravidade sobre os jatos mesosféricos meridionais, os quais controlam a temperatura mesosférica polar (*Nastrom et al.*, 1982; *Garcia e Solomon*, 1985; *Fritts e Luo*, 1995; *Luo et al.*, 1995).

Outra característica marcante sobre Cachoeira Paulista é a forte anisotropia do campo de ondas de gravidade observada durante o período do inverno. Nesta época, as ondas exibem claramente a direção norte como preferencial. Estudos realizados anteriormente utilizando a mesma base de dados de Cachoeira Paulista mostraram esta mesma tendência durante o inverno (*Medeiros*, 2001; *Vargas*, 2003). Diferentemente do que acontece na direção zonal, a filtragem de ondas por ventos meridionais não é capaz de explicar a forte direcionalidade apresentada no inverno porque o vento nesta direção é fraco. Neste caso, o que se espera é uma isotropia ou apenas uma fraca anisotropia na direção de propagação das ondas. A forte direcionalidade observada deve então estar associada a fatores locais dominantes durante esta época do ano, que atuam como fontes de ondas de gravidade na baixa atmosfera a partir de algum ponto situado ao sul de Cachoeira Paulista.

A atividade de frentes convectivas tem sido identificada como uma possível fonte de ondas de gravidade de curto período (*Taylor et al.*, 1995; *Taylor e Hapgood*, 1998; *Walterscheid et al.*, 1999; *Hecht et al.*, 2001; *Alexander et al.*, 2004). *Alexander et al.* (2000) mostrou que existe uma correlação entre o fluxo de momento de ondas de gravidade e nuvens com profunda convecção. *Hecht et al.* (2001) mostraram que as fontes responsáveis pelas ondas de gravidade sobre Urbana (Illinois, USA) estavam associadas com intensa atividade convectiva sobre o Texas (USA) e Golfo do México. Em busca das prováveis causas, a anisotropia na direção de propagação das ondas pode

estar associada em parte à sazonalidade do vento básico na baixa e média atmosfera, e em parte à localização das fontes de ondas de gravidade próximas ao local de observação.

Uma medida da atividade convectiva pode ser atribuída à ocorrência de relâmpagos numa dada região. Esta hipótese foi bastante explorada por *Medeiros* (2001) e *Medeiros et al.*, (2004), que mostraram, no período do inverno, uma grande ocorrência de relâmpagos numa região ao sul de Cachoeira Paulista, desde o oceano Atlântico até o sul da Argentina, principalmente. Esta informação foi fornecida satélite TRMM (*Tropical Rainfall Measuring Mission*, <http://trmm.gsfc.nasa.gov/>), lançado em 1997 pela a NASA (*National Aeronautics Space Administration*, USA) e a NASDA (*National Space Development Agency*, Japão) para registrar a atividade de relâmpagos em regiões de alta convecção entre 50°N a -50°S de latitude através do sensor LIS (*Lightning Imaging Sensor*). A Figura 6.3 mostra a distribuição de relâmpagos sobre o setor sul americano durante os invernos de 1999, 2000, 2004 e 2005. Conforme os dados sugerem, a localização espacial de relâmpagos associados às nuvens de tempestade à sudoeste de Cachoeira Paulista é compatível com a direção preferencial observada neste estudo durante o inverno. Também é possível que a atividade de frentes frias vindas do sul do país contribuam significativamente para a direção preferencial observada no inverno.

Outra particularidade que tem sido observada com frequência é o fato das ondas de gravidade apresentar uma tendência meridional direcionada para pólo de verão, ou seja, as ondas seguem para o sul durante o verão e para o norte durante o inverno (*Nakamura et al.*, 2001; *Walterscheid et al.*, 1999). *Espy et al.* (2004a,b) descobriram que o fluxo das ondas na altura da camada do sódio, além de uma variabilidade diária acentuada, apresentou mudança de direção de noroeste para sudeste ao longo do inverno. O fluxo observado no período de inverno austral era direcionado em sentido oposto daquele observado no período de inverno boreal, com magnitude do fluxo atingindo $\sim 20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ em direção ao norte, isto é, em direção ao pólo de verão.

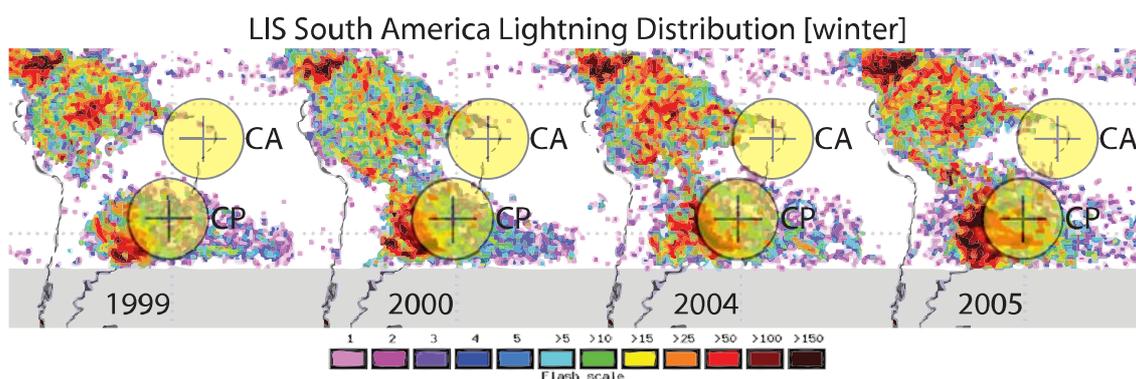


FIGURA 6.3 – Distribuição de relâmpagos sobre a América do Sul durante o inverno de 1999, 2000, 2004 e 2005, detectados pelo sensor LIS (*Lightning Imaging Sensor*) a bordo do satélite TRMM (*Tropical Rainfall Measuring Mission*).

Tang et al. (2002) estudaram a variação sazonal do fluxo de momento de ondas de alta frequência usando 32 noites de dados da emissão do OH adquiridos por imageador *all-sky* durante três anos de observações no Starfire Optical Range, NM. Mostrou-se que durante o inverno o transporte líquido meridional era direcionado ao sul, com média de $\sim 11,95 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ no período. Comparativamente, durante o verão o transporte meridional era principalmente direcionado ao norte com média de $\sim 13,7 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$. Os resultados indicaram que a variação sazonal da direção do fluxo de momento era predominantemente sudoeste no inverno e noroeste no verão do hemisfério norte.

Nakamura et al. (2001) obtiveram a variação sazonal da direção de propagação para dados tomados em Shigaraki no Japão (35°N , 136°E) através de imagens do OH. Os resultados apresentados são bastante similares aos discutidos até aqui em relação à preferência meridional, isto é, em direção ao pólo no verão e ao equador no inverno. *Walterscheid et al.* (1999) mostraram ondas de gravidade direcionadas principalmente para o norte no inverno e para o sul no verão para a região de Adelaide, Austrália (35°S , 138°E) no hemisfério sul. Novamente a tendência mostra ondas em direção ao pólo de verão. A tendência de propagação meridional observada nestes artigos é bastante intrigante, sendo provável que o fluxo meridional de ondas modifique fortemente o vento médio meridional, similarmente ao que acontece na direção zonal. Os resultados deste estudo também suportam a idéia de que a tendência sazonal do fluxo meridional

de ondas de gravidade em direção ao pólo de verão é um fenômeno global. Contudo, ainda não é bem entendido como e porque ocorre a dominância para ondas de alta frequência propagando-se em direção ao pólo de verão na direção meridional.

6.3 Dissipação de ondas e convergência do fluxo de momento

As magnitudes do fluxo de momento zonal e meridional foram discutidas até aqui de forma a estimar os parâmetros dominantes e evidenciar os prováveis efeitos da atmosfera sobre o campo de ondas. No entanto, o verdadeiro impacto destas ondas na atmosfera local é determinado pela convergência do fluxo de momento, que nada mais é do que a estimativa do forçante devido às ondas em processo de dissipação ou quebra. Após a onda tornar-se saturada, o crescimento da sua amplitude é limitado, e o excesso de energia é depositado na atmosfera, gerando aceleração direta do fluxo médio. O processo de quebra acontece quando a amplitude da onda atinge valores muito grandes e a onda se torna instável, e neste caso, o excesso de energia e momentum é transferido para a atmosfera gerando turbulência.

Uma forma de calcular o forçante devido às ondas de gravidade na atmosfera é dado pela seguinte equação:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\bar{\rho} \langle u'w' \rangle)}{\partial z} \sim -\langle u'w' \rangle \Big|_{top} + \langle u'w' \rangle \Big|_{bottom} \quad (6.1)$$

Esta equação é adequada aos dados deste estudo, pois para estimar a convergência do fluxo de momento é necessário o conhecimento do fluxo médio em duas alturas distintas. Uma vez que temos desenvolvido técnicas para a estimativa da amplitude relativa de ondas em três camadas da aeroluminescência, o fluxo de momento pode ser determinado em cada camada através das técnicas discutidas até aqui, e a convergência do fluxo é conhecida pela diferença entre os valores do fluxo de momento médio em duas camadas. Desta forma, o fluxo entre as camadas do OH e O₂, OH e O(¹S) e entre o O₂ e O(¹S) pode ser estimado, mas a confiabilidade na estimativa é dependente do número de eventos de onda identificados em cada camada.

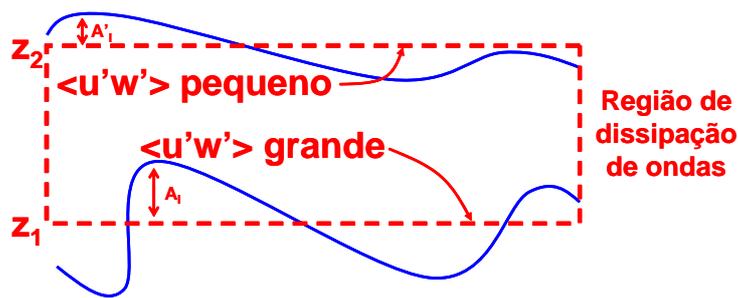


FIGURA 6.4 – Representação esquemática do processo de dissipação de uma onda de gravidade e como calcular a deposição de fluxo de momento na atmosfera. Na camada abaixo, a onda tem amplitude maior e maior fluxo de momento. Na camada acima, a onda sofreu dissipação e teve sua amplitude reduzida. O forçante líquido na atmosfera, devido à dissipação da onda, é calculado pela diferença entre o fluxo de momento na camada superior e na camada inferior.

A Figura 6.4 ilustra a idéia implícita na equação 6.1: uma onda de gravidade com amplitude A_T está modulando a intensidade de emissão em uma camada inferior, e o fluxo de momento associado a esta onda é significativo devido a sua grande amplitude. Em uma camada superior, o fluxo de momento da onda é reduzido significativamente devido a algum processo dissipativo durante o seu regime de propagação. Isto se reflete nas amplitudes observada na intensidade, tal que $A_T' < A_T$. O fluxo líquido entre as duas regiões é a medida do impacto causado por esta onda na região entre as camadas, onde o fluxo de momento está sendo depositado.

Os valores médios do fluxo de momento e da convergência de fluxo em cada direção, calculados através da equação 6.1, estão mostrados na Tabela 6.1. O fluxo médio de momento foi calculado na direção zonal e meridional para todas as ondas identificadas nestas camadas. Devido a baixa densidade de eventos associados à emissão do O_2 , a estimativa foi realizada apenas para as ondas observadas nas emissões do OH e $O(^1S)$, tanto em Cachoeira Paulista como em São João do Cariri. O maior valor de convergência de fluxo está associado à direção meridional em Cachoeira Paulista, onde a aceleração líquida causada na atmosfera foi de ~ 18 m/s/dia com sentido norte. Em São

João do Cariri, a aceleração zonal aponta no sentido leste, enquanto que para sul na direção meridional, com magnitudes comparativamente similares.

TABELA 6.1 – Fluxo de momento médio zonal e meridional para medidas em Cachoeira Paulista e São João do Cariri para as emissões do OH e O(¹S). A convergência do fluxo de momento entre as camadas também foi calculada para mostrar a aceleração imposta na atmosfera local pelas ondas de gravidade em ambos os sítios observacionais.

