

Universidade do Vale do Paraíba  
Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento

**ALAN DE ANDRADE MONTEIRO**

**ESTUDO DO ACOPLAMENTO MESOSFERA-IONOSFERA  
POR MEIO DE ONDAS DE GRAVIDADE**

São José dos Campos, SP.  
2012

**ALAN DE ANDRADE MONTEIRO**

**ESTUDO DO ACOPLAMENTO MESOSFERA-IONOSFERA  
POR MEIO DE ONDAS DE GRAVIDADE**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da Universidade do Vale do Paraíba, como complementação dos créditos necessários para obtenção do título de Mestre em Física e Astronomia.

Orientadores: *Prof. Dr. Marcio T. A. H. Muella*  
*Prof. Dr. Fábio Vargas*

São José dos Campos, SP.  
2012

M774e

Monteiro, Alan de Andrade

Estudo do acoplamento mesosfera-ionosfera por meio de ondas de gravidade  
[dissertação] / Alan de Andrade Monteiro; orientadores: Prof. Dr. Marcio Tadeu de Assis  
Honorato Muella, Prof. Dr. Fábio Vargas. – São José dos Campos, SP, 2012.  
176 p. ; 21cm

Dissertação (mestrado) - Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e  
Desenvolvimento. Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia.

Inclui referências

I. Física e Astronomia. 2. Mesosfera. 3. Ionosfera. 4. Acoplamento. 5. Ondas de  
gravidade. I. Marcio Tadeu de Assis Honorato, Muella. II. Vargas, Fábio. III. Universidade  
do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento. Programa de Pós-Graduação  
em Física e Astronomia. IV. Título.

CDU:52

Autorizo exclusivamente para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial  
desta dissertação, por processo fotocopiadoras ou transmissão eletrônica, desde que  
citada a fonte.

*Alan A. Monteiro*

**Alan de Andrade Monteiro**

Data: 14 de dezembro de 2012.

**ALAN DE ANDRADE MONTEIRO**

**“ESTUDO DO ACOPLAMENTO MESOSFERA-IONOSFERA POR MEIO DE ONDAS DE GRAVIDADE ”**

Dissertação aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Física e Astronomia, do Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia, do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento da Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, SP, pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. **JOSÉ RICARDO ABALDE GUEDE** (UNIVAP)

Prof. Dr. **MARCIO TADEU DE A. HONORATO MUELLA** (UNIVAP)

Prof. Dr. **IRAPUAN RODRIGUES DE OLIVEIRA FILHO** (UNIVAP)

Prof<sup>ª</sup>. Dra. **CLAUDIA MARIA NICOLI CÂNDIDO** (INPE)

Prof<sup>ª</sup>. Dra. Sandra Maria Fonseca da Costa

Diretor do IP&D – UniVap

São José dos Campos, 14 de dezembro de 2012.

*“No princípio criou o Senhor Deus os céus e a Terra...  
...e viu o Senhor Deus tudo quanto fizera e era muito bom.”*

*Gênesis 1:1 e 31*

## **Dedicatória**

A toda minha família e a minha adorável noiva Andreia.

## **Agradecimentos**

Ao Senhor Deus por me possibilitar, capacitar e sustentar à realização deste curso.

Aos meus familiares pelo apoio incondicional.

Aos orientadores Dr. Marcio Muella e Dr. Fábio Vargas por toda dedicação voltada a minha orientação.

À Fundação Vale Paraibana de Ensino, que através da Universidade do Vale do Paraíba e do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, forneceu os meios para a realização do programa de mestrado em Física e Astronomia.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, pela concessão da bolsa de mestrado sob processo 2010/03545-0.

A todos os professores e pesquisadores do grupo de Física e Astronomia da UNIVAP que direta ou indiretamente contribuíram para o desenvolvimento desta pesquisa.

Aos doutores E. Alam Kherani e José Valentin Bageston pela ajuda disponibilizada em diversas reuniões realizadas no INPE.

Aos professores Paulo Roberto Fagundes e Valdir Gil Pillat pelo auxílio na interpretação dos dados da ionossonda.

Ao Dr. Paulo Prado por ter fornecido os dados de vento utilizados nesta pesquisa.

A todos os funcionários do IP&D que de alguma forma contribuíram à minha pesquisa.

Aos meus colegas de curso e a todos aqueles que me apoiaram neste trabalho.

# ESTUDO DO ACOPLAMENTO MESOSFERA-IONOSFERA POR MEIO DE ONDAS DE GRAVIDADE

## Resumo

Objetivando estudar o acoplamento mesosfera-ionosfera através das características de propagação vertical de Ondas de Gravidade (GWs), foram conduzidas, ao longo do ano de 2008, observações destas duas regiões da atmosfera terrestre mediante a utilização de um imageador “All Sky” e uma ionossonda digital modelo CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde). Ambos os equipamentos foram operados no observatório da Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP), na cidade de São José dos Campos (23,2° S; 45,9° O). Também foram utilizados dados de vento obtidos através do Radar Meteorológico SkyMet, localizado na cidade de Cachoeira Paulista (22,7° S; 45,0° O) e operado pelos pesquisadores do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais). Através do imageador foram observadas, em altitudes mesosféricas, as emissões de luminescência atmosférica do OH e OI557,7 nm e, em altitudes ionosféricas, a emissão do OI630,0 nm. A análise da propagação vertical de uma GW da mesosfera à ionosfera foi fundamentada na comparação de seus valores de comprimento de onda, velocidade de fase e período, estimados em altitudes mesosféricas e ionosféricas, além da comparação de suas velocidades de fase com o valor do vento na mesma direção da GW. Para cada análise foram realizados os cálculos dos valores das velocidades verticais e horizontais de grupo, através dos quais foi possível confirmar a propagação vertical de uma GW da mesosfera à ionosfera, determinando-se o intervalo de tempo necessário para a GW alcançar a ionosfera e a distância horizontal percorrida por esta GW durante este intervalo de tempo. Pela primeira vez foram apresentadas estimativas de velocidade de grupo vertical e horizontal sobre o setor brasileiro utilizando os parâmetros medidos das ondas de gravidade que se propagaram da mesosfera até a ionosfera. Dentre 2208 eventos de ondas de gravidade mesosféricas estimadas com o imageador, nove eventos foram potencialmente caracterizados como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera. As ondas com tais características apresentaram comprimentos horizontais distribuídos entre 50 e 59 km, velocidades de fase entre 40 e 49 m/s, períodos de 20 a 29 minutos, velocidades verticais de grupo de até 9 m/s e velocidades horizontais de grupo entre 30 e 39 m/s. Estas ondas podem ser classificadas em altitudes ionosféricas como Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Média Escala (MSTIDs), pois seus períodos variaram entre 10 minutos e 1 hora, e as velocidades de fase foram inferiores a 300 m/s. Neste trabalho foi possível verificar que podem ocorrer mudanças nas direções de propagação de fase das GWs quando elas se propagam da mesosfera à ionosfera, possivelmente devido a gradientes horizontais de vento que proporcionaram que as frentes de ondas experimentassem rotação. As GWs classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera (observadas com o imageador) apresentaram ainda forte tendência de se propagarem entre 0° e 45° quando observadas na mesosfera, e entre 0° e 90° quando observadas na ionosfera. As ondas diurnas estimadas na ionosfera através da utilização da ionossonda apresentaram, em sua maioria, períodos superiores a 100 minutos, amplitudes de até 40 km, velocidades verticais de grupo variando entre 6 e 10 m/s, e comprimentos verticais variando entre 26 a 50 km. As ondas observadas a partir dos gráficos de isofrequência revelaram, para todos os eventos nos dias que antecederam às observações dos imageadores, não estarem associadas a ondas de gravidade.

**Palavras-chave:** Acoplamento, Mesosfera, Ionosfera, Ondas de Gravidade.

# STUDY OF COUPLING BETWEEN MESOSPHERE- IONOSPHERE DUE TO GRAVITY WAVES

## Abstract

To study the mesosphere-ionosphere coupling by observing the characteristics of propagation of gravity waves (GWs), observations of these two regions of the Earth's atmosphere were conducted in 2008 by using an "All Sky" imager and a digital ionosonde of the type CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde). Both instruments were located at the observatory of the University of Vale do Paraíba (UNIVAP), in São José dos Campos (23.2° S, 45.9° W). Atmospheric wind data obtained from meteor radar of the type SkyMet, installed in Cachoeira Paulista (22.7° S, 45.0° W) and operated by INPE (National Institute for Space Research), was also used in the study. Airglow emissions of OH and OI557,7 nm were observed in mesospheric altitudes and OI630,0 nm emissions were detected at ionospheric altitudes from the "All Sky" imager. The analysis of the vertical propagation of GWs from the mesosphere to the ionosphere was made by comparing the characteristics of the waves, such as the wavelength, phase velocity and period, and also by comparing their phase velocities with the winds in the same direction of the GW. For each analysis were performed calculations of the values of vertical and horizontal group velocities. Through this analysis was possible to confirm the vertical propagation of a GW from the mesosphere to the ionosphere, to determine the time interval required for the GW to reach the ionosphere, and the horizontal distance traveled by this GW. For the first time is presented an estimation of the group vertical velocity and the group horizontal velocity using the measured parameters of gravity waves detected over the Brazilian sector. Among 2208 events of mesospheric gravity waves estimated by the imaging, nine events were potentially characterized as vertically propagating from the mesosphere to the ionosphere. The waves with such characteristics exhibited horizontal lengths distributed between 50 and 59 km, phase velocities between 40 and 49 m/s, periods of 20 to 29 minutes, vertical group velocities of up to 9 m/s and horizontal group velocities between 30 and 39 m/s. In ionospheric heights these waves can be classified as Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances (MSTIDs) because their periods ranged from 10 minutes to 1 hour, and the phase velocities were less than 300 m/s. In this study we found that changes can occur in the directions of GWs' phase during their propagations from the mesosphere to the ionosphere, possibly due to the presence of horizontal gradients on the winds, which provides that the wavefront experiences some rotation. The GWs classified as vertically propagating from the mesosphere to the ionosphere (observed with the imager) also showed a strong tendency to propagate between 0° and 45° when observed in the mesosphere, and between 0° and 90° when observed in the ionosphere. During daytime, ionospheric waves estimated by the ionosonde showed periods longer than 100 minutes, amplitudes up to 40 km, vertical group velocities ranging from 6 to 10 m/s, and vertical lengths varying between 26-50 km. The waves observed in the isofrequency plots during daytime, in the days leading to the observations of the waves from the imagers, revealed to be not associated with gravity waves.

**Keywords:** Coupling, Mesosphere, Ionosphere, Gravity Waves.

## Lista de Figuras

Figura 2. 1 - Nomenclatura das regiões atmosféricas. Adaptado de Hargreaves (1979). .....	31
Figura 2. 2 - Forças atuando no cilindro de gás.....	31
Figura 2. 3 - Densidade Atmosférica apresentada em escala logarítmica. (Vargas 2007, página 38).....	33
Figura 2. 4 – Composição atmosférica e ionosférica diurna. Adaptado de Rishbeth e Garriott (1969), página 21. ....	36
Figura 2. 5 – Diagrama do fluxo de energia proveniente da ação da radiação solar na atmosfera terrestre. Adaptado de Shunck and Naggy (2000). ....	38
Figura 2. 6 - Ionosfera Terrestre. (Adaptado de Kelley 2009). ....	39
Figura 2. 7 – Diagrama esquemático do perfil de densidade eletrônica contendo as frequências críticas, picos de altura e meias-profundidades das regiões E e F. A curva intitulada vale E-F corresponde ao perfil noturno e a curva $f_0F1$ corresponde ao perfil diurno. Adaptado de Shunck e Naggy (2000), página 323. ....	39
Figura 2. 8 – Processos externos que operam na ionosfera terrestre. Adaptado de Shunck and Naggy (2000), página 313. ....	40
Figura 2. 9 - Considerações para estudo da radiação ionizante da atmosfera. ....	41
Figura 2. 10 - Modelo de Cargas no Terminadouro. Adaptado de Kelley (2009). ....	47
Figura 2. 11 - Esboço do Pico Pré Reverso. Adaptado de Kelley (2009). ....	48
Figura 2. 12 - Perfil da densidade eletrônica da região equatorial. Adaptado de Kelley (2009). ....	49
Figura 2. 13 - Esquematização da Instabilidade Rayleigh Taylor. Adaptado de Kelley (2009). ....	49
Figura 2. 14 - Níveis de energia permitidos para o átomo de hidrogênio. Adaptado de Atkins e Jones (2005), página 129. ....	51
Figura 2. 15 – Diagrama de Linus Pauling para representação dos níveis eletrônicos de energia. ....	57
Figura 2. 16 – Representação do momento angular total de uma molécula. ....	60
Figura 2. 17 – Representação dos parâmetros dos momentos angulares em uma molécula. ....	60
Figura 2. 18 – Representações simétricas e antissimétricas para moléculas pertencentes .....	61
Figura 2. 19 – Curvas de Energia Potencial Adiabática de moléculas diatômicas. Adaptado de TOHMATSU (1990), página 159. ....	63
Figura 2. 20 – Diagrama representando a transição do estado $^1D$ para $^3P$ , correspondente a emissão do O 630,0 nm. Adaptado de Shunck and Naggy (2000), página 218. ....	65
Figura 2. 21 - Diagrama representando a transição do estado $^1S$ para $^1D$ , correspondente a emissão do O 557,7 nm. Adaptado de Shunck and Naggy (2000), página 218. ....	66
Figura 2. 22 – Características de propagação de uma onda de gravidade. Adaptado de Vargas (2007), página 162. ....	90
Figura 2. 23 - Condição de propagação vertical de uma GW definida pelo número de onda vertical ao quadrado ( $m^2$ ). Extraído de Bageston (2009), página 13. ....	91
Figura 2. 24 - Nível de reflexão de uma GW. Extraído de Vargas (2007), página 65. ....	92

Figura 2. 25 - Nível de absorção de uma GW. Extraído de Vargas (2007), página 66.....	93
Figura 3. 1 - Cobertura visual do imageador de São José dos Campos - SP (32,31° S, 45,86°O). .....	95
Figura 3. 2 - Diagrama em blocos do imageador “All-Sky” com câmara CCD. ....	96
Figura 3. 3 - Roda de filtros de interferência do Imageador CCD All Sky. ....	97
Figura 3. 4 - Imagem reproduzida a partir de um fotômetro imageador sem a utilização de filtros de interferência. Fonte: Freitas (2006).....	98
Figura 3. 5 - Geometria de coordenadas curvilíneas da atmosfera terrestre. Adaptada de Vargas, 2007, página 90. ....	99
Figura 3. 6 - Determinação do F.O.V. para a emissão do OH. ....	99
Figura 3. 7 - Representação do F.O.V. do imageador para a emissão do OH.....	100
Figura 3. 8 - Sondagem da ionosfera através da técnica de pulsos de ondas em frequência de rádio. Adaptado de MITRA, 1952. ....	101
Figura 3. 9- Envio e reflexão dos pulsos em frequência de rádio. ....	102
Figura 3. 10 - Sistema de transmissão CADI para amplificação dos sinais de rádio utilizado pelo grupo de Física e Astronomia da UNIVAP. ....	106
Figura 3. 11 - Localização das ionossondas digitais do grupo de Física e Astronomia da UNIVAP. ....	107
Figura 3. 12 - Ionossonda localizada no Campus Urbanova da UNIVAP na cidade de São José dos Campos. .	107
Figura 3. 13 - CADI em funcionamento na UNIVAP – São José dos Campos. ....	108
Figura 3. 14 - Antenas de recepção utilizadas pelo grupo de Física e Astronomia da UNIVAP. ....	108
Figura 3. 15 - Componentes ordinárias e extraordinárias de reflexão de um sinal de rádio. ....	109
Figura 3. 16 – Posicionamento antenas do sistema de radar meteórico.....	111
Figura 4. 1 - Interface gráfica do UASDA para observação de eventos mesosféricos e ionosféricos. Extraído de Pillat et al., 2009. ....	113
Figura 4. 2 - Exemplo da aplicação da técnica Time Difference para emissão do OH na noite de 01 de setembro de 2008.....	115
Figura 4. 3 - Espectro de potência para a imagem representativa da GW verificada na noite de 01 de abril de 2008.....	116
Figura 4. 4 - Gráfico fase versus tempo. ....	117
Figura 4. 5 - Diagrama da lógica empregada na confecção do código para obtenção dos parâmetros de ondas a partir do imageador. ....	118
Figura 4. 6 – Representação da divisão realizada em cada imagem de luminescência atmosférica. ....	121
Figura 4. 7 – Etapas da análise para verificação da propagação vertical das GWs da mesosfera à ionosfera.	125
Figura 4. 8 - Exemplo de Gráfico de Isofrequência fornecido pelo software UDIDA. A linha azul focaliza principalmente oscilações nas frequências de 5, 6 e 7 MHz. ....	126
Figura 4. 9 - Análise individual das frequências para o dia 04/05/2008.....	127
Figura 4. 10 - Seleção dos momentos para obtenção dos valores das alturas de reflexão em função do tempo, para as frequências de 6 e 7 MHz. ....	128