		$F_{zon} \text{ (m}^2\text{s}^{-2}\text{)}$	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \text{ (m/s/dia)}$	$F_{mer} \text{ (m}^2\text{s}^{-2}\text{)}$	$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \text{ (m/s/dia)}$
CP	O(¹S)	-0,3±1,5	2,2±24,6	0,7±2,0	18,4±42,8
	OH	0,0±1,7		1,2±2,9	
CA	O(¹S)	2,0±3,5	6,6±23,3	0,7±1,8	-7,6±42,0
	OH	0,9±2,2		-0,2±2,8	

Enquanto os valores médios obtidos para a convergência do fluxo de momento são pequenos, a variabilidade estatística destes valores se mostra bastante acentuada. Por exemplo, a convergência de fluxo de momento na direção meridional em Cachoeira Paulista, com base no desvio padrão da amostra, pode variar no intervalo de -24,4–61,2 m/s/dia. Uma estimativa específica para cada período do ano revela que em períodos de maior densidade de dados a variabilidade estatística é menor. Por exemplo, durante o inverno em Cachoeira Paulista, a convergência do fluxo de momento foi de -6,6±22,3 m/s/dia na direção zonal e de 19,6±27,1 m/s/dia na direção meridional. Em São João do Cariri, no período dos equinócios a convergência zonal foi de 19,7±27,0 m/s/dia, e a convergência de fluxo de momentum na direção meridional foi de -1,4±38,9 m/s/dia.

A variabilidade na convergência de fluxo de momento observada neste estudo está dentro do esperado e concorda basicamente com as medidas em diferentes sítios de observação. Medidas do fluxo de momento na mesosfera e baixa termosfera foram examinadas amplamente através de dados de radar. Em sítios extratropicais (entre ~30°–60° de latitude), valores médios de fluxo de momento de ~1–10 m²s⁻² têm sido medidos e o forçante imposto a atmosfera tem sido estimado em ~10–70 m/s/dia, em geral no

sentido oposto ao do vento básico (*Reid e Vincent, 1987; Fritts e Yuan, 1989; Tsuda et al., 1990; Nakamura et al., 1993*). Em localidades próximas ao equador, como Jicamarca, Peru (12°S), um forçante médio de ~10–60 m/s/dia foi observado (*Hitchman et al., 1992*). Medidas em torno de 35° N e 35° S têm sido comparadas por *Nakamura et al. (1996)*, sugerindo que a influência das ondas de gravidade no hemisfério sul durante o inverno é maior do que aquele do hemisfério norte. O fluxo de momento observado na região MLT é altamente variável, com valores de pico entre ~30–60 m²s⁻² excedendo em muito os valores médios. Isto implica em efeitos mais localizados e maior influência no escoamento básico da atmosfera, geralmente correlacionados com movimentos de larga escala (*Fritts e Vincent, 1987; Fritts et al., 1992; Murphy e Vincent, 1998*).

Modelos do forçante zonal médio foram elaborados para a média atmosfera em relação a latitudes extratropicais, utilizando parametrizações para a transferência radiativa e para o forçante devido às ondas de gravidade (*Holton, 1982 e 1983; Garcia e Solomon, 1985; Holton e Schoeberl, 1988, Hitchman et al., 1989; Huang e Smith, 1991 e 1995*). Estes modelos revelaram que durante os equinócios o forçante imposto na atmosfera pode atingir valores máximos entre ~30–120 m/s/dia.

A transferência de fluxo de momento das ondas para o meio acontece quando elas se dissipam. Uma técnica de obter a amplitude das ondas de gravidade e estimar o seu grau de dissipação foi apresentada na seção 5.6. Basicamente, ao se conhecer a amplitude da onda em duas camadas de emissão, o coeficiente de amortecimento β pode ser estimado caso os desvios do fator de crescimento $\exp[z/2H]$ sejam detectados. Através da estimativa da amplitude de ondas em diferentes alturas, o coeficiente de amortecimento médio encontrado neste estudo foi estimado em $1,6 \pm 1,2$ (Tabela A.1), mostrando ondas superamortecidas e fortemente dissipativas sobre Cachoeira Paulista. Comparativamente, medidas de temperatura e de ventos através de um radar de laser, e medidas de intensidade da banda do OH foram obtidas em Albuquerque, NM e em Maui, HI para estudar ondas de gravidade de alta frequência sobre a região (*Swenson et al., 2003*). O estudo se utilizou de ondas observadas durante 4 noites, e informações correlatas das propriedades intrínsecas das ondas com a altitude, suas características de amortecimento e a aceleração resultante sobre o fluxo médio de larga escala foram

obtidas para a região entre 85–100 km de altura. Geralmente, condições amortecidas ou superamortecidas foram observadas abaixo de 95 km, em concordância com este estudo. No entanto, acima de 95 km de altitude, as ondas se apresentaram menos saturadas ou livremente propagantes. Acelerações significativas de ~100 m/s/dia foram evidentes nestas condições de amortecimento.

Um estudo mais recente analisou ondas monocromáticas observadas em perfis verticais de densidade de sódio obtidas com radar de laser localizado em São José dos Campos (23°S, 46°W) (*Yang et al.*, 2007, manuscrito em preparação). Os dados perfazem 10 anos de observações sobre o local (1993–2003) dos quais 45 ondas de gravidade monocromáticas foram identificadas. Enquanto os nossos dados mostram uma variabilidade em β entre -0,3 a 3,5, *Yang et al.* (2007) mostraram que as ondas observadas através do LIDAR apresentam coeficiente de amortecimento variando dentro do intervalo de $-0,3 < \beta < 2,7$, em relativa concordância com este estudo. No entanto, o presente estudo observou a máxima ocorrência de ondas no intervalo com $2,0 < \beta < 2,5$ (20 eventos entre 52 observados), enquanto *Yang et al.* (2007) obtiveram máxima ocorrência de ondas em $0,8 < \beta < 1,0$ (13 eventos entre 45 observados), ou seja, na maior parte do tempo as ondas identificadas apresentavam características subsaturadas ou saturadas, diferentemente dos resultados aqui relatados e também dos resultados encontrados no trabalho de *Swenson et al.* (2003). É sabido que os imageadores são capazes de observar ondas de gravidade com $\lambda_z > 15$ km e $\tau_i < 1$ h, enquanto que o LIDAR tem acesso apenas a ondas com menores escalas verticais ($\lambda_z < 10$ km) e com longos períodos ($\tau_i > 2$ h) (*Senft e Gardner*, 1991; *Yang et al.*, 2006). Note que a informação obtida por estes dois equipamentos complementam-se, uma vez que ambos amostram diferentes faixas espectrais. No entanto, o comportamento das ondas de gravidade observado nos dois diferentes regimes ainda é bastante semelhante entre si.

Na seção 5.5 realizamos uma estimativa da ocorrência de ondas evanescentes, identificadas nas imagens através da análise espectral. Observou-se que em torno de 14% dos eventos identificados neste estudo eram evanescentes. As ondas evanescentes

simplesmente não se propagam na direção vertical e sua amplitude é rapidamente atenuada com a altitude, mas podem interferir na estimativa do fluxo de momento se forem identificadas como sendo ondas propagantes.

Os resultados de *Isler et al.* (1997) mostraram uma preponderância de ondas evanescentes ou canalizadas de 75%. O percentual de ondas evanescentes observadas por *Suzuki et al.* (2004) foi de 47%, ou seja, uma em cada duas ondas observadas apresentava características evanescentes. *Tang et al.* (2005) mostraram que 19% de suas ondas apresentaram características evanescentes ou estavam próximas a níveis de reflexão.

Da análise de nove meses de observações da aeroluminescência para a identificação de ondas de gravidade sobre Adelaide, Austrália (35°S), *Walterscheid et al.*, (1999) mostraram que muitas das ondas monocromáticas observadas por imageador eram primariamente canalizadas por dutos térmicos. No entanto, *Hetch et al.*, (2001) mostraram que as características dos dutos térmicos e a habilidade das ondas se tornarem canalizadas é altamente dependente das características do vento básico sobre a região de observação. Através de simulações, *Hetch et al.*, (2001) mostraram que ondas canalizadas podem se propagar por distâncias consideráveis dentro de um duto térmico, sugerindo que as ondas observadas sobre um determinado sítio de observação podem ter sido geradas a milhares de quilômetros do local.

6.4 Fator de Cancelamento

No capítulo 4, um modelo descrevendo a perturbação de ondas de gravidade sobre as três camadas mesosféricas de aeroluminescência foi desenvolvido. A realização mais significativa alcançada através desta modelagem foi o estabelecimento de uma relação simplificada entre a perturbação causada por ondas de gravidade na intensidade A_I com a perturbação causada na temperatura cinética A_T . O CF foi obtido neste trabalho para a linha verde do oxigênio atômico $O(^1S)$. Pela utilização conjunta do $CF_{O(^1S)}$ com o CF_{OH} modelado por *Swenson e Gardner* (1998), e o CF_{O_2} modelado por *Liu e Swenson*

(2003), foi possível a estimativa o fluxo de momento e do fluxo de energia de ondas de gravidade perturbando estas três camadas de emissão.

Além disso, foi possível mostrar que quando as ondas de gravidade estão se propagando através das camadas de aeroluminescência, a máxima variabilidade na taxa de emissão volumétrica ocorre em média 3 km abaixo do pico da camada não-perturbada. Esta estimativa foi obtida a partir do desvio padrão dos perfis perturbados e os valores médios para cada emissão estão apresentados na Tabela 4.1. A espessura do perfil de desvio padrão das perturbações é 2 km menor do que a espessura dos perfis não-perturbados, ou seja, que as camadas se tornam menos espessas quando perturbadas por ondas. Técnicas de inversão tomográfica de dados atmosféricos têm sido empregadas para mostrar que isto é realmente o que acontece. Por exemplo, perfis de intensidade do OH(8,6) mesosférico, obtidos no limbo pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED, foram analisados por *Nikoukar et al. (2007, in press)* para obter-se perfis verticais da taxa de emissão volumétrica do OH em diversas latitudes.

A Figura 6.5 mostra os perfis verticais da taxa de emissão volumétrica do OH(8,6) obtidos por *Nikoukar et al. (2007)* a partir da inversão de dados do SABER/TIMED para o período do verão em médias latitudes do hemisfério norte. O perfil médio e o desvio padrão também estão representados na figura. Foi observado que os perfis perturbados exibem alta variabilidade em altitudes abaixo do pico da camada média. A diferença média entre o pico do perfil médio e o pico do perfil de desvio padrão para todas as regiões foi de $2,8 \pm 0,7$ km, apenas 10% inferior do que os valores obtidos neste trabalho através da simulação.

Os perfis de desvio padrão mostrados por *Nikoukar et al. (2007)* apresentaram uma espessura média em torno de 3,7 km menor do que o do perfil médio (~40 %), mas ainda assim compatível com o decréscimo na espessura através da simulação realizada no presente estudo. Perturbações induzidas por ondas nas camadas de aeroluminescência mostraram comportamento similar em termos de altura do pico e da espessura da camada, independente da latitude e da hora local. No entanto, este efeito pode ser devido a ondas de gravidade ou a marés atmosféricas, que produzem grandes

perturbações na parte inferior das camadas de emissão. Além disso, as perturbações nas camadas de emissão são governadas globalmente pelas variações fotoquímicas e dinâmicas na densidade média do oxigênio atômico mesosférico.

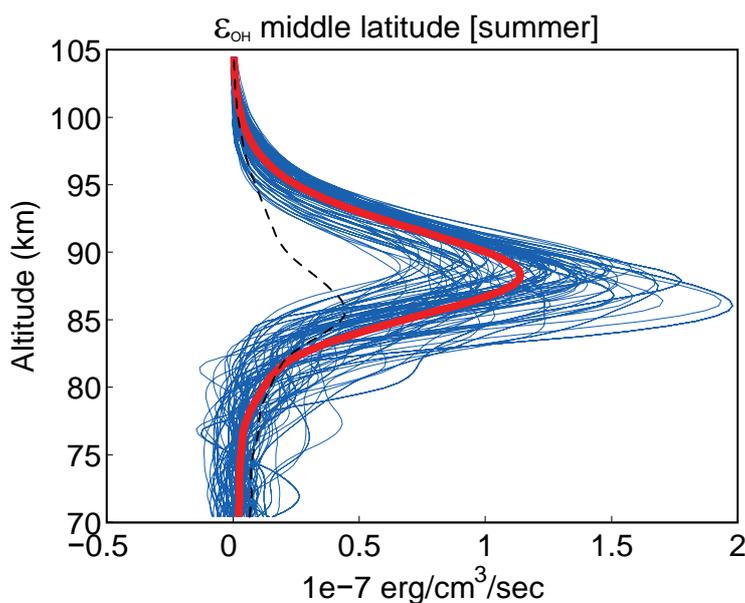


FIGURA 6.5 – Perfis verticais da taxa de emissão volumétrica do OH(8,6) obtidos por inversão tomográfica de dados do satélite SABER/TIMED. Os perfis foram obtidos para latitudes médias durante o verão do hemisfério norte. As linhas azuis representam os perfis obtidos, enquanto que a curva vermelha e a linha tracejada representam a média e o desvio padrão como respeito à média, respectivamente.