**Figura 4. 11 - Exemplo de análise ionosférica de três dias centrados na noite de observação da mesosfera.132**

**Figura 5. 1 – Representação da propagação horizontal das ondas de gravidade caracterizadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera na noite de 1º de abril de 2008. ....136**

**Figura 5. 2 - Distribuição dos parâmetros característicos das GWs observadas através do imageador e classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera. Painel (a): velocidades de fase; Painel (b): comprimentos de onda; Painel (c): períodos; Painel (d): velocidades horizontais de grupo; Painel (e): velocidades verticais de grupo. ....153**

**Figura 5. 3 - Mudanças nas direções horizontais de propagação para as GWs observadas no quadro A da noite de 1º de abril de 2008, observadas entre as 19 e 00 hora na emissão do OH. ....157**

**Figura 5. 4 – Direções das GWs verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera quando tais ondas foram observadas nestas respectivas altitudes. ....158**

**Figura 5. 5 - Gráficos de isofrequência obtidos através da ionossonda, referente à análise da GW classificada como verticalmente propagante da mesosfera à ionosfera observada com o imageador na noite de 1º de abril de 2008. ....160**

**Figura 5. 6 - Gráficos de isofrequência obtidos através da ionossonda, referentes à análise das GWs classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera observadas com o imageador em: painel (a): 1º de setembro de 2008; painel (b): 3 de maio de 2008; painel (c): 3 de setembro de 2008; painel (d): 4 de maio de 2008. ....161**

**Figura 5. 7 – Parâmetros característicos das ondas observadas através da ionossonda. Painel (a): distribuição dos períodos; Painel (b): amplitudes; Painel (c): comprimentos verticais; Painel (d) velocidades verticais. ....163**

## Lista de Tabelas

Tabela 2. 1 – Características da absorção da radiação solar de alguns constituintes atmosféricos.....	34
Tabela 2. 2 – Processos de transferência de calor nas regiões atmosféricas.....	34
Tabela 2. 3 – Composição atmosférica. (Fonte: Hargreaves (1979), página 57). .....	34
Tabela 2. 4 – Formação e remoção de alguns constituintes atmosféricos. ....	35
Tabela 2. 5 – Energia potencial de ionização e respectivos comprimentos de ondas de alguns gases atmosféricos. (Fonte: Hargreaves (1979), página 68). .....	36
Tabela 2. 6 – Simplificações para a equação da continuidade. ....	40
Tabela 2. 7 – Alguns Processos de perdas de ionização e elétrons ocorridos na ionosfera. ....	43
Tabela 2. 8 – Principais processos de perda de ionização específicos as camadas ionosféricas. ....	44
Tabela 2. 9 – Principais características da região D. ....	45
Tabela 2. 10 - Principais características da região E.....	45
Tabela 2. 11 - Principais características da região F1. ....	45
Tabela 2. 12 - Fotoquímica das regiões E e F. ....	46
Tabela 2. 13 – Representação dos estados quânticos de um elétron. ....	54
Tabela 2. 14 – Representação dos momentos angulares de um elétron.....	55
Tabela 2. 15 – Representações para L, o número quântico que indica a soma vetorial do momento angular orbital de um estado eletrônico.....	56
Tabela 2. 16 – Alguns símbolos de termos para subcamadas eletrônicas parcialmente preenchidas. ....	58
Tabela 2. 17 – Símbolos utilizados para o componente axial do momento angular orbital. ....	61
Tabela 2. 18 – Processos de excitação do oxigênio atômico para o estado O( <sup>1</sup> D). ....	65
Tabela 2. 19 - Descrição dos estados quânticos do OH.....	68
Tabela 3. 1- Características dos filtros de interferência. Fonte: Freitas (2007). ....	97
Tabela 3. 2 - Campos de visão do imageador para algumas linhas de emissão atmosféricas.....	100
Tabela 3. 3 - Especificações das ionossondas CADI.....	109
Tabela 4. 1 - Caracterização dos grupos de imagens específicos a cada noite de observação.....	120
Tabela 4. 2- Instantes de ocorrência dos pontos A, B, C e D característicos das frequências de 6 e 7 MHz do dia 04/05/2008.....	129
Tabela 4. 3 - Diferenças temporais para os pontos característicos da frequência de 6 MHz. ....	130
Tabela 4. 4 - Diferenças temporais para os pontos característicos da frequência de 7 MHz. ....	130
Tabela 4. 5 - Diferenças temporais e espaciais dos pontos A, B, C e D das frequências de 6 e 7 MHz. ....	131

Tabela 5. 1 – Eventos de onda de gravidade que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observados respectivamente na emissão mesosférica do OI557,7 nm e na emissão ionosférica do OI630,0 nm em 1º de abril de 2008.....	135
Tabela 5. 2 – Explicação do cálculo da velocidade horizontal de grupo necessária para que o evento de onda observado na emissão do OI557,7 nm em 1º de abril de 2008 pudesse se propagar horizontalmente do quadro mesosférico M ao quadro ionosférico C.....	136
Tabela 5. 3 - Explicação do cálculo da distância horizontal percorrida pela onda de gravidade observada no quadro M na emissão do OI557,7 nm e no quadro ionosférico C, em 1º de abril de 2008.....	136
Tabela 5. 4 – Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (emissão do OH) e em altitudes ionosféricas (emissão do OI630,0 nm) em 01/09/2008. ....	137
Tabela 5. 5 – Comparação entre os valores das velocidades horizontais de grupo necessárias para que as GWs se propagassem dos quadros nos quais foram observadas na mesosfera (emissão do OH) aos quadros onde foram observadas na ionosfera (emissão do OI630,0 nm) e as velocidades horizontais de grupo calculadas para estas GWs quando observadas em altitudes mesosféricas, em 1º de setembro de 2008. ....	138
Tabela 5. 6 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas na emissão do OI557,7 nm e altitudes ionosféricas na emissão do OI630,0 nm em 1º de setembro de 2008.....	138
Tabela 5. 7 - Comparação entre os valores das velocidades horizontais de grupo necessárias para que as GWs se propagassem dos quadros nos quais foram observadas na mesosfera (emissão do OI557,7 nm) aos quadros onde foram observadas na ionosfera (emissão do OI630,0 nm) e as velocidades horizontais de grupo calculadas para estas GWs quando observadas em altitudes mesosféricas, em 1º de setembro de 2008.....	139
Tabela 5. 8 – Eventos de onda que apresentaram consideráveis evidências de apresentarem propagação vertical da mesosfera à ionosfera em 1º de setembro de 2008.....	139
Tabela 5. 9 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas na emissão do OH e ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 03 de maio de 2008. ....	140
Tabela 5. 10 – Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 03 de maio de 2008 nas emissões do OH e do OI630,0 nm.....	140
Tabela 5. 11 – Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas na emissão do OI557,7 nm e ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 03 de maio de 2008.....	141
Tabela 5. 12 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 03 de maio de 2008 nas emissões do OI557,7 nm e do OI630,0 nm. ....	141
Tabela 5. 13 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (OH e 557,7 nm) e altitudes ionosféricas (OI630,0 nm), em 03 de setembro de 2008. ....	142

Tabela 5. 14 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 03 de setembro de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas. ....	142
Tabela 5. 15 – Eventos de onda que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observadas, respectivamente, nas emissões do OH, 557,7 nm e 630,0 nm, em 03 de setembro de 2008. ....	143
Tabela 5. 16 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observados respectivamente nas emissões do OH, OI557,7 nm e OI630,0 nm, em 03 de setembro de 2008.....	143
Tabela 5. 17 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas nas emissões do OH e 557,7 nm e altitudes ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 04 de março de 2008. ....	144
Tabela 5. 18 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 04 de março de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.....	145
Tabela 5. 19 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (OH e 557,7 nm) e altitudes ionosféricas (OI630,0 nm), em 04 de maio de 2008. ....	145
Tabela 5. 20 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 04 de maio de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas. ....	146
Tabela 5. 21 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (OH e 557,7 nm) e altitudes ionosféricas (OI630,0 nm), em 05 de março de 2008. ....	146
Tabela 5. 22 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 05 de março de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.....	147
Tabela 5. 23 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas nas emissões do OH e 557,7 nm e altitudes ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 05 de maio de 2008. ....	147
Tabela 5. 24 - Eventos de onda que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observadas, respectivamente, nas emissões do OH, 557,7 nm e 630,0 nm, em 05 de maio de 2008. ....	148
Tabela 5. 25 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 05 de maio de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas. ....	148
Tabela 5. 26 – Eventos de ondas de gravidade que apresentaram evidências de propagação vertical da mesosfera à ionosfera em 2008. ....	149
Tabela 5. 27 – Comparação ente os valores de velocidade de fase e velocidade do vento na mesma direção de propagação das GWs, em altitudes mesosféricas, que apresentaram evidências de propagação da mesosfera à ionosfera. ....	151
Tabela 5. 28- Parâmetros das ondas observadas através da ionossonda CADI. ....	162

## Lista de símbolos

$N, n$	-	Densidade numérica; Número quântico principal.
$p$	-	Pressão Atmosférica.
$p_0$	-	Pressão Atmosférica não perturbada.
$p_1$	-	Pressão Atmosférica perturbada.
$\tilde{p}$	-	Representação ondulatória da componente perturbada da pressão atmosférica.
$\hat{p}$	-	Representação da pressão atmosférica no nível $z = 0$ .
$m$	-	Massa.
$m_e$	-	Massa do elétron.
$h$	-	Altura.
$H$	-	Escala de Altura.
$z$	-	Altura reduzida.
$g$	-	Aceleração da gravidade.
$k$	-	Constante de Boltzmann; Vetor número de onda.
$k_x$	-	Número de onda zonal.
$k_y$	-	Número de onda meridional.
$T$	-	Temperatura; Período.
$\sigma$	-	Seção transversal de absorção.
$\sigma_i$	-	Seção transversal de ionização.
$\eta$	-	Eficiência de Ionização.
$q$	-	Taxa de produção eletrônica; carga do elétron.
$L$	-	Taxa de recombinação eletrônica.
$\nu$	-	Velocidade de deriva dos elétrons; estado fundamental de energia; níveis vibracionais; frequência de colisão dos elétrons.
$f_0E$	-	Frequência crítica da camada E ionosférica.
$f_0F1$	-	Frequência crítica da camada F1 ionosférica.
$f_0F2$	-	Frequência crítica da camada F2 ionosférica.
$h_mE$	-	Pico de altitude da camada E ionosférica.
$h_mF1$	-	Pico de altitude da camada F1 ionosférica.
$h_mF2$	-	Pico de altitude da camada F2 ionosférica.
$y_mE$	-	Espessura média da camada E ionosférica.

$y_m F1$	-	Espessura média da camada $F1$ ionosférica.
$y_m F2$	-	Espessura média da camada $F2$ ionosférica.
$N_m E$	-	Máxima densidade eletrônica da camada $E$ ionosférica.
$N_m F1$	-	Máxima densidade eletrônica da camada $F1$ ionosférica.
$N_m F2$	-	Máxima densidade eletrônica da camada $F2$ ionosférica.
$I$	-	Radiação ionizante.
$\chi$	-	Ângulo zenital.
$X^+$	-	Íon positivo genérico.
$\alpha$	-	Coefficiente de recombinação eletrônica.
$\beta$	-	Coefficiente de junção eletrônica.
$U$	-	Vento neutro.
$u''$	-	Segunda derivada do vento neutro em relação à altura.
$B$	-	Campo magnético.
$E$	-	Campo elétrico.
$J$	-	Densidade de Corrente; Soma vetorial do momento angular total do estado eletrônico.
$l, m_l$	-	Número quântico de momento angular orbital.
$L$	-	Soma vetorial do momento angular orbital.
$\hbar$	-	Constante de Planck dividida por $2\pi$ .
$s, m_s$	-	Número quântico magnético de spin.
$S$	-	Soma vetorial do momento angular de spin.
$j$	-	Momento angular total de um elétron.
$A$	-	Componente axial da soma vetorial do momento angular orbital.
$\Sigma$	-	Componente axial da soma vetorial do momento angular de spin.
$\Omega$	-	Componente axial da soma vetorial do momento angular total do estado eletrônico; Velocidade angular terrestre; Frequência intrínseca de uma onda de gravidade.
$R$	-	Momento angular rotacional de uma molécula.
$D_{\infty h}$	-	Moléculas diatômicas homonucleares.
$N^2$	-	Frequência de Brünt Väisälä
$c_p$	-	Calor específico à pressão constante.
$c_v$	-	Calor específico à volume constante.
$c_s$	-	Velocidade do som.

$\rho$	-	Densidade atmosférica.
$\rho_0$	-	Densidade atmosférica não perturbada.
$\rho_1$	-	Densidade atmosférica perturbada.
$\tilde{\rho}$	-	Representação ondulatória da componente perturbada da densidade atmosférica.
$\mathbf{v} = (u, v, w)$	-	Vetor velocidade do vento nas direções zonal, meridional e vertical, respectivamente.
$\mathbf{v}_0 = (u_0, v_0, w_0)$	-	Vetor velocidade do vento expresso através das componentes não perturbadas.
$\mathbf{v}_1 = (u_1, v_1, w_1)$	-	Vetor velocidade do vento expresso através das componentes perturbadas.
$\tilde{u}$	-	Representação ondulatória da componente perturbada do vento na direção zonal.
$\hat{u}$	-	Representação do vento zonal no nível $z = 0$ .
$\tilde{w}$	-	Representação ondulatória da componente perturbada do vento na direção vertical.
$\hat{w}$	-	Representação do vento meridional no nível $z = 0$ .
$\omega$	-	Frequência aparente da onda.
$\omega_1$	-	Representação da frequência aparente perturbada da onda.
$\tilde{\omega}$	-	Representação ondulatória da frequência aparente perturbada da onda.
$\hat{\omega}$	-	Representação da frequência aparente da onda no nível $z = 0$ .
$c_x$	-	Velocidade horizontal de fase da onda
$c_l$	-	Velocidade intrínseca de fase da onda
$m^2$	-	Número de onda vertical de uma onda de gravidade.
$c_{gh}$	-	Velocidade horizontal de grupo de uma onda de gravidade.
$c_{gz}$	-	Velocidade vertical de grupo de uma onda de gravidade.
$f_c$	-	Força de Coriolis.
$T_S$	-	Período sideral de rotação do planeta Terra.
$f_t$	-	Frequência do sinal eletromagnético emitido pela antena transmissora da ionossonda.
$f_p$	-	Frequência do plasma.
$\epsilon_0, \epsilon_0$	-	Permissividade do espaço livre.
$\omega_h$	-	Girofrequência do elétron.
$e$	-	Carga do elétron.