Parte do modelo proposto neste trabalho concorda bem com os perfis perturbados obtidos por *Nikoukar et al.* (2007), que representa uma evidência experimental da diferença em altitude entre o centróide das camadas não-perturbadas e a altura da máxima variabilidade induzidas por ondas. Os perfis apresentados por *Nikoukar et al.* (2007) foram obtidos de forma independente, e de certa forma contribuem para que o modelo aqui proposto seja validado, uma vez que valores diretamente previstos nas simulações foram confrontados positivamente com os dados observacionais.

Na seção 4.2.4 foi feita uma comparação do nosso modelo com dados observacionais de *Reisin e Scheer* (1996). Apesar da concordância entre o nosso modelo com os dados observados, o comprimento de onda vertical λ_z fornecido por *Reisin e Scheer* (1996) não foi obtido de maneira independente. Na realidade eles utilizaram uma relação matemática dada pelo modelo de *Tarasick e Hines* (1990) para o cálculo de λ_z .

A parte da modelagem realizada neste estudo que diz respeito à estimativa do fluxo de momento é relevante e ainda necessita de validação. É necessário que equipamentos que forneçam diretamente valores de fluxo vertical de momento horizontal sejam empregados, fornecendo valores independentes do fluxo e de sua convergência. Deve ser levado em conta que tal equipamento tem acesso a ondas com $\lambda_z > 15$ km e $\tau_i < 1$ h preferencialmente, em máxima correspondência com dados de imageador.

Predições mais realistas podem ser alcançadas através da introdução de novos termos nas equações que descrevem a dinâmica de ondas de gravidade. O modelo desenvolvido até aqui é linear, invíscido, estático, e os efeitos não-lineares são negligenciados. Uma atmosfera mais realística foi considerada no estudo de *Hickey e Yu* (2005) para a modelagem do fator de cancelamento em relação à camada do OH. Ao contrário do que aqui se fez, *Hickey e Yu* (2005) utilizaram uma atmosfera não-isotérmica, viscosa e o vento horizontal foi considerado variável com a altitude (*full-wave model*). A principal conclusão obtida naquele estudo foi que, com uma atmosfera mais realística, ondas de gravidade com velocidades de fase pequenas são mais afetadas durante a sua propagação vertical através de interação com níveis críticos e pela dissipação. No entanto, é difícil observar ondas lentas através da aeroluminescência, uma vez que suas escalas verticais são pequenas e os efeitos de interferência destrutiva devido à espessura da camada são severos. O modelo desenvolvido de *Hickey e Yu* (2005) e o modelo desenvolvido neste trabalho, contudo, são bastante concordantes no domínio de ondas de ($\lambda_z > 15$ km) e grandes velocidades de fase horizontal ($c_i > 50$ m/s).

Uma modelagem dinâmica de ondas de gravidade numa atmosfera viscosa e termicamente difusiva foi também realizado por *Vadas e Fritts* (2005). A difusividade térmica κ e a viscosidade cinemática ν são relacionadas através do número de Prandtl

(Pr) pela relação de $\kappa = \nu / Pr$. Quando $Pr \rightarrow \infty$, os efeitos da viscosidade e da difusão térmica são pequenos e a equação da dispersão prevista pela teoria linear é recuperada. Quando $Pr \neq 1$, diferentes níveis de complexidade aparecem e as relações entre os números de onda horizontal, vertical e a frequência das ondas se torna não-trivial. O modelo de *Vadas e Fritts (2005)* mostrou que ondas de gravidade de altas frequências e grandes comprimentos de onda vertical dissipam-se em alturas maiores, o que resulta na deposição de momento e energia estendendo às altas altitudes. Enquanto os efeitos de viscosidade molecular e difusividade térmica modificam a equação da dispersão das ondas de gravidade internas, os seus efeitos são negligenciáveis em alturas abaixo de 100 km de altura, uma vez que a miscibilidade dos constituintes é preponderante sobre os efeitos da difusão molecular sobre as espécies.

Um trabalho futuro dentro desta área é a modelagem do fator CF levando em consideração ambos a difusividade de momentum e a difusividade térmica *eddies*, que tem o mesmo tipo de parametrização nas equações de movimento, mas representam os processos turbulentos dominantes na média atmosfera. Estas difusividades são utilizadas para explicar a homogeneidade da composição atmosférica abaixo dos 100 km, e têm influência sobre a propagação vertical de ondas de gravidade, atuando no sentido de dissipar a sua energia. Em geral, as pequenas escalas verticais e os longos períodos de ondas são mais afetados por estas difusividades, conforme mostrado por *Gobbi (1993)*. Este assunto é relevante e atualmente está em desenvolvimento no grupo LUME/INPE.

6.5 Comparação entre CF e o parâmetro η de Krassovsky

O parâmetro η de Krassovsky (*Krassovsky, 1972; Walterscheid et al., 1987; Hickey, 1988; Schubert et al., 1991; Zhang, 1991*) é definido como a razão entre a flutuação da intensidade da emissão e a flutuação na temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica, para medidas registradas no zênite, isto é:

$$\eta = \frac{A_I}{A_{T_m}} = \frac{(I'/\bar{I})}{(T_m'/\bar{T}_m)}, \quad (6.2)$$

O fator η é uma quantidade complexa e pode também ser representado por $\eta = |\eta|e^{i\Phi}$, onde $|\eta|$ é a amplitude e Φ a fase. Se as perturbações na intensidade e na temperatura observada I e T_m forem funções sinusoidais, ou seja, $I'/\bar{I} = A_I e^{i(\omega t - \phi_I)}$ e $T'_m/\bar{T}_m = A_{T_m} e^{i(\omega t - \phi_{T_m})}$, pode-se relacionar as amplitudes e as fases das perturbações relativas na intensidade e na temperatura com a amplitude e fase de η através de $|\eta| = A_I / A_{T_m}$ e de $\Phi = \phi_I - \phi_{T_m}$, respectivamente. Se as oscilações na temperatura e na intensidade forem causadas por uma onda de gravidade, então o período observado nestas quantidades deve ser o mesmo da onda.

Medidas de *Gobbi* (1993) mostram que $|\eta|$ varia no intervalo de 1,5–6,4 para dados da emissão do O_2 , e de 2,1–6,9 para dados da emissão do OH. A diferença de fase Φ observada foi $<90^\circ$ para o O_2 , e variou entre -90° a 90° para o OH. Em geral, para ondas que se propagam no sentido positivo de z , a perturbação na temperatura antecede aquela observada na intensidade, mostrando que a propagação de fase é descendente. No entanto, diferenças de fase menores do que 20° entre I' e T'_m são rotineiramente observadas, mostrando que as perturbações podem estar também aproximadamente em fase, o que é característico de ondas evanescentes.

Já o fator CF_I é definido como sendo a razão entre a perturbação na intensidade e a perturbação na temperatura cinética. As definições de CF_I e η são semelhantes, mas as temperaturas utilizadas em uma e outra definição diferem significativamente. A temperatura utilizada para o cálculo de η é uma quantidade observada diretamente por medidas da aeroluminescência, e como tal, é ponderada pela taxa de emissão volumétrica (veja a equação 4.2 para a definição explícita de T_m).

A diferença entre a temperatura cinética T' e a temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica T'_m aparece mais expressivamente quando ondas de pequena escala vertical estão perturbando a camada de emissão. Neste caso, a espessura da camada é relevante porque as ondas de pequena escala sofrem efeitos de cancelamento dentro dela. Por exemplo, uma onda de gravidade com $\lambda_z = 15$ km está perturbando em

5% a temperatura cinética. Se for considerado que essa perturbação ocorre nas vizinhanças da mesopausa, onde a temperatura média é de $\bar{T} \sim 200$ K, a perturbação devido à onda na temperatura é de $T' \sim 10$ K. Observações de temperatura rotacional através da luminescência são ponderadas pela taxa de emissão volumétrica, logo a perturbação em T'_m é sujeita ao efeito de cancelamento devido à espessura finita da camada. O valor de CF_{T_m} para uma onda com $\lambda_z = 15$ km pode ser obtido da Figura 4.4, de onde vem que $CF_{T_m}|_{\lambda_z=15\text{ km}} \sim 0,15$ neste caso específico, tal que a perturbação na temperatura ponderada $T'_m = CF_{T_m} \times T' \sim 1,5$ K é bem menor do que a perturbação real da onda. Este exemplo mostra a necessidade de levar em conta o fator de cancelamento na hora de calcular a verdadeira perturbação da onda para que estimativas precisas do fluxo de momento e do fluxo de energia sejam alcançadas.

Wang et al. (1993) mostraram que, para ondas de baixa frequência e grande escala vertical, a relação 6.1 é aproximada por $|I'/\bar{I}| = 3,5 |T'_m/\bar{T}_m|$ para a emissão do OH, isto é, o módulo de η assume um valor assintótico de $\eta_{OH} \rightarrow 3,75$. Na Figura 4.4 foi mostrado que CF_I apresenta valores assintóticos de 3,5 para o OH e de ~ 5 para o O₂ e o O(¹S). No limite de grandes escalas verticais, a espessura da camada de emissão torna-se apenas uma pequena fração do comprimento de onda, e os efeitos de interferência dentro da camada são pequenos. Neste intervalo, tem-se que $T'_m \rightarrow T'$, e os valores de η e CF tendem para um valor comum.

Para mostrar a relação entre CF e η , foram plotados na Figura 6.6 a variação de $|\eta|$ e de Φ em função do comprimento de onda vertical. As razões T'_m/\bar{T}_m e I'/\bar{I} para o cálculo de η foram obtidas através da modelagem, considerando perturbações causadas por uma onda apresentando $\beta=1$, $\tau_i=2$ h e $A_T=1\%$. Observa-se na Figura 6.6(a) que T'_m decresce mais rapidamente do que I' para ondas com pequenas escalas verticais, uma vez que $|\eta|$ aumenta rapidamente nesta região ($\lambda_z < 20$ km). Comparativamente, CF_I decresce na mesma faixa espectral (veja Figura 4.4) devido à perturbação na

intensidade que também decresce, enquanto a amplitude real da onda A_T se mantém constante. Em contrapartida, ambos CF_T e η tendem para um valor assintótico comum no intervalo de grandes escalas verticais ($\lambda_z > 25$ km). Desta forma, pode-se concluir que CF_T e η se comportam de maneira oposta no intervalo de pequenas escalas verticais e de maneira similar no intervalo de grandes escalas verticais. Por outro lado, a diferença de fase Φ entre intensidade e temperatura ponderada mostrada na Figura 6.6(b) apresenta menor sensibilidade à variação de λ_z . Em concordância com *Gobbi* (1993), o valor da fase nunca excede os 60° no intervalo de $\sim 15 < \lambda_z < 50$ km.

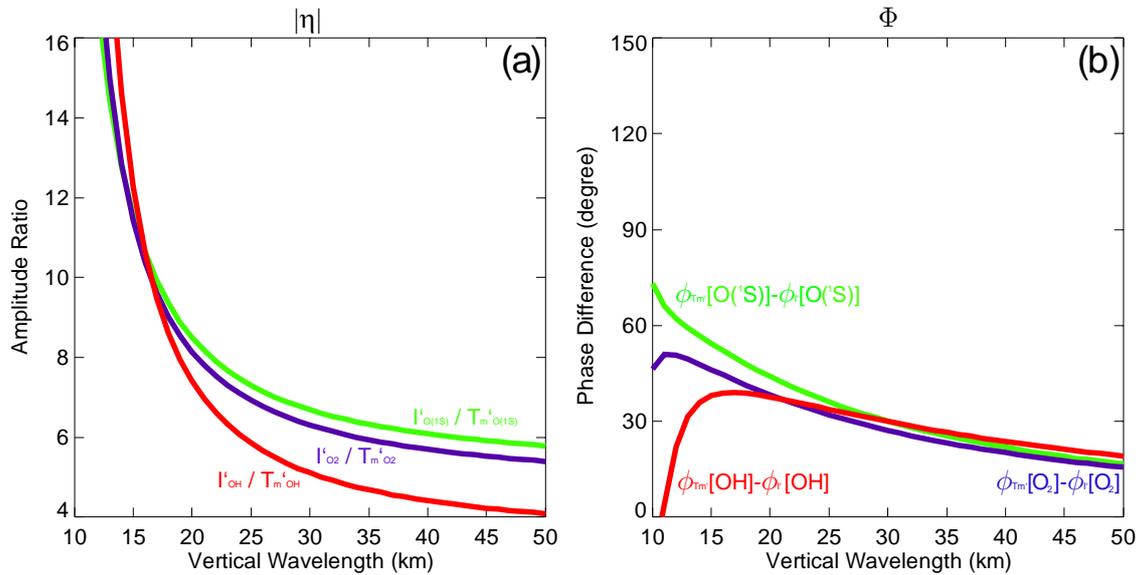


FIGURA 6.6 – Módulo e fase do parâmetro η de Krassovsky em função do comprimento de onda vertical modelados para comparação com o fator de cancelamento. A linha vermelha indica a emissão do OH, a linha azul o O_2 , enquanto a linha verde indica a emissão do $O(^1S)$.

Uma forma mais geral de definir o fator de cancelamento seria, analogamente ao parâmetro de Krassovsky, considerá-lo uma quantidade complexa. Isto é perfeitamente viável, mas neste trabalho exploramos somente magnitude de CF . A diferença de fase entre a flutuação na temperatura A_T e a flutuação na intensidade A_I , devido à onda de

gravidade é também uma quantidade de interesse, apesar de A_T não ser um parâmetro diretamente observável pelo método de imageamento da aeroluminescência. Novos esforços já estão sendo desenvolvidos no grupo LUME/INPE no sentido de modelar o fator de cancelamento como uma quantidade complexa numa atmosfera mais realista, que poderá melhorar a estimativa do fluxo de momento e energia transportado por ondas de gravidade através da atmosfera.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÃO

Este trabalho teve por objetivo estudar as ondas de gravidade atmosféricas, de forma a quantificar os seus parâmetros intrínsecos, caracterizar a direcionalidade do campo de ondas em termos da estrutura dinâmica da atmosfera e das suas prováveis fontes, estimar suas características de amortecimento, conhecer o fluxo de momento e de energia transportado por elas, e calcular o forçante destas ondas na atmosfera. Para atingir este objetivo, as perturbações causadas por ondas de gravidade nas camadas da aeroluminescência foram modeladas teoricamente, e dados da observação direta de ondas em imagens da aeroluminescência foram processados.

A resposta dinâmica das camadas de aeroluminescência frente às perturbações induzidas por ondas de gravidade foi alcançada através da simulação numérica, utilizando a teoria linear das ondas de gravidade, modelos fotoquímicos para as emissões luminescentes, além de um modelo para a atmosfera neutra (MSIS00). Neste trabalho, desenvolveu-se uma modelagem analítica para o fator de cancelamento para a camada mesosférica do $O(^1S)$, relacionando a magnitude da perturbação na temperatura cinética com a magnitude da modulação na radiância integrada desta emissão, levando em conta ondas de diversas escalas verticais. O fator de cancelamento para as camadas do OH e do $O_2(b)$, modeladas em trabalhos anteriores (*Swenson e Gardner, 1998; Liu e Swenson, 2003*), foram incluídas na análise para comparações entre as respectivas camadas.

Também, a razão entre as magnitudes da perturbação na intensidade entre diferentes camadas de emissão, e suas respectivas diferenças de fase foram obtidas. O modelo do fator de cancelamento foi empregado no cálculo do fluxo de momento e de energia de ondas idealizadas, possibilitando a estimativa da convergência de fluxo de momento e de energia para ondas de gravidade propagando-se através de diferentes camadas de emissão.

A modelagem mostrou que ondas de gravidade causam uma significativa variabilidade nas camadas de aeroluminescência, devido à perturbação nos campos de densidade e de temperatura atmosféricos. Este efeito revelou-se mais pronunciado abaixo do centróide das camadas por causa da forte dependência da taxa de emissão volumétrica às perturbações na densidade do oxigênio atômico, que apresenta um acentuado gradiente positivo na região abaixo dos ~96 km. Uma medida da variabilidade do perfil da taxa de emissão foi dada pelo desvio padrão dos perfis perturbados. Em geral, os perfis verticais de desvio padrão tiveram seus centróides localizados, em média, 3 km abaixo dos centróides das camadas não-perturbadas, e a sua espessura (FWHM) foi em média 2 km menor do que a espessura normal das camadas de emissão. *Nikoukar et al.* (2007) apresentaram evidências observacionais que suportam o comportamento assimétrico das camadas de emissão frente às perturbações induzidas por ondas de gravidade e/ou marés atmosféricas.

A modelagem do fator de cancelamento para a intensidade (CF_I) revelou que, para ondas com grandes escalas verticais ($\lambda_z > 25$ km), CF_I tende para um dado valor assintótico, que depende da camada de emissão. O modelo mostrou que este valor é de ~3,5 para o OH, enquanto que $CF_I \sim 5$ para o $O_2(b)$ e para o $O(^1S)$. Neste regime, existe uma resposta significativa na intensidade A_I frente a perturbações de 1% na temperatura. Uma conclusão evidente é que é mais simples observar ondas utilizando a intensidade do $O_2(b)$ ou $O(^1S)$, porque a resposta em intensidade nessas duas emissões é maior do que aquela prevista para a emissão do OH, devido a maior espessura dessa camada. No entanto, tecnicamente o OH é mais facilmente observado devido a maior intensidade desta emissão, que contribui para uma melhor relação sinal-ruído comparado com aquelas para o $O_2(b)$ e para o $O(^1S)$.

O fator de cancelamento para temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica CF_{T_m} apresentou um valor assintótico de ~1, independente da emissão, mostrando que a resposta das camadas de emissão na temperatura ponderada A_{T_m} é, no máximo, igual a perturbação da onda na temperatura cinética A_T . Desta forma, as ondas são mais facilmente detectadas através de observações na intensidade da aeroluminescência do

que na temperatura ponderada (ou temperatura rotacional), porque o ganho em intensidade é maior do que aquele previsto na temperatura.

Ondas com pequenas escalas verticais ($\lambda_z < 20$ km) são propícias a sofrerem severos efeitos de cancelamento (interferência destrutiva), devido à espessura finita das camadas emissoras. Este efeito é capturado pelo fator de cancelamento, que mostra um decréscimo proeminente na região de ondas de pequenas escalas verticais. Neste intervalo, CF_{T_m} apresenta um decréscimo mais acentuado do que CF_I , mostrando que T_m é mais sensível à variação em λ_z do que a intensidade I .

Obteve-se a razão entre a amplitude da perturbação numa camada inferior e numa camada superior, bem como a diferença de fase relativa entre estas perturbações, considerando-se ondas de diferentes escalas verticais apresentando variação de amplitude com a altura ($\beta > 0$). O modelo revelou que a razão entre amplitudes é pouco sensível a variação do comprimento vertical da onda, podendo ser utilizado para estimar o coeficiente de amortecimento da onda, baseado em medidas da sua amplitude relativa em diferentes emissões. Analogamente, a diferença de fase relativa entre camadas se mostrou pouco sensível à variação do coeficiente de amortecimento, possibilitando uma boa estimativa do comprimento de onda vertical da perturbação se a diferença relativa de fase da perturbação e a separação em altura das camadas forem conhecidas.

A modelagem possibilitou explorar diferenças e semelhanças entre o fator de cancelamento CF_I e o parâmetro η de Krassovsky. Enquanto η é definido em termos da temperatura ponderada pela taxa de emissão volumétrica (A_{T_m}), CF_I é definido em termos da perturbação na temperatura cinética (A_T). A perturbação A_{T_m} tende a ser a mesma do que A_T no regime de ondas com grandes escalas verticais, porque a espessura das camadas de emissão é apenas uma pequena fração do comprimento de onda vertical. Neste regime ($\lambda_z > 25$ km), os valores assintóticos de CF_I e $|\eta|$ se aproximam um do outro, pois $T_m \rightarrow T$. Por outro lado, T_m é uma quantidade ponderada pela taxa de emissão, sendo sensível aos efeitos de interferência destrutiva quando a

escala vertical das ondas for menor do que a espessura da camada. Neste regime ($\lambda_z < 20$ km), $|\eta|$ cresce rapidamente (porque A_{T_m} decresce devido aos severos efeitos de cancelamento), enquanto CF_I decresce (porque A_T se mantém constante). Medidas da temperatura rotacional obtidas através da observação das camadas de aeroluminescência são medidas ponderadas pela taxa de emissão volumétrica. Neste sentido, é recomendável o uso do fator CF_I para obter a amplitude real da onda A_T através da amplitude A_{T_m} , de forma a não subestimar o valor do fluxo de momento para perturbações no regime de ondas com pequenas escalas verticais.

O fluxo de momento e de energia para ondas de gravidade dissipativas foi modelado, utilizando-se do conceito do fator de cancelamento para obter perturbação na temperatura A_T em função da perturbação na intensidade A_I em cada uma das três camadas de emissão estudadas. A modelagem mostrou que ondas em processo de dissipação têm sua amplitude e fluxo de momento decrescendo com a altura, para uma onda com amplitude inicial em temperatura de 1% em $z_r = 85$ km. Nestas condições, o fluxo de momento variou de $\sim 10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ a menos de $\sim 0,5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ no intervalo de β entre 0 e 3, respectivamente. A convergência de fluxo de momento variou entre ~ 10 m/s/dia a ~ 60 m/s/dia para β entre 0 e 3, com valor máximo ocorrendo para ondas de grandes escalas verticais ($40 < \lambda_z < 50$ km), quando $\beta = H / (z_l - z_r)$.

Considerando o fluxo de momento e a convergência de fluxo para ondas saturadas ($\beta = 1$) em função do comprimento de onda horizontal e da velocidade de fase, o modelo mostrou fluxos variando entre $\sim 1,5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ a $\sim 4,5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$, para $10 < \lambda_x < 100$ km e $20 < c_i < 100$ m/s, respectivamente. A convergência de fluxo de momento neste mesmo regime espectral variou entre ~ 15 m/s/dia a ~ 60 m/s/dia. Observou-se também que ondas rápidas e com menores escalas horizontais transportam mais fluxo de momento, sendo mais propícias a modificar sensivelmente a circulação atmosférica através da convergência de fluxo de momento (aceleração) (Vincent e Fritts, 1987).

Os resultados da modelagem teórica foram aplicados à estimativa do fluxo de momento e da convergência de fluxo de ondas de gravidade atmosféricas, observadas em imagens das emissões do OH, O₂(b) e do O(¹S). Estas imagens foram adquiridas em dois sítios observacionais localizados no território brasileiro (Cachoeira Paulista e São João do Cariri), por meio de imageadores CCD *all-sky*. Para o cálculo do fluxo de momento e de energia, o fator de cancelamento modelado foi utilizado para obter a amplitude da onda na temperatura (A_T) em função da perturbação na intensidade (A_I) e do comprimento de onda vertical das ondas observadas. A análise espectral das imagens da aeroluminescência foi empregada para a obtenção dos parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade.

Os dados de ventos predominantes na atmosfera, necessários para o cálculo dos parâmetros intrínsecos de ondas, foram inferidos por medidas de radar meteorológico em cada localidade, operando simultaneamente com os respectivos imageadores. O vento em cada camada foi estimado através da ponderação do perfil vertical do vento horizontal pelo desvio padrão da taxa de emissão volumétrica da camada correspondente, fornecendo uma série temporal com pontos dispostos em intervalos de duas horas. O perfil de desvio padrão também foi adotado como função de ponderação de qualquer quantidade relacionada à aeroluminescência, uma vez que é assumido que as ondas de gravidade estão perturbando as camadas de emissão.