$\omega_n$	-	Girofrequencia do plasma.
$\theta$	-	Ângulo formado entre a direção de propagação da onda de gravidade e o campo magnético.
$\mu$	-	Índice de refração de ondas eletromagnéticas.
$X, Y, Z$	-	Parâmetros magneto-iônicos.
$\lambda_x$	-	Comprimento horizontal de onda.
$\lambda_z$	-	Comprimento vertical de onda.
$\phi$	-	Direção de propagação de fase de uma onda de gravidade.
$c_x$	-	Velocidade de fase de uma onda de gravidade.
$T_o$	-	Período observado.
$T_i$	-	Período intrínseco.
$c_{gz}$	-	Velocidade vertical de grupo de uma onda de gravidade.
$c_{gb}$	-	Velocidade horizontal de grupo de uma onda de gravidade.
$V_W$	-	Velocidade do vento na mesma direção de propagação de uma onda de gravidade.
$V_z$	-	Velocidade vertical de fase de uma onda de gravidade.
$\Delta h_z$	-	Deslocamento vertical de uma onda de gravidade.
$\Delta t$	-	Deslocamento temporal de uma onda de gravidade.

## Lista de abreviaturas e siglas

GWs – *Gravity Waves* (Ondas de Gravidade).

ESF – *Equatorial Spread F*.

RTI – Instabilidade Rayleigh Taylor.

PRE – Pico Pré Reverso.

UDIDA - *UNIVAP Digital Ionosonde Data Analysis*.

UASDA – *UNIVAP All Sky Data Analysis*.

EUV - Extremo ultravioleta.

TD - *Time Difference*.

FFT – *Fast Fourier Transform* (Transformada de Fourier).

FOV – *Field of View* (Campo de visão do imageador).

UT – *Universal Time* (Hora Universal).

LT – *Local Time* (Hora Local).

CCD - *Charge-Coupled Device* (Dispositivo de Carga Acoplada).

INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.

EPB – *Equatorial Plasma Bubbles* (Bolhas de Plasma Equatorial).

MLT – *Mesosphere Lower Thermosphere* (Mesosfera Baixa Termosfera).

TIDs – *Traveling Ionospheric Disturbances* (Distúrbios Ionosféricos Propagantes).

MSTIDs – *Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances* (Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Média Escala).

LSTIDs – *Large Scale Traveling Ionospheric Disturbances* (Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Larga Escala).

## Sumário

CAPÍTULO 1 .....	24
INTRODUÇÃO.....	24
1.1 Motivação .....	25
1.2 Objetivo Principal .....	27
1.3 Estrutura da Dissertação .....	28
CAPÍTULO 2 .....	29
FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....	29
2.1 Atmosfera Terrestre .....	29
2.2 A equação hidrostática.....	31
2.3 O Perfil de temperatura atmosférico.....	33
2.4 Composição Química da Atmosfera Terrestre.....	34
2.5 A Ionosfera Terrestre .....	35
2.6 Pico Pré-Reverso e Irregularidades Ionosféricas .....	46
2.7 Luminescência Atmosférica.....	49
2.7.1 Fundamentação.....	50
2.7.2 Múltiplos Elétrons .....	55
2.7.3 Espectros Eletrônicos de Moléculas Diatômicas.....	59
2.7.4 Processo de Fotoionização.....	62
2.7.5 Camadas de Luminescência Atmosférica.....	63
2.7.6 Emissão do OI – 630,0 nm .....	64
2.7.7 Emissão do OI - 557,7 nm.....	66
2.7.8 Emissão do OH – Bandas de Meinel.....	67
2.8 Ondas de Gravidade.....	68
2.8.1 Definição de Ondas de Gravidade .....	68
2.8.2 Equações que Descrevem as Ondas de Gravidade .....	70
2.8.3 Fontes de Ondas de Gravidade na Baixa Atmosfera .....	82

2.8.4 Fontes de Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera (TIDs).....	84
2.8.5 Influência da Propagação de Ondas de Gravidade na Baixa Atmosfera .....	87
2.8.6 Influências da Propagação de Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera.....	88
2.8.7 Propagação Vertical de Ondas de Gravidade .....	89
CAPÍTULO 3 .....	94
INSTRUMENTAÇÃO .....	94
3.1 Luminescência Atmosférica.....	94
3.2 Imageador All Sky .....	95
3.3 Rádio Sondagem da Ionosfera .....	100
3.3.1 Ondas eletromagnéticas em um meio ionizado .....	102
3.3.2 CADI – Canadian Advanced Digital Ionosonde .....	104
3.4 Radar Meteórico .....	110
CAPÍTULO 4 .....	112
METODOLOGIA.....	112
4.1 Metodologia para análise das imagens obtidas com o Imageador All Sky.....	113
4.2 Metodologia para análise dos dados obtidos com a CADI.....	125
CAPÍTULO 5 .....	134
RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	134
5.1 Características das Ondas de Gravidade Observadas com o Imageador .....	134
5.1.1 Análise da noite de 01/04/2008 .....	135
5.1.2 Análise da noite de 01/09/2008 .....	137
5.1.3 Análise da noite de 03/05/2008 .....	139
5.1.4 Análise da noite de 03/09/2008 .....	142
5.1.5 Análise da noite de 04/03/2008 .....	144
5.1.6 Análise da noite de 04/05/2008 .....	145
5.1.7 Análise da noite de 05/03/2008 .....	146
5.1.8 Análise da noite de 05/05/2008 .....	147

5.1.9 Análise da velocidade do vento na direção de propagação das GWs.....	149
5.2 Discussão dos Resultados Obtidos com o Imageador .....	152
5.3 Ondas estimadas através do uso da ionossonda.....	159
CAPÍTULO 6 .....	164
CONCLUSÕES .....	164
6.1 Conclusões do Trabalho.....	164
6.2 Sugestões de Trabalhos.....	166
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	167

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

A atmosfera terrestre pode ser comparada a um imenso laboratório, no qual a radiação solar se apresenta como fonte central de energia a diversos processos físicos e reações químicas que ocorrem simultaneamente. Muitos destes processos, peculiares a determinadas altitudes, permitem que a atmosfera terrestre seja dividida em regiões cuja nomenclatura esteja fundamentada no objetivo central da pesquisa. Desta maneira existem classificações quanto ao perfil médio de temperatura, composição química, grau de ionização, dentre outras.

Não menos importante é a maneira como os constituintes atmosféricos se distribuem com o aumento da altitude. Este perfil vertical de distribuição apresenta caráter exponencial, sendo que à medida que a altitude é elevada diminui-se a quantidade de matéria na atmosfera.

Propriedade inerente à atmosfera é sua capacidade em suportar movimentos ondulatórios, proporcionados pela influência múltipla de diversas forças que atuam simultaneamente sobre os constituintes atmosféricos. Dentre tais interações salientam-se aquelas ocorridas entre a força da gravidade e o desequilíbrio de pressão, resultando nas ondas de gravidade, (GWs) que se caracterizam como foco central da deste estudo.

São postuladas como fonte para geração de GWs uma grande variedade de fenômenos, dentre os quais se destacam depressões no solo, convecções troposféricas, processos aurorais e outras fontes (TAYLOR et al., 1990). GWs desenvolvem um papel importante no transporte de energia da baixa atmosfera para a média atmosfera, influenciando, significativamente, a estrutura térmica e a escala global de circulação destas regiões (FRITS et al., 2003). Devido a estes fatores, as observações das características das GWs têm se tornado muito importantes e de grande interesse aos cientistas nos últimos anos (DOU et al., 2010).

GWs são reconhecidas como fontes importantes de modulação das estruturas de vento e temperatura na mesosfera e baixa termosfera, em conjunto com a radiação solar e partículas energéticas. GWs se propagando em altitudes mesosféricas são inferidas através das emissões das camadas de luminescência atmosférica, perceptíveis através da técnica de imageamento. Tais observações fornecem dados de ocorrência, direção de propagação e vários parâmetros inerentes as GWs. Esta técnica é sensível a ondas com escala vertical maior que a espessura da camada (geralmente 8 a 10 km) e abrange um campo de visão de 180° azimutais, numa região com aproximadamente 450 km de raio em uma altitude média de 90 km (CHUNG et al., 2003).