Através da análise espectral, foi possível acessar todos os parâmetros intrínsecos de ondas presentes em imagens da aeroluminescência. Para ondas identificadas numa dada noite, foram calculados o comprimento de onda horizontal e vertical, a direção de propagação, a velocidade de fase, o período intrínseco, a amplitude da perturbação em intensidade e em temperatura, os fluxos de momento zonal, meridional e total, além do coeficiente de amortecimento para eventos observados simultaneamente em duas ou mais emissões. A convergência de fluxo de momento foi utilizada como uma medida da aceleração imposta por ondas de gravidade em processo de dissipação ao escoamento básico, uma vez que o fluxo pôde ser estimado nas três camadas de emissão.

Segundo os resultados da análise espectral, em ambos os sítios observacionais, as ondas identificadas apresentaram comprimentos de onda horizontal variando entre 15–120 km, com valor médio em torno de 60 km, independente da camada de emissão. O comprimento de onda vertical foi limitado entre 15 a 60 km para garantir que as ondas observadas fossem verticalmente propagantes, e o valor médio de λ_z foi de ~30 km. Períodos intrínsecos estiveram variando no intervalo entre 6 a ~50 minutos, e as velocidades de fase são representativas de ondas rápidas ($30 < c_i < 150$ m/s).

A amplitude relativa em intensidade observada para ondas nas três camadas de emissão esteve entre ~0,5 e ~5 %, com máxima ocorrência de eventos apresentando perturbações de 1–2 %. A magnitude das ondas na temperatura cinética variou entre 0,2 a ~2 %, mas a máxima ocorrência foi de ondas com A_T entre 0,1–0,5 %. O fluxo de momento total dos eventos variou entre ~0,1 e ~7 m^2s^{-2} , com máxima ocorrência para ondas entre ~0,1–0,8 m^2s^{-2} , mostrando que a maioria dos eventos transportam baixos valores de fluxo de momento. Mostrou-se também que eventos ondulatórios dominantes perturbam a intensidade de 2,6–5%, e transportam fluxos de 4,2–11,1 m^2s^{-2} , representando valores médios relativos a todas as camadas de emissão.

Ondas perturbando a temperatura cinética em 1% apresentaram, em sua maioria, comprimentos de onda horizontal entre 50 e 100 km, velocidades de fase entre 40 e 80 m/s, e comprimento de onda vertical entre 15 a 35 km. O fluxo de momento transportado por estas ondas foi de 1,5 a 3,5 m^2s^{-2} . Esse comportamento foi observado para ondas presentes em todas as camadas e em ambos os sítios de observação, embora o maior número de eventos tenha sido observado na emissão do OH, devido a razões técnicas (maior taxa de amostragem devido à maior intensidade da emissão).

A convergência de fluxo de momento estimada em Cachoeira Paulista mostra que, em média, o vento zonal é acelerado por ondas de gravidade em ~2,2 m/s/dia (leste), enquanto que o vento meridional é acelerado de 18,4 m/s/dia (norte). Dados de São João do Cariri mostraram que as ondas causaram aceleração de 6,6 m/s/dia no vento zonal (leste) e de -7,6 m/s/dia no vento meridional (sul) sobre a região. A dispersão estatística em torno destes valores médios é grande, mas a magnitude da aceleração imposta no

escoamento básico não é maior do que 100 m/s/dia, em correspondência com estudos teóricos e observacionais (Holton, 1982; Murphy e Vincent, 1998).

A direção de propagação das ondas de gravidade identificadas nas imagens mostrou-se bastante variável, sendo em geral anisotrópica. A direcionalidade pode ser explicada em termos da interação das ondas com níveis de absorção e com fontes locais de ondas de gravidade. Esta anisotropia é severa durante o inverno de Cachoeira Paulista, onde as ondas preferencialmente dirigem-se para o norte, sugerindo uma forte correlação com a atividade convectiva que ocorre a sudoeste de Cachoeira Paulista durante este período. No verão de São João do Cariri, as ondas dirigem-se preferencialmente para o leste, o que está correlacionado com a filtragem de ondas pelo vento zonal na média atmosfera, direcionado a oeste. Nossos dados observacionais também suportam a idéia de que o campo de ondas se move em direção ao pólo de verão, isto é, em direção ao norte durante o inverno e em direção ao sul durante o verão.

Ondas evanescentes podem ser erroneamente incluídas na estimativa do fluxo de momento médio de ondas de gravidade presentes em imagens da aeroluminescência. Isto ficou evidente em Cachoeira Paulista através do reprocessamento de imagens para dias com mais de 5 horas de dados observacionais, revelando que ~14% dos eventos ondulatórios identificados apresentavam características evanescentes.

A estimativa da amplitude relativa em intensidade de ondas de gravidade aparecendo simultaneamente em imagens de diferentes emissões mostrou que, geralmente, as ondas sofrem dissipação à medida que se propagam verticalmente na atmosfera. O coeficiente de amortecimento médio das ondas foi estimado em $\beta = 1,6 \pm 1,2$, com máxima ocorrência no intervalo de $2 < \beta < 2,5$, mostrando que as ondas tendem a ser superamortecidas. Ondas monocromáticas observadas em perfis de densidade de sódio, obtidos por radar de laser, apresentaram características de amortecimento semelhantes às aquelas observadas pelo imageador (Yang *et al.*, 2007), mas máxima ocorrência foi de ondas com características subsaturadas ($0,8 < \beta < 1,0$). Estas características estão provavelmente ligadas ao fato de que o imageador e o radar de laser são capazes de amostrar intervalos distintos do espectro de ondas de gravidade.

7.1 Trabalhos futuros

A teoria linear das ondas de gravidade foi empregada neste estudo para a modelagem da resposta dinâmica das camadas de emissão frente a perturbações induzidas por ondas, onde a atmosfera foi considerada invíscida e estacionária. É uma necessidade primordial na continuidade deste estudo implementar um modelo dinâmico considerando uma atmosfera mais realista, envolvendo um campo de vento e de temperatura variando em altura, além das difusividades térmica e dinâmica *eddies*.

Da mesma forma, as relações de fase e magnitude das perturbações na intensidade observada na temperatura cinética, causada por ondas de gravidade, podem ser obtidas ao definir-se o fator de cancelamento como uma quantidade complexa. Isto representa um passo importante no sentido de descrever exatamente a resposta das camadas de emissão em relação a perturbações induzidas por ondas nos campos atmosféricos.

Também é igualmente importante fazer a validação do modelo aqui proposto, através de medidas independentes do fluxo de momento por meio de instrumentos complementares. Neste intuito, dados de radar de laser e de radar meteorológico podem ser empregados, produzindo medidas relativas aos campos de densidade do sódio (e/ou temperatura), e dos ventos horizontais sobre os sítios de observação, respectivamente.

Uma vez que se estabeleceu um método para estimar a amplitude das ondas de gravidade em diferentes camadas de emissão, um amplo estudo para caracterização dos processos de saturação e dissipação de ondas de gravidade pode ser realizado. Neste espírito, medidas do perfil vertical de temperatura (LIDAR) e do cisalhamento do vento horizontal na região mesosférica (radar meteorológico) podem também ser úteis, possibilitando associar tais processos às instabilidades hidrodinâmicas (convectivas e dinâmicas).

Uma medida do forçante devido às ondas de gravidade no escoamento básico foi dada em termos da convergência do fluxo de momento transportado por ondas de gravidade em torno da mesosfera ao longo deste estudo. Apesar de significativos, estas são estimativas locais, que não representam o impacto das ondas observadas na circulação

global mesosférica. A contribuição das ondas de gravidade observadas nos dois sítios brasileiros no montante global do fluxo representa avanço necessário para a finalização deste estudo, o que será obtido através da correlação destes valores com dados adquiridos em diferentes sítios observacionais dos aqui apresentados.

A melhor caracterização do acoplamento entre a média e alta atmosfera, a influência das ondas de gravidade na circulação global, e os fenômenos inerentes a estas perturbações, somente serão possíveis através do contínuo monitoramento do campo de ondas atmosféricas. Acredita-se que a combinação de resultados observacionais com resultados teóricos, paralelamente a uma ampla discussão científica, possibilitará, finalmente, conhecer o verdadeiro papel das ondas de gravidade internas na dinâmica, estrutura e composição da atmosfera terrestre.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Alexander, M. J. and L. Pfister, Gravity-Wave Momentum Flux in the Lower Stratosphere over Convection. *Geophys. Res. Lett.* v. 22, n. 15, p. 2029-2032, 1995.
- Alexander, M. J., J. H. Beres and L. Pfister Tropical stratospheric gravity wave activity and relationships to clouds. *J. Geophys. Res. - Atmos.* v. 105, n. D17, p. 22299-22309, 2000.
- Alexander, M. J., P. T. May, and J. H. Beres Gravity waves generated by convection in the Darwin area during the Darwin Area Wave Experiment, *J. Geophys. Res.*, v. 109, n. D20S04, doi:10.1029/2004JD004729, 2004.
- Andrews, D. G. H., J. R.; Leovy, C. B. *Middle Atmosphere Dynamics*. Orlando, Academic Press, Inc., 1987.
- Baker, D. J. and R. O. Waddoups Rocket Measurement of Midlatitude Night Airglow Emissions. *J. Geophys. Res.* v. 72, n. 19, p. 4881, 1967.
- Barth, C. A. The 5577-angstrom airglow, *Science*, v. 134, p. 1426, 1961.
- Bates, D. R.; Nicolet, M. The photochemistry of atmospheric water vapour. *J. Geophys. Res.*, v. 55, n. 3, p. 301-325, 1950.
- Batista, P. P., B. R. Clemesha, A. S. Tokumoto and L. M. Lima Structure of the mean winds and tides in the meteor region over Cachoeira Paulista, Brazil (22.7 degrees S, 45 degrees W) and its comparison with models. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 66, n. 6-9, p. 623-636, 2004.
- Chimonas, G. and C. O. Hines Doppler Ducting of Atmospheric Gravity-Waves. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 91, n. D1, p. 1219-1230, 1986.
- Coble, M. R. , G. C. Papen and C. S. Gardner Computing two-dimensional unambiguous horizontal wavenumber spectra from OH airglow images, *IEEE Geosc. Rem. Sen.*, v. 36, n. 2, p. 368-382, 1998.
- Ejiri, M. K., K. Shiokawa, T. Ogawa, K. Igarashi, T. Nakamura, and T. Tsuda Statistical study of short-period gravity waves in OH and OI nightglow images at two separated sites, *J. Geophys. Res.*, v. 108, n. D21, p. 4679, doi:10.1029/2002JD002795, 2003.
- Ern, M., P. Preusse, M. J. Alexander, and C. D. Warner Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data, *J. Geophys. Res.*, v. 109, n. D20103, doi:10.1029/2004JD004752, 2004.
- Espy, P. J., G. O. L. Jones, G. R. Swenson, J. Tang, and M. J. Taylor Seasonal variations of the gravity wave momentum flux in the Antarctic mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, v. 109, n. D23109, doi:10.1029/2003JD004446, 2004a.

- Espy, P. J., G. O. L. Jones, G. R. Swenson, J. Tang, and M. J. Taylor Tidal modulation of the gravity-wave momentum flux in the Antarctic mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, v. 31, n. L11111, doi:10.1029/2004GL019624, 2004b.
- Francis, S. H. Acoustic-Gravity Modes and Large-Scale Travelling Ionospheric Disturbances of a Realistic, Dissipative Atmosphere. *J. Geophys. Res.* v. 78, n. 13, p. 2278-2301, 1973.
- Fritts D. C. Gravity wave forcing and effects in the mesosphere and lower thermosphere, in A Review of Experiment and Theory, *Geophys. Monogr. Ser.*, v. 87, p. 89–100, edited by R. M. Johnson and T. L. Killeen, AGU, Washington, D. C. ISBN 0-87590-0445, 1995.
- Fritts, D. C. Errant inferences of gravity wave momentum and heat fluxes using airglow and lidar instrumentation: Corrections and cautions. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 105, n. D17, p. 22355-22360, 2000.
- Fritts, D. C. Gravity-Wave Saturation in the Middle Atmosphere - a Review of Theory and Observations. *Reviews of Geophysics* v. 22, n. 3, p. 275-308, 1984.
- Fritts, D. C. and L. Yuan Measurement of Momentum Fluxes near the Summer Mesopause at Poker Flat, Alaska. . *J. Atmos. Sci.* v. 46, n. 16, p. 2569-2579, 1989.
- Fritts, D. C. and R. A. Vincent Mesospheric momentum flux studies at Adelaide, Australia - Observations and a gravity wave-tidal interaction-model. . *J. Atmos. Sci.* v. 44, n. 3, p. 605-619, 1987.
- Fritts, D. C. and T. E. VanZandt Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part I: Energy dissipation, acceleration, and constraints. . *J. Atmos. Sci.* v. 50, n. 22, p. 3685-3694, 1993.
- Fritts, D. C. and W. T. Lu Spectral Estimates of Gravity-Wave Energy and Momentum Fluxes .2. Parameterization of Wave Forcing and Variability. *J. Atmos. Sci.* v. 50, n. 22, p. 3695-3713, 1993.
- Fritts, D. C., and M. J. Alexander Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, v. 41, n. 1, p. 1003, doi:10.1029/2001RG000106, 2003.
- Fritts, D. C., and Z. G. Luo Dynamical and radiative forcing of the summer mesopause circulation and thermal structure: 1. Mean solstice conditions, *J. Geophys. Res.*, v. 100, p. 3119– 3128, 1995.
- Fritts, D. C., J. R. Isler and O. Andreassen Gravity-Wave Breaking in 2 and 3 Dimensions .2. 3-Dimensional Evolution and Instability Structure. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 99, n. D4, p. 8109-8123, 1994.
- Fritts, D. C., L. Yuan, M. H. Hitchman, L. Coy, E. Kudeki, and R. F. Woodman, Dynamics of the equatorial mesosphere observed using the Jicamarca MST radar during June and August 1987, . *J. Atmos. Sci.*, v. 49, p. 2353–2371, 1992.
- Fritts, D. C., S. L. Vadas, and Y. Yamada, An estimate of strong local body forcing and gravity wave radiation based on OH airglow and meteor radar observations, *Geophys. Res. Lett.*, v. 29, n. 10, p. 1429, doi:10.1029/2001GL013753, 2002.