## 1.1 Motivação

GWs são importantes agentes para o acoplamento entre a baixa, média e alta atmosfera (FRITTS; ALEXANDER, 2003), pois transportam energia para além de suas fontes geradoras e distribuem esta energia em toda a atmosfera (LIU, 1992). Neste contexto, o transporte e, subsequentemente a deposição de energia, são componentes primordiais na dinâmica atmosférica (NAPPO, 2002).

Uma considerável parte da variabilidade observada em parâmetros mesosféricos, termosféricos e ionosféricos está relacionada com variações apresentadas no gás neutro, especialmente devido à atividade de ondas de gravidade (BOSKA et al., 2002; SAULI, et al., 2006).

Devido a grande importância do acoplamento entre os movimentos das ondas com outros processos atmosféricos, a investigação das características das GWs permite ampla compreensão sobre os processos que ocorrem na média e alta atmosfera (GAVRILOV; FUKAO, 2001). Os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade tais como frequência, comprimento de onda horizontal e direção de propagação permitem estimar os fluxos de momento que são indicadores da atividade das GWs na mesosfera (VARGAS et al., 2009).

Ao longo do percurso de propagação, GWs interagem com o fluxo básico e podem sofrer atenuação, reflexão ou quebra. Quando há quebra pode ocorrer a geração de ondas com escalas menores, que são mais favoráveis a alcançarem altitudes mais elevadas (VARGAS, 2007).

Para entender os efeitos das GWs no processo de acoplamento entre Mesosfera-Termosfera-Ionosfera faz-se necessário estudar suas características de propagação em altitudes mesosféricas, juntamente com observações simultâneas realizadas em altitudes ionosféricas (TAORI et al., 2011).

É crescente o interesse da compreensão entre o acoplamento da atmosfera neutra e ionizada. Ondas de gravidade têm sido sugeridas como responsáveis pelo início das Instabilidades Rayleigh Taylor (RTI), Espalhamento da Camada F Equatorial (ESF) e bolhas de plasma que se propagam para elevadas altitudes (FRITTS, et al., 2009). O processo RTI é considerado como o principal precursor do ESF. Todavia, esta instabilidade requer uma perturbação inicial que pode ser causada tanto por GWs provenientes da baixa atmosfera, quanto por ondas geradas próximas ao local de ocorrência da instabilidade (TAORI et al., 2011).

GWs são apontadas diretamente como “gatilho” para a geração da RTI, através de perturbações na densidade e na velocidade das perturbações na base da camada F, ou indiretamente através do mapeamento do campo elétrico à camada E esporádica ou outros campos em baixas altitudes no equador magnético (FRITTS et al., 2009).

Embora recentes estudos e campanhas concluam que GWs observadas em alturas mesosféricas apresentam uma forte relação com processos de ESF, são necessárias mais evidências para a confirmação que ondas com propagação vertical cumprem as exigências necessárias para a origem de tais eventos. Diversos trabalhos observaram a presença de estruturas de larga escala em momentos anteriores à observação de Bolhas de Plasma Equatoriais (EPB) (TAORI et al., 2011).

Inúmeros modelos e estudos teóricos sugerem que GWs provenientes de convecções podem penetrar à mesosfera e baixa termosfera proporcionando consequências à ionosfera. Tais estudos e correlações entre fontes de GWs e efeitos ionosféricos conduzem a sugestões que GWs desempenham papéis significativos na dinâmica ionosférica (FRITTS; VADAS, 2008). Segundo os mesmos autores, independentemente de fatores como fonte de geração de GWs, temperatura termosférica e condições de filtragem (ventos, dutos, etc), GWs que penetram nas mais altas altitudes apresentam aumento em seu comprimento de onda vertical e decréscimo de sua frequência intrínseca à medida que se propagam verticalmente.

Dentre o amplo intervalo de frequências e escalas que GWs podem apresentar, são capazes de alcançar elevadas altitudes apenas aquelas caracterizadas por largas escalas e elevadas frequências. Nota-se que GWs de origem convectiva são fortemente influenciadas pela ação dos ventos na mesosfera e baixa termosfera (MLT). Este agente prescreve as principais características das GWs (frequências, escalas, direção de propagação, etc) que conseguirão penetrar a base da camada F e acima desta região (FRITTS et al., 2009).

Observa-se que um dos principais motivos pelos quais as ondas de gravidade deixam de se propagar verticalmente está associado ao processo de dissipação das ondas mediante processos turbulentos. A turbulência é gerada como resultado da quebra de ondas por meio de instabilidades não lineares, que causa uma rápida e irreversível deformação no contorno da onda. Através da turbulência ocorre a transferência de energia e momento das ondas de gravidade para o meio atmosférico. Salienta-se que o processo de quebra das GWs pode gerar ondas de menores escalas, que por sua vez, são mais propícias a atingirem altitudes ainda mais elevadas (VARGAS, 2007).

Desta forma, importantes processos pelos quais a baixa atmosfera se acopla à termosfera estão relacionados à dissipação de ondas de gravidade que pode ocasionar na deposição de energia no meio atmosférico e fluxos de calor que fortalecem os processos de turbulência e mistura de constituintes (LIU, 1992). De acordo com Liu (1992) GWs podem ser consideradas como a explicação do arraste e difusão dos constituintes mesosféricos, contribuindo substancialmente com a circulação de larga escala e estrutura desta região. Não menos importantes são as suposições que instabilidades geradas pelas ondas de gravidade, em regiões ionosféricas, podem ser a fonte para geração de fenômenos característicos desta altitude.

Distúrbios ionosféricos propagantes (TIDs) são frequentemente observados em altas e médias latitudes e podem ser consideradas como manifestações de irregularidades ionosféricas que surgem como resposta a ondas de gravidade (SUNDAR DE et al., 2010). Em elevadas latitudes pode ocorrer um elevado acréscimo de partículas energéticas vindas do Sol. Este aumento na densidade de partículas e, conseqüentemente, aumento no número de colisões, provoca aquecimento intitulado de aquecimento Joule. Desta forma a investigação de TIDs em regiões aurorais fortalece o entendimento da evolução dos processos de transmissão de energia de elevadas latitudes para baixas latitudes (TSUGAWA et al., 2003; MIN WANG et al., 2007; SUNDAR DE et al., 2010). Atualmente várias investigações têm sido conduzidas com o objetivo de explorar a variabilidade temporal e espacial de ondas de gravidade e suas interações com observadas TIDs. Desta maneira o fluxo de energia conduzido verticalmente para cima a partir da troposfera até a mesosfera através da estratosfera pode ser compreendido (SUNDAR DE et al., 2010).

## **1.2 Objetivo Principal**

Neste trabalho é investigada a propagação vertical de ondas de gravidade. Objetiva-se verificar se ondas de gravidades presentes em altitudes mesosféricas são capazes de sobrepor agentes filtrantes e alcançar altitudes ionosféricas. Na observação de um fenômeno que evidencie tal propagação procura-se mensurar os parâmetros de onda aferidos na mesosfera comparando-os com os parâmetros ondulatórios verificados na ionosfera. Nesta análise constata-se a influência exercida pelo meio atmosférico sobre a propagação de GWs na

transição entre a atmosfera neutra e ionizada e presume-se a maneira como ocorre o acoplamento entre tais regiões.

Neste contexto serão utilizados um imageador *All Sky* e uma ionossonda CADI, ambos os equipamentos localizados na cidade de São José dos Campos (23,2° S; 45,9° O). O primeiro equipamento fornece parâmetros de ondas visualizadas em altitudes mesosféricas e ionosféricas. O segundo possibilita a análise de ondas apenas nas regiões ionosféricas. A metodologia pode ser resumida na comparação entre os parâmetros de ondas fornecidos por tais equipamentos e na procura de semelhanças que permitam afirmar que se trata do mesmo evento de onda. Os dados empregados nesta análise são provenientes do ano de 2008.

### **1.3 Estrutura da Dissertação**

Esta dissertação está organizada da seguinte maneira:

Capítulo 1: Apresenta a motivação, o objetivo principal do trabalho e explica a organização desta dissertação.

Capítulo 2: Abrange a fundamentação teórica para realização deste trabalho. São apresentados alguns conceitos físicos da atmosfera terrestre, ionosfera e as camadas de luminescência atmosférica. Este capítulo é encerrado com a apresentação da teoria inerente às ondas de gravidade, englobando a definição de GWs, equações que as descrevem, fontes de geração na baixa e alta atmosfera e características da propagação vertical.

Capítulo 3: É destinado a apresentação da instrumentação utilizada para realização da pesquisa. São explicados os princípios de funcionamento do imageador, ionossonda e radar meteorológico.

Capítulo 4: Neste capítulo é apresentada a metodologia empregada para realização da pesquisa.

Capítulo 5: São apresentados os resultados e as discussões do trabalho. São explicadas as análises dos dados obtidos com o imageador para cada dia de análise desta pesquisa. É realizada a discussão dos resultados obtidos com o imageador e apresentados os parâmetros das ondas estimadas com a ionossonda.

Capítulo 6: São apresentadas as conclusões do trabalho e sugeridos aperfeiçoamentos à esta pesquisa.

## **CAPÍTULO 2**

### **FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA**

Este capítulo é composto por breve teoria necessária ao desenvolvimento da pesquisa. Na seção 2.1 é realizada uma rápida discussão a respeito da atmosfera terrestre englobando suas divisões em termos de temperatura, composição química, grau de ionização e estado de mistura dos constituintes. A seção 2.2 enfatiza a equação hidrostática. A seção 2.3 é compreendida pela discussão a respeito do perfil de temperatura atmosférica. A seguir, na seção 2.4 é apresentada a composição química da atmosfera. A seção 2.5 é destinada a apresentação dos principais aspectos da ionosfera terrestre. Na seção 2.7 são discutidos alguns fenômenos ionosféricos. A seção 2.7 é destinada a luminescência atmosférica e, por fim, a seção 2.8 engloba desde a definição de ondas de gravidade, à suas equações, fontes geradoras na baixa e alta atmosfera, influencias de suas propagações na atmosfera e suas principais características de propagação vertical.

#### **2.1 Atmosfera Terrestre**

A atmosfera terrestre está em contínuo movimento devido ao aquecimento diferencial da radiação solar sobre a superfície do planeta. O caso mais simples pode ser sumarizado no fato de que, quando uma parcela de ar sofre aquecimento, sua densidade diminui e assim ela tende a realizar movimentos ascendentes na atmosfera procurando regiões cujo valor de densidade seja igual a respectiva densidade da parcela aquecida. O lugar antes ocupado por esta parcela é preenchido por outra parcela mais fria. Kirchhoff (1991) afirma que o permanente transporte de massa de ar representa o estado dinâmico da atmosfera.

A mistura de constituintes, aquecimento diferencial e a rotação da Terra produzem em conjunto uma estratificação à atmosfera permitindo que esta seja classificada de acordo com diversos aspectos (TASCIONE, 1988). A atmosfera terrestre pode ser descrita em função do estudo que se pretende, podendo ser utilizado como critério a composição química, perfil de temperatura, grau de ionização, estado de mistura dos constituintes e outros aspectos (OLIVEIRA, 2007; HARGREAVES, 1979).

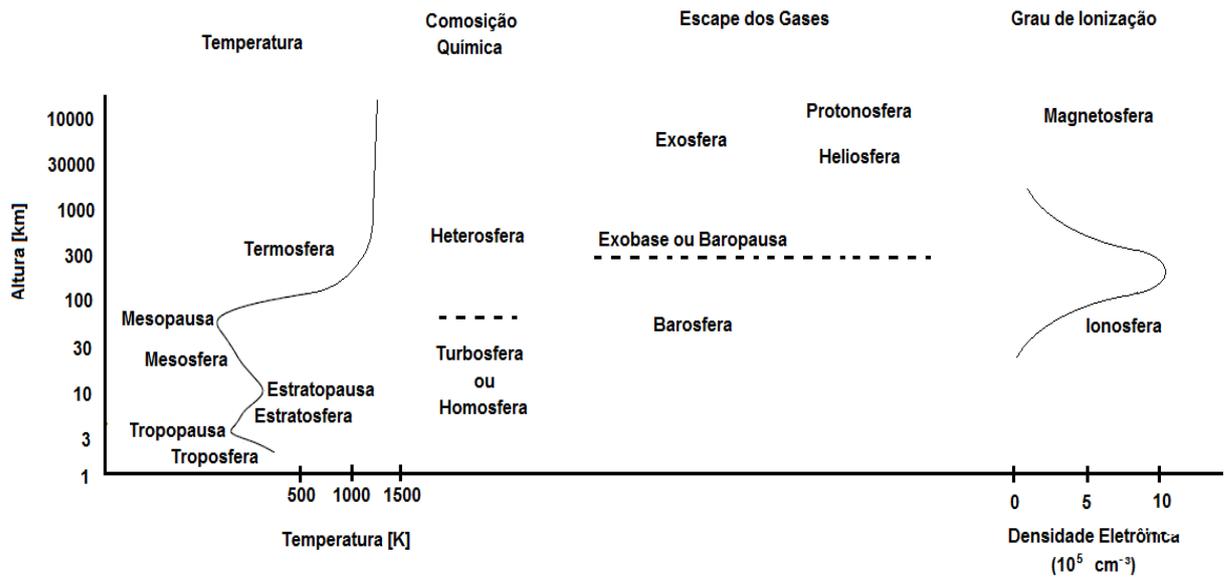
A classificação primária é realizada quanto à temperatura sendo possível definir as camadas atmosféricas quando ocorre uma inversão no sinal do gradiente de temperatura (VARGAS, 2007). Nesta consideração cada região apresenta uma nomenclatura que contenha o sufixo “esfera” e as regiões de fronteira apresentam o sufixo pausa. Desta forma a troposfera, região com decréscimo de temperatura à taxa de  $10 \text{ K km}^{-1}$ , se estende até a tropopausa em uma altitude entre 10 e 12 km nos polos e 15 km nos trópicos. A seguir inicia-se a estratosfera, região marcada por um aumento de temperatura que apresentará valor máximo em aproximadamente de 50 km de altitude. A fronteira superior da estratosfera é a estratopausa. Acima desta região se inicia a mesosfera onde ocorrerá um decréscimo gradual de temperatura até 180K entre 80 e 85 km. Acima da mesopausa a variação de temperatura com o aumento da altitude permanece positiva e esta região é chamada de termosfera.

Em relação ao estado de mistura dos constituintes a parte bem misturada da atmosfera, região na qual a composição não varia drasticamente com altitude, é chamada de turbosfera ou homosfera. A região cujo grau de mistura é baixo e a composição varia com a altitude é a heterosfera. A fronteira entre estas duas regiões ocorre aproximadamente 100 km de altitude e é chamada de turbopausa. No interior da heterosfera existem regiões onde o gás dominante é o hélio ou hidrogênio. Por este motivo estas regiões são chamadas de heliosfera e protonosfera, respectivamente.

Em relação ao escape dos gases para o meio interplanetário, as regiões mais elevadas da atmosfera, acima de aproximadamente 600 km de altitude, onde as moléculas podem escapar da atração gravitacional terrestre, é chamada de exosfera. A base da exosfera é a exobase, ou baropausa, e faz fronteira com a barosfera, ou seja, região onde os constituintes experimentam atração gravitacional suficiente para permanecerem na atmosfera terrestre.

A atmosfera pode ser classificada ainda em atmosfera neutra, ionosfera e magnetosfera. A ionosfera, parte ionizada da atmosfera, está compreendida entre aproximadamente 60 e 1000 km de altitude e será detalhada posteriormente. A magnetosfera corresponde a região onde os movimentos das partículas são controlados pelo campo magnético da Terra. A fronteira entre a magnetosfera e o meio interplanetário ocorre em distâncias da ordem de dez raios terrestres e é chamada de magnetopausa.