- Fritts, D. C., S. L. Vadas, K. Wan and J. A. Werne Mean and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 68, n. 3-5, p. 247-265, 2006.
- Fritts, D. C., T. Tsuda, T. E. Vanzandt, S. A. Smith, T. Sato, S. Fukao and S. Kato Studies of Velocity Fluctuations in the Lower Atmosphere Using the Mu Radar .2. Momentum Fluxes and Energy Densities. . *J. Atmos. Sci.* v. 47, n. 1, p. 51-66, 1990.
- Garcia, F. J.; Taylor, M. J.; Kelley, M.C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. *Applied Optics*, v. 36, n. 29, p. 7374-7385, 1997.
- Garcia, R. R., and S. Solomon The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, v. 90, p. 3850– 3868, 1985.
- Gardner, C. S. and M. J. Taylor Observational limits for lidar, radar, and airglow imager measurements of gravity wave parameters. *J. Geophys. Res.* v. 103, n. D6, p. 6427-6437, 1998.
- Gardner, C. S.;Gulati, K.;Zhao, Y. C.;Swenson, G. Measuring gravity wave momentum fluxes with airglow imagers. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, v. 104, n. D10, p. 11903-11915, 1999.
- Gavrilov, N. M., S. Fukao and T. Nakamura Gravity wave intensity and momentum fluxes in the mesosphere over Shigaraki, Japan (35 degrees N, 136 degrees E) during 1986-1997. *Ann. Geophys.-Atmos. Hydr. and Space Sci.* v. 18, n. 7, p. 834-843, 2000.
- GOBBI, D. *Estudo de Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera através de Observações de Luminescência Atmosférica da Hidroxila OH(9-4) e Oxigênio O₂(0-1)*. 1993. 210 p. (INPE-5539-TDI/527). Tese (Doutorado em Geofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1993.
- Goody, R. M.; Walker, J.C.G *Atmosferas Planetárias*. São Paulo, Edgard Blücher, 1975.
- Greer, R. G. H. M., D. P.; McDade, I. C.; Dickinson, P. H. G.; Thomas, L.; Jenkins, D. B.; Stegman, J.; Llewellyn, E. J.; Witt, G.; Mackinnon, D. J.; Williams, E. R. ETON1: A Data Base Pertinent To The Study Of Energy Transfer In The Oxygen Nithglow. *Planet. Space Sci.* v. 34, n. 9, p. 771-788, 1986.
- Hapgood, M. A.;Taylor, M. J. Analysis of airglow image data. *Ann. Geophys.*, v. 38, n. 6, p. 805-813, 1982.
- Hargreaves, J. K. *The solar-terrestrial enviroment*. Cambridge, Cambridge University Press, 1992.
- Hecht, J. H., R. L. Walterscheid and M. N. Ross First measurements of the two-dimensional horizontal wave number spectrum from CCD images of the nightglow, *J. Geophys. Res.*, v. 99, n. A6, p. 11449-11460, doi:10.1029/94JA00584, 1994.

- Hecht, J. H., R. L. Walterscheid and R. A. Vincent Airglow observations of dynamical (wind shear-induced) instabilities over Adelaide, Australia, associated with atmospheric gravity waves, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, v. 106, n. D22, p. 28189-28198, doi:10.1029/2001JD000419, 2001.
- Hecht, J. H., R. L. Walterscheid, M. P. Hickey and S. J. Franke Climatology and modeling of quasi-monochromatic atmospheric gravity waves observed over Urbana Illinois. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 106, n. D6, p. 5181-5195, 2001.
- Hedin, A. E., M. A. Biondi, R. G. Burnside, G. Hernandez, R. M. Johnson, T. L. Killeen, C. Mazaudier, J. W. Meriwether, J. E. Salah, R. J. Sica, R. W. Smith, N. W. Spencer, V. B. Wickwar and T. S. Virdi Revised Global-Model of Thermosphere Winds Using Satellite and Ground-Based Observations. *J. Geophys. Res.-Space Phys.* v. 96, n. A5, p. 7657-7688, 1991.
- Hickey, M. P. Effects of Eddy Viscosity and Thermal Conduction and Coriolis-Force in the Dynamics of Gravity-Wave Driven Fluctuations in the Oh Nightglow. *J. Geophys. Res.-Space Phys.*, v. 93, n. A5, p. 4077-4088, 1988.
- Hickey, M. P., and Y. Yu A full-wave investigation of the use of a ‘cancellation factor’ in gravity wave–OH airglow interaction studies, *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. A01301, doi:10.1029/2003JA010372, 2005.
- Hines, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* v. 38, n. 11, p. 1441-1481, 1960
- Hitchman, M. H., J. C. Gille, C. D. Rodgers, and G. Brasseur, The separated polar winter stratopause: A gravity wave driven climatological feature, . *J. Atmos. Sci.*, v. 46, p. 410–422, 1989.
- Hitchman, M. H., K. W. Bywaters, D. C. Fritts, L. Coy, E. Kudeki, and F. Surucu, Mean winds and momentum fluxes over Jicamarca, Peru, during June and August 1987, . *J. Atmos. Sci.*, v. 49, n. 24, p. 2372–2383, 1992.
- Hocking, W. K. A new approach to momentum flux determinations using SKiYMET meteor radars. *Ann. Geophys.* v. 23, n.7, p. 2433-2439, 2005.
- Holton, J. R., and M. R. Schoeberl, The role of gravity wave generated advection and diffusion in transport of tracers in the mesosphere, *J. Geophys. Res.*, v. 93, p. 11,075–11,082, 1988.
- Holton, J. R., The influence of gravity wave breaking on the general circulation of the middle atmosphere, . *J. Atmos. Sci.*, v. 40, p. 2497–2507, 1983.
- Holton, J. R., The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, . *J. Atmos. Sci.*, v. 39, p. 791–799, 1982.
- Hooke, *Gravity waves, in Mesoscale Meteorology and Forecasting* (P.S. Ray, Ed.), Boston, Amer. Meteor. Soc., p. 272-288, 1986.
- Huang, T. Y. W., and A. K. Smith, Dynamical and chemical feedback in a two-dimensional interactive model of the middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, v. 100, p. 11,085–11,104, 1995.

- Huang, T. Y. W., and A. K. Smith, The mesospheric diabatic circulation and the parameterized thermal effect of gravity wave breaking on the circulation, . *J. Atmos. Sci.*, 48, 1093–1111, 1991.
- Isler, J. R., M. J. Taylor and D. C. Fritts Observational evidence of wave ducting and evanescence in the mesosphere. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 102, n. D22, p. 26301-26313, 1997.
- Krassovsky, V. I. Infrasonic Variations of OH-Emission in Upper-Atmosphere. *Annales De Geophysique*, v. 28, n. 4, p. 739-746, 1972.
- Kudeki, E. and S. J. Franke Statistics of momentum flux estimation. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 60, n. 16, p. 1549-1553, 1998.
- Li, F., A. Z. Liu, and G. R. Swenson Characteristics of instabilities in the mesopause region over Maui, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. D09S12, doi:10.1029/2004JD005097, 2005a.
- Li, F., A. Z. Liu, G. R. Swenson, J. H. Hecht, and W. A. Robinson Observations of gravity wave breakdown into ripples associated with dynamical instabilities, *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. D09S11, doi:10.1029/2004JD004849, 2005b.
- LIMA, L. M. *Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do Hemisfério Sul*. 2004-02-19. 245 p. (INPE-12346-TDI/995). Tese (Doutorado em Geofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2004. Disponível em: <<http://mtc-m16.sid.inpe.br/rep-sid.inpe.br/jeferson/2004/03.17.10.49>>. Acesso em: 27 jun. 2007.
- Liu, A. Z. and C. S. Gardner Vertical dynamical transport of mesospheric constituents by dissipating gravity waves. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 66, n. 3-4, p. 267-275, 2004.
- Liu, A. Z. and G. R. Swenson A modeling study of O-2 and OH airglow perturbations induced by atmospheric gravity waves, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, v. 108, n. D4, p. 4151, doi:10.1029/2002JD002474, 2003.
- Liu, A. Z., and C. S. Gardner Vertical heat and constituent transport in the mesopause region by dissipating gravity waves at Maui, Hawaii (20.7°N), and Starfire Optical Range, New Mexico (35°N), *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. D09S13, doi:10.1029/2004JD004965, 2005.
- Lu, W. T. and D. C. Fritts Spectral Estimates of Gravity-Wave Energy and Momentum Fluxes .3. Gravity-Wave Tidal Interactions. . *J. Atmos. Sci.* v. 50, n. 22, p. 3714-3727, 1993.
- Luo, Z. G., D. C. Fritts, R. W. Portmann, and G. E. Thomas Dynamical and radiative forcing of the summer mesopause circulation and thermal structure: 2. Seasonal variations, *J. Geophys. Res.*, v. 100, p. 3129– 3137, 1995.
- Makhlouf, U. B., R. H. Picard and J. R. Winick Photochemical-dynamical modeling of measured response of airglow to gravity waves 1. Basic model for OH airglow, *J. Geophys. Res.*, v. 100, n. D6, p. 11289-11311, 1995.

- McDade, I. C., D. P. Murtagh, R. G. H. Greer, P. H. G. Dickinson, G. Witt, J. Stegman, E. J. Llewellyn, L. Thomas and D. B. Jenkins ETON 2: quenching parameters for the proposed precursors of O₂(^b1Σ) and O(¹S) in the terrestrial nightglow, *Planet. Space Sci.*, v. 34, p. 789, 1986.
- McDade, I. C., E. J. Llewellyn, D. P. Murtagh and R. G. H. Greer ETON 5: Simultaneous rocket measurements of the OH Meinel Δv=2 sequence and (8-3) band emission profiles in the nightglow, *Planet. Space Sci.*, v. 35, p. 1137, 1987.
- McLandress, C. On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 60, p. 1357–1383, 1998.
- Medeiros, A. F., R. A. Buriti, E. A. Machado, H. Takahashi, P. P. Batista, D. Gobbi and M. J. Taylor Comparison of gravity wave activity observed by airglow imaging at two different latitudes in Brazil. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 66, n. 6-9, p. 647-654, 2004.
- MEDEIROS, A. F. *Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência*. 2001-09-06. 187 p. (INPE-10478-TDI/932). Tese (Doutorado em Geofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2001. Disponível em: <<http://mtc-m16.sid.inpe.br/rep-/sid.inpe.br/jeferson/2004/04.16.14.15>>. Acesso em: 27 jun. 2007.
- Melo, S. M. L., H. Takahashi, B. R. Clemesha and J. Stegman The O-2 Herzberg I bands in the equatorial nightglow. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 59, n. 3, p. 295-303, 1997.
- Meriwether, J. W. and C. S. Gardner A review of the mesosphere inversion layer phenomenon. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 105, n. D10, p. 12405-12416, 2000.
- Murphy, D. J., and R. A. Vincent, Mesospheric momentum fluxes over Adelaide during the 2-day wave: Results and interpretation, *J. Geophys. Res.*, v. 103, p. 28,627–28,636, 1998.
- Murtagh, D. P., G. Witt, J. Stegman, I. C. McCade, E. J. Llewellyn, F. Harris, and R. G. H. Greer An assessment of proposed O(¹S) and O₂(^b1Σ₊) nightglow excitation parameters, *Planet. Space Sci.*, v. 38, p. 43, 1990.
- Nakamura, T., T. Tsuda, M. Yamamoto, S. Fukao, and S. Kato, Characteristics of gravity waves in the mesosphere observed with the middle and upper atmosphere radar, 1, Momentum flux, *J. Geophys. Res.*, v. 98, p. 8899–8910, 1993.
- Nakamura, T., T. Tsuda, R. Maekawa, M. Tsutsumi, K. Shiokawa and T. Ogawa Seasonal variation of gravity waves with various temporal and horizontal scales in the MLT region observed with radar and airglow imaging, *Adv. Space Res.*, v. 27, n. 10, p. 1737-1742, 2001.
- Nakamura, T., T. Tsuda, S. Fukao, A. H. Manson, C. E. Meek, R. A. Vincent, and I. M. Reid, Mesospheric gravity waves at Saskatoon (52°N), Kyoto (35°N), and Adelaide (35°S), *J. Geophys. Res.*, v. 101, p. 7005–7012, 1996.