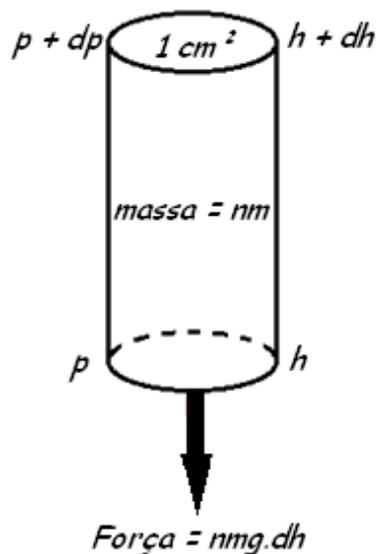
A figura 2.1 representa as regiões atmosféricas citadas nos parágrafos anteriores.



**Figura 2. 1 - Nomenclatura das regiões atmosféricas.**  
**Fonte: Adaptado de Hargreaves (1979).**

## 2.2 A equação hidrostática

Uma das principais características físicas da atmosfera terrestre é o decréscimo da pressão e da densidade com o aumento da altitude. Esta variação é descrita através da equação hidrostática considerando-se um gás que contenha  $n$  moléculas, cada qual com massa  $m$ , por unidade de volume em um cilindro de seção transversal unitária contendo uma massa total de  $nmdh$ , sendo  $dh$  a altura do cilindro. A figura 2.2 a seguir ilustra tais considerações.



**Figura 2. 2 - Forças atuando no cilindro de gás.**

Sob a ação da gravidade o cilindro experimenta uma força para baixo com magnitude  $nmgdh$ . Em equilíbrio estático a força da gravidade é balanceada, ou seja, equilibrada, pela diferença de pressão no topo e na base do cilindro, isto é:

$$(p + dp) - p = -nmgdh \quad (2.1)$$

Reagrupando os termos desta equação tem-se:

$$\frac{dp}{dh} = -nmg \quad (2.2)$$

Através da lei dos gases ideais:

$$p = nkT \quad (2.3)$$

sendo  $k$  a constante de Boltzmann, a equação 2.3 pode ser escrita como:

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{p}{kT}mg \quad (2.4)$$

A equação 2.4 também pode ser apresentada segundo equação 2.5:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dh} = -\frac{mg}{kT} = -\frac{1}{H} \quad (2.5)$$

sendo o termo

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (2.6)$$

definido como escala de altura. Considerando que  $H$  seja constante com altitude, a integração da equação 2.6, desde uma altitude  $h_0=0$  com  $p_0$  a uma altitude  $h$  com  $p$ , fornece:

$$\int_{p_0}^p \frac{1}{p} dp = -\frac{1}{H} \int_{h_0}^h dh \quad (2.7)$$

ou seja,

$$\ln|p| - \ln|p_0| = -\frac{(h - h_0)}{H} \quad (2.8)$$

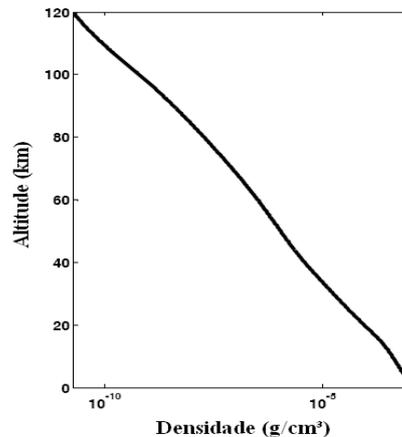
A equação 2.8 pode ser escrita em termos de exponenciais:

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{H}} \quad (2.9)$$

Através de 2.9 verifica-se que à medida que é acrescida a altitude atmosférica tem-se uma diminuição no valor da concentração de seus constituintes devido ao equilíbrio hidrostático e a compressibilidade atmosférica (SALBY, 1996).

Desta forma é possível definir a escala de altura  $H$  como sendo a distância vertical na qual a pressão  $p$  varia de um fator  $e$ . Na atmosfera terrestre  $H$  é aproximadamente 5 km em 80 km de altitude. Em torno de 500 km de altitude  $H$  apresenta valores que variam entre 70-80 km.

O perfil da densidade atmosférica é mostrado na figura 2.3.



**Figura 2.3 - Densidade Atmosférica apresentada em escala logarítmica. (Vargas 2007, página 38).**

Observa-se na equação 2.8 que o termo à direita da equação é denominado altura reduzida, sendo expressa por:

$$z = -\frac{(h - h_0)}{H} \quad (2.10)$$

### 2.3 O Perfil de temperatura atmosférico

A principal fonte de calor na atmosfera é proveniente da radiação solar. Quando um fóton energético é absorvido, dissociando ou ionizando uma molécula ou átomo, a energia do fóton normalmente irá exceder a energia necessária para ocorrer à reação química. O excesso de energia se apresentará como energia cinética, que será distribuída no meio atmosférico à medida que o elétron realizar colisões com outros átomos e moléculas, excitando-os. Observa-se que esta segunda excitação poderá ser ótica, eletrônica, vibracional, rotacional ou através de colisões elásticas. Desta forma, a tabela 2.1 apresenta algumas características da absorção da radiação solar pelos constituintes atmosféricos:

**Tabela 2. 1 – Características da absorção da radiação solar de alguns constituintes atmosféricos.**

<b>Radiação</b>	<b>Gás absorvedor</b>	<b>Altitude</b>	<b>Consequência</b>
Infravermelho	Vapor de água e CO <sub>2</sub>	0 - 11 km	
0-3600 Å	O <sub>3</sub>	20-50 km	Máximo de temperatura na estratopausa.
1027-1750 Å	O <sub>2</sub>	Até ~95 km	
912-1027 Å (EUV) e 8-140 Å (Raios X)	O <sub>2</sub> , O e N <sub>2</sub>	Ionosfera	

O balanço de temperatura atmosférica também é fortemente influenciado pelos processos de transporte de calor entre as regiões atmosféricas. Desde o solo até altitudes mesosféricas predomina o processo de radiação. Na região da mesopausa o calor é transmitido principalmente através de convecção e na termosfera, devido a grande quantidade de elétrons livres o calor é transmitido principalmente através de condução. A tabela 2.2 apresenta o detalhamento destas informações.

**Tabela 2. 2 – Processos de transferência de calor nas regiões atmosféricas.**

<b>Processo</b>	<b>Região Atmosférica</b>	<b>Consequência</b>
Radiação	Troposfera à mesosfera	Decréscimo de temperatura 10 K/km até a tropopausa.
Convecção	Mesopausa	Mínimo de temperatura em ~85km.
Condução	Termosfera	Aumento de temperatura na termosfera.

## 2.4 Composição Química da Atmosfera Terrestre

Até aproximadamente 100 km de altitude, ou seja, região denominada de turbosfera, a atmosfera terrestre apresenta composição química constante devido à mistura turbulenta. Tal composição pode ser sumarizada conforme tabela 2.3:

<b>Tabela 2. 3 – Composição atmosférica.</b>	
<b>Molécula</b>	<b>Porcentagem do volume</b>
N <sub>2</sub>	78,1
O <sub>2</sub>	20,9
Ar	0,9
CO <sub>2</sub>	0,03
Ne	0,002
He	0,0005
H <sub>2</sub> O	Variável

Fonte: Hargreaves (1979, p.57).

Todavia não ocorre completa uniformidade da constituição atmosférica, pois ocorrem processos de formação e perdas de diversas espécies. A tabela 2.4 contém exemplos de tais processos:

**Tabela 2. 4 – Formação e remoção de alguns constituintes atmosféricos.**

Processo	Motivo	Reação	Produto	Altitude de máxima ocorrência
Dissociação do O <sub>2</sub>	Absorção da radiação 1027 – 1750 Å	$O_2 + h\nu \rightarrow O + O$	O	~90 km
Formação de O <sub>3</sub>	Reação com 3º corpo	$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$	O <sub>3</sub>	~30 km
Dissociação do O <sub>3</sub>	Absorção da radiação 2100 – 3100 Å	$O_3 + O \rightarrow O_2 + O$	O <sub>2</sub> e O	15 – 35 km
Destruição do O <sub>3</sub>	-----	$O_3 + O \rightarrow O_2 + O_2$	O <sub>2</sub>	15 – 35 km
Formação de NO e O	-----	$N + O_2 \rightarrow NO + O$	NO + O