- Nakamura, T.; Higashikawa, A.; Tsuda, T.; Matsushita, Y. Seasonal variations of gravity wave structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki. *Earth Planets Space*, v. 51, n. 7-8, p. 897-906, 1999.
- Nastrom, G. D., B. B. Balsley, and D. A. Carter Mean meridional winds in the mid- and high-latitude summer mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, v. 9, p. 139–142, 1982.
- Nikoukar, R.; Swenson, G.; Liu, A.; Kamalabadi, F. On the variability of mesospheric OH emission profiles *J. Geophys. Res.* In Press, 2007.
- Pautet, P.-D., M. J. Taylor, A. Z. Liu, and G. R. Swenson Climatology of short-period gravity waves observed over northern Australia during the Darwin Area Wave Experiment (DAWEX) and their dominant source regions, *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. D03S90, doi:10.1029/2004JD004954, 2005.
- Picone, J.M., A. E. Hedin, D. P. Drob and A. C. Aikin NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, v. 107, n. A12, p. 1468, doi:10.1029/2002JA009430, 2002.
- Reid, I. M. and R. A. Vincent Measurements of the Horizontal Scales and Phase Velocities of Short-Period Mesospheric Gravity-Waves at Adelaide, Australia. *J. Atmos. Terr. Phys.* v. 49, n. 10, p. 1033-1048, 1987.
- Reisin, E. R., and J. Scheer, Characteristics of atmospheric waves in the tidal period range derived from zenith observations of O₂ (0-1) Atmospheric and OH(6-2) airglow at lower midlatitudes, *J. Geophys. Res.*, v. 101, n. D16, p. 21223-21232, doi:10.1029/96JD01723, 1996.
- Rishbeth, H.; Garriott, O. K. *Introduction to ionospheric physics*. New York: Academic Press, v.14, 331p, 1969.
- Salby, M. L. *Fundamentals of Atmosphere Physics*. San Diego - California, Academic Press, 1996.
- Schubert, G.;Walterscheid, R. L.;Hickey, M. P. Gravity Wave-Driven Fluctuations in Oh Nightglow from an Extended, Dissipative Emission Region. *J. Geophys. Res.-Space Phys.*, v. 96, n. A8, p. 13869-13880, 1991.
- Senft, D. C., and C. S. Gardner Seasonal variability of gravity wave activity and spectra in the mesopause region at Urbana, *J. Geophys. Res.*, v. 96, p. 17,229– 17,264, 1991.
- Smith, S. M., J. Friedman, et al. Evidence of mesospheric bore formation from a breaking gravity wave event: simultaneous imaging and lidar measurements.*J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 67, n. 4, p. 345-356, 2005.
- Smith, S. M., M. J. Taylor, G. R. Swenson, C.-Y. She, W. Hocking, J. Baumgardner, and M. Mendillo, A multidagnostic investigation of the mesospheric bore phenomenon, *J. Geophys. Res.*, v. 108, n. A2, p. 1083, doi:10.1029/2002JA009500, 2003.
- Suzuki, S., K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Ogawa, and P. Wilkinson Statistical characteristics of gravity waves observed by an all-sky imager at Darwin, Australia, *J. Geophys. Res.*, v. 109, n. D20S07, doi:10.1029/2003JD004336, 2004.

- Swenson, G. R. and A. Z. Liu A model for calculating Acoustic Gravity Wave energy and momentum flux in the mesosphere from OH airglow, *Geophys. Res. Lett.*, v. 25, n. 4, p. 477-480, doi:10.1029/98GL00132, 1998.
- Swenson, G. R. and C. S. Gardner Analytical models for the responses of the mesospheric OH* and Na layers to atmospheric gravity waves. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 103, n. D6, p. 6271-6294, 1998.
- Swenson, G. R., A. Z. Liu, F. Li and J. Tang High frequency atmospheric gravity wave damping in the mesosphere, *Adv. Space Res.*, v. 32, n. 5, p. 785-793, 2003.
- Swenson, G. R., M. J. Alexander, et al. Dispersion imposed limits on atmospheric gravity waves in the mesosphere: Observations from OH airglow. *Geophys. Res. Lett.* v. 27, n. 6, p. 875-878, 2000.
- Swenson, G. R., M. J. Taylor, P. J. Espy, C. Gardner and X. Tac ALOHA-93 Measurements of Intrinsic AGW Characteristics Using Airborne Airglow Imager and Groundbased Na Wind/Temperature Lidar. *Geophys. Res. Lett.* v. 22, n. 20, p. 2841-2844, 1995.
- Swenson, G. R., R. Haque, W. Yang and C. S. Gardner Momentum and energy fluxes of monochromatic gravity waves observed by an OH imager at Starfire Optical Range, New Mexico. *J. Geophys. Res.-Atmos.* v. 104, n. D6, p. 6067-6080, 1999.
- Takahashi, H., B. R. Clemesha, D. M. Simonich, S. M. L. Melo, N. R. Teixeira, A. Eras, J. Stegman and G. Witt Rocket measurements of the equatorial airglow: MULTIFOT 92 database. *J. Atmos. Terr. Phys.* v. 58, n. 16, p. 1943-1961, 1996.
- Takahashi, H.; Batista, P. P.; Buriti, R. A.; Gobbi, D.; Nakamura, T.; Tsuda, T.; Fukao, S. Response of the airglow OH emission, temperature and mesopause wind to the atmospheric wave propagation over Shigaraki, Japan. *Earth Planets Space*, v. 51, n. 7-8, p. 863-875, 1999.
- Tang, J., A.; Z. Liu, and G. R. Swenson, High frequency gravity waves observed in OH airglow at Starfire Optical Range, NM: Seasonal variations in momentum flux, *Geophys. Res. Lett.*, v. 29, n. 20, p. 1966, doi:10.1029/2002GL015794, 2002.
- Tang, J., F. Kamalabadi, L. G. Rumsey and G. R. Swenson. Point-source suppression for atmospheric wave extraction from airglow imaging measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, v. 41, n. 1, p. 146-152, 2003b .
- Tang, J., F. Kamalabadi, S. J. Franke, A. Z. Liu and G. R. Swenson. Estimation of gravity wave momentum flux with spectroscopic imaging. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, v. 43, n. 1, p. 103-109, 2005a.
- Tang, J., G. R. Swenson, A. Z. Liu, and F. Kamalabadi Observational investigations of gravity wave momentum flux with spectroscopic imaging, *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. D09S09, doi:10.1029/2004JD004778, 2005b.
- Tang, J.; Kamalabadi, F.; Liu, A.Z.; Swenson, G.R. Extraction of momentum flux of monochromatic gravity waves using spectroscopic imaging Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2003. *IGARSS '03. Proceedings. 2003 IEEE International* v. 6, p. 3961- 3963 doi: 10.1109/IGARSS.2003.1295328, 2003a.

- Tarasick, D. W. and C. O. Hines The observable effects of gravity waves in airglow emissions, *Planet. Space Sci.*, v. 38, p. 1105-1119, 1990.
- Taylor, M. J. and M. A. Hapgood Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. *Planet. Space Sci.* v. 36, n. 10, p. 975-985, 1988.
- Taylor, M. J. and M. A. Hapgood On the Origin of Ripple-Type Wave Structure in the Oh Nightglow Emission. *Planet Space Sci.* v. 38, n. 11, p. 1421-1430, 1990.
- Taylor, M. J., Y. Y. Gu, X. Tao, C. S. Gardner and M. B. Bishop, An investigation of intrinsic gravity-wave signatures using coordinated lidar and nightglow image measurements, *Geophys. Res. Lett.*, v. 22, n. 20, p. 2853-2856, doi:10.1029/95GL02949, 1995b.
- Taylor, M. J.; Pendleton, W. R. Jr.; 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.
- Taylor, M. J.; Taylor, V.; Edwards, R., An Investigation of Thunderstorms as a Source of Short Period Mesospheric Gravity Waves, *Geophys. Monogr. Ser.*, v. 87, p. 177-184, edited by R. M. Johnson and T. L. Killeen, AGU, Washington, D. C. ISBN 0-87590-0445, 1995a.
- Tsuda T., and Y. Murayama Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, v. 17, p. 725-728, 1990.
- Tsuda, T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato and S. Fukao Seasonal-Variation of Momentum Flux in the Mesosphere Observed with the Mu Radar. *Geophys. Res. Lett.* v. 17, n. 6, p. 725-728, 1990.
- Vadas, S. L., and D. C. Fritts Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity, *J. Geophys. Res.*, v. 110, n. D15103, doi:10.1029/2004JD005574, 2005.
- Vargas, F.; G. Swenson, A. Liu, and D. Gobbi O(¹S), OH, and O₂(b) airglow layer perturbations due to AGWs, and their implied effects on the atmosphere., *J. Geophys. Res.* In Press, doi:10.1029/2006JD007642, 2007.
- VARGAS, F. A. *Estudo do espectro das ondas de gravidade observadas em Cachoeira Paulista (23°S)*. 2003-02-27. 123 p. (INPE-10502-TDI/933). Dissertação (Mestrado em Geofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2003. Disponível em: <<http://mtc-m16.sid.inpe.br/rep-/sid.inpe.br/jeferson/2003/05.07.10.30>>. Acesso em: 27 jun. 2007.
- Vincent, R. A. Gravity-Wave Motions in the Mesosphere and Lower Thermosphere Observed at Mawson, Antarctica. *J. Atmos. Terr. Phys.* v. 56, n. 5, p. 593-602, 1994.
- Vincent, R. A. Gravity-Wave Motions in the Mesosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* v. 46, n. 2, p. 119-128, 1984.
- Vincent, R. A. and D. C. Fritts A Climatology of Gravity-Wave Motions in the Mesopause Region at Adelaide, Australia. . *J. Atmos. Sci.* v. 44, n. 4, p. 748-760, 1987.

- Vincent, R. A., and I. M. Reid HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes, . *J. Atmos. Sci.*, v. 40, p. 1321–1333, 1983.
- Walterscheid, R. L., J. H. Hecht, R. A. Vincent, I. M. Reid, J. Woithe and M. P. Hickey Analysis and interpretation of airglow and radar observations of quasi-monochromatic gravity waves in the upper mesosphere and lower thermosphere over Adelaide, Australia (35 degrees S, 138 degrees E).*J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* v. 61, n. 6, p. 461-478, 1999.
- Walterscheid, R. L.;Schubert, G.;Straus, J. M. A Dynamic-Chemical Model of Wave-Driven Fluctuations in the Oh Nightglow. *J. Geophys. Res.-Space Phys.*, v. 92, n. A2, p. 1241-1254, 1987.
- Wang, D. Y. and T. F. Tuan Brunt-Doppler Ducting of Small-Period Gravity-Waves. *J. Geophys. Res.-Space Phys.* V. 93, n. A9, p. 9916-9926, 1988.
- Weeks, J., A. R. *Fundamentals of electronic image processing*. Piscataway, NJ, IEEE Press, 1996.
- Yamada, Y., H. Fukunishi, T. Nakamura, and T. Tsuda, Breaking of small-scale gravity wave and transition to turbulence observed in OH airglow, *Geophys. Res. Lett.*, v. 28, p. 2153–2156, 2001.
- Yang, G., B. Clemesha, P. Batista, and D. Simonich Gravity wave parameters and their seasonal variations derived from Na lidar observations at 23_S, *J. Geophys. Res.*, v. 111, n. D21107, doi:10.1029/2005JD006900, 2006.
- Yang, G., B. Clemesha, P. Batista, and D. Simonich Lidar Study of the Characteristics of Gravity Waves in the Mesopause Region at a Southern Low-Latitude Location, *J. Geophys. Res.*, Manuscrito em preparação, 2007.
- Zhang, S. *Gravity waves from O₂ airglow*. 249p. PhD Thesis - York University, North York Ontario, 1991.
- Zhang, S. P., R. H. Wiens, et al. Gravity waves from O₂ nightglow during AIDA '89 campaign II: numerical modeling of the emission rate/temperature ratio, h. *J. Atmos. Terr. Phys.* v. 55, n. 3, p. 377-395, 1993.
- Zhao, Y., M. J. Taylor and X. Chu, Comparison of simultaneous Na lidar and mesospheric nightglow temperature measurements and dthe effects of tides on the emission layer heights, *J. Geophys. Res.*, v. 110, doi:f10.1029/2004JD005115, 2005.

APÊNDICE A

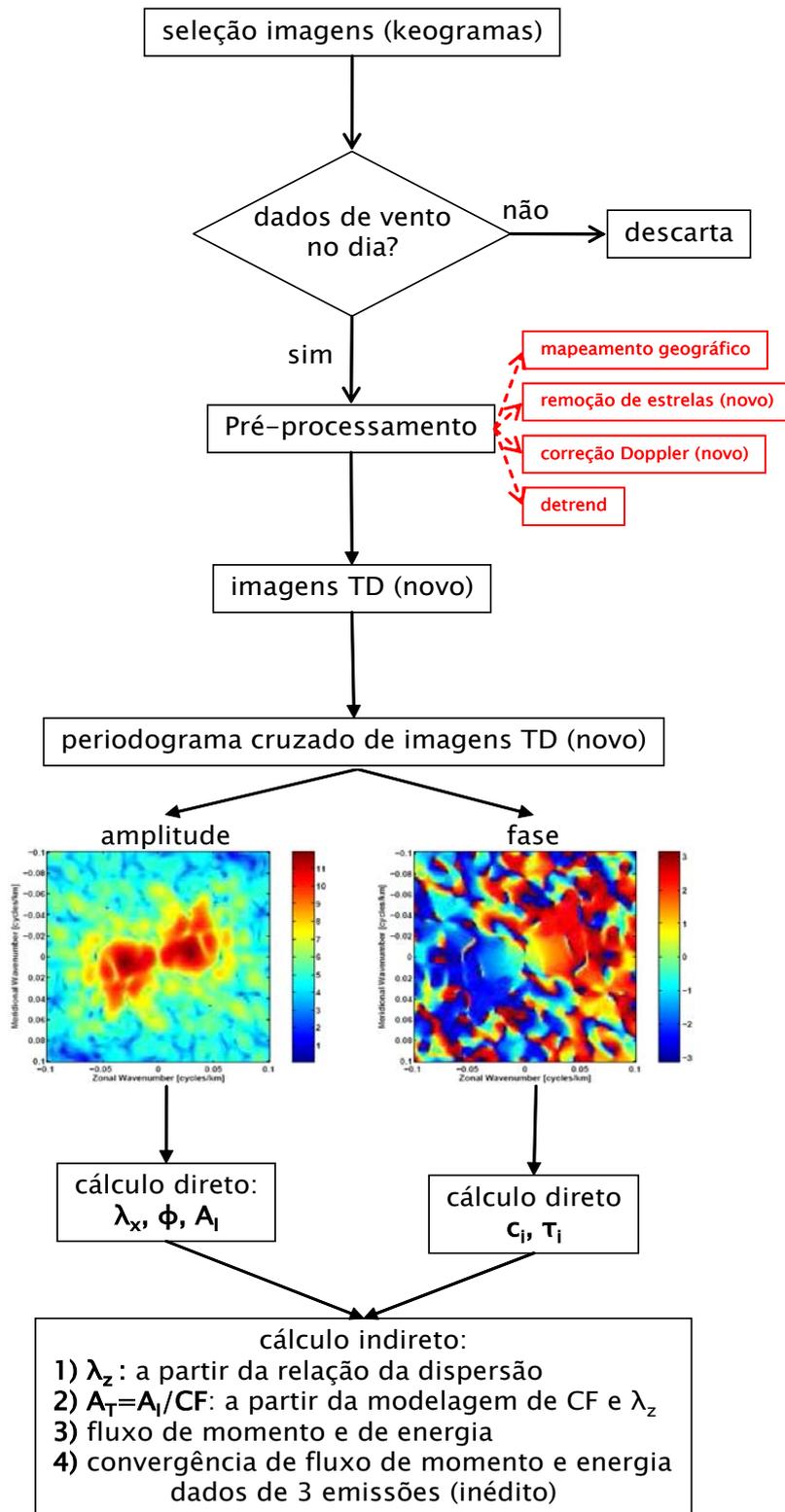
TABELA A.1 – Amplitude de ondas de gravidade em diferentes camadas de aeroluminescência. Estão indicados as camadas de emissão, o comprimento de onda horizontal, a amplitude, a diferença de fase da onda em diferentes emissões e valor de β , entre outros parâmetros. O índice i indica uma camada inferior em altura, enquanto j indica uma camada superior.

date	#	im i	S/N i	im j	S/N j	#peak	λ_{xi} (km)	λ_{xj} (km)	Φ_{ij} (deg)	amp. i (%)	amp. j (%)	β
19/01/99	2	OH_094	10,1	O2_024	3,6	1	26,7	22,3	-97	3,9	7,8	-0,2
19/01/99	2	OH_094	10,1	5577_095	4,2	1	26,7	24,0	128	3,9	8,0	0,0
20/01/99	2	O2_024	3,6	5577_095	5,2	1	22,3	24,0	130	7,8	8,0	0,9
17/05/99	1	OH_068	11,9	5577_068	3,9	1	75,2	75,2	22	1,6	0,5	2,5
17/05/99	3	OH_090	11,3	5577_091	3,9	1	78,6	73,0	-65	1,0	1,0	1,0
17/05/99	4	OH_068	11,9	O2_017	3,1	1	57,9	57,9	-14	1,9	0,9	2,3
17/05/99	4	OH_068	11,9	5577_068	3,9	1	57,9	55,1	-51	1,9	0,6	2,7
09/06/99	1	O2_013	3,8	5577_052	5,0	1	36,3	33,7	39	6,8	6,7	1,1
09/06/99	2	OH_052	12,5	O2_013	3,8	2	18,6	18,9	-42	2,6	3,4	0,5
09/06/99	3	OH_052	12,5	O2_013	3,8	1	64,3	73,5	1	5,2	2,4	2,3
09/06/99	4	OH_109	11,0	O2_027	3,6	1	28,4	27,8	80	11,3	3,4	3,0
09/06/99	4	OH_109	11,0	5577_110	4,3	1	28,4	27,2	24	11,3	1,0	4,3
12/07/99	1	OH_020	15,9	O2_005	3,8	1	41,6	41,6	-3	8,0	3,2	2,6
12/07/99	1	OH_020	15,9	5577_020	4,3	1	61,2	69,4	9	1,0	1,7	0,3
12/07/99	1	O2_005	3,8	5577_020	4,3	2	41,6	43,4	-9	8,0	1,6	3,1
12/07/99	2	OH_020	15,9	O2_005	3,8	1	65,1	69,4	-1	1,7	1,7	1,1
12/07/99	2	OH_020	15,9	O2_005	3,8	1	41,8	47,2	-97	9,7	5,5	2,0
13/07/99	1	OH_013	20,5	O2_003	4,0	1	14,8	15,7	-175	8,6	2,1	3,4
13/07/99	1	OH_013	20,5	5577_014	2,5	3	10,8	11,0	12	2,3	2,5	0,8
13/07/99	3	OH_092	8,0	O2_023	3,0	1	17,1	17,4	44	4,4	6,9	0,2
13/07/99	3	OH_092	8,0	5577_092	3,1	1	17,1	17,7	-51	4,4	8,5	0,1
13/07/99	3	O2_023	3,0	5577_092	3,1	1	17,4	17,7	-97	6,9	8,5	-0,3
12/08/99	2	OH_001	22,8	O2_001	5,3	1	53,7	53,7	100	1,7	1,0	2,0
12/08/99	2	OH_001	22,8	5577_002	4,7	1	53,7	48,6	-110	1,7	0,5	2,5
05/03/00	1	OH_070	12,6	O2_018	4,3	1	40,3	35,8	67	4,6	1,9	2,5
05/03/00	1	OH_070	12,6	5577_071	6,7	2	21,9	25,3	9	3,2	1,8	2,0
05/03/00	1	OH_070	12,6	5577_071	6,7	2	40,3	37,9	154	4,6	1,9	2,2
05/03/00	1	OH_070	12,6	5577_071	6,7	2	21,9	21,9	-122	3,2	1,2	2,3
05/06/00	2	OH_016	18,3	O2_004	5,1	1	19,2	18,9	29	3,0	4,5	0,3
05/06/00	2	OH_016	18,3	5577_016	6,9	1	19,2	18,6	-73	3,0	5,2	0,3
05/06/00	2	O2_004	5,1	5577_016	6,9	1	18,9	18,6	-102	4,5	5,2	0,0
05/06/00	3	O2_044	4,1	5577_175	6,0	1	17,3	17,6	137	9,8	8,3	2,0
05/06/00	3	O2_044	4,1	5577_175	6,0	2	13,1	13,4	-14	4,8	3,8	2,3
29/06/00	1	OH_070	13,0	O2_018	3,8	1	30,0	33,6	-142	14,6	1,4	5,0
29/06/00	1	OH_070	13,0	5577_071	4,1	1	30,0	31,4	-135	14,6	4,2	2,7
30/06/00	5	OH_030	13,9	O2_008	4,0	1	41,0	42,4	-72	15,0	7,0	2,3
30/06/00	5	OH_030	13,9	5577_031	4,3	1	41,0	44,0	100	15,0	5,0	2,5
30/06/00	5	O2_008	4,0	5577_031	4,3	1	42,4	44,0	169	7,0	5,0	3,0
13/09/04	2	OH_040	794,1	O2_010	11,2	1	39,7	38,3	-10	1,3	1,1	1,3
13/09/04	2	OH_040	794,1	O5_011	23,0	2	39,7	39,7	175	1,3	1,3	1,0
12/11/04	2	OH_131	181,0	O2_033	5,0	2	15,7	14,0	54	3,8	3,5	1,1
12/11/04	2	OH_131	181,0	O5_034	7,7	1	15,7	14,2	144	3,8	2,7	1,4
12/11/04	3	OH_131	181,0	O2_033	5,0	2	47,1	47,1	55	0,6	0,8	0,5
12/11/04	3	OH_131	181,0	O5_034	7,7	1	47,1	42,4	-40	0,6	1,5	-0,3
12/11/04	3	OH_131	181,0	O5_034	7,7	2	31,0	31,8	136	2,2	0,5	3,1
05/06/05	4	OH_191	169,1	O5_049	3,8	1	61,8	54,0	-102	1,1	1,7	0,4
10/06/05	2	OH_119	145,2	O5_030	2,3	1	37,3	43,1	161	2,4	3,4	0,6
10/06/05	3	OH_189	139,0	O5_048	2,4	1	46,2	44,2	-112	6,6	3,2	2,0
10/06/05	6	OH_189	139,0	O5_048	2,4	1	60,5	51,4	-171	5,3	6,9	0,7
10/06/05	4	OH_227	156,2	O5_058	2,5	1	50,7	48,6	-164	11,7	4,6	2,2
10/06/05	5	OH_263	146,0	O5_067	2,5	1	51,6	57,4	157	6,6	7,1	0,9

$\beta_{\text{médio}} = 1,6 \pm 1,2$

APÊNDICE B

Fluxograma para obtenção de parâmetros de ondas de gravidade a partir de imagens da aeroluminescência.



Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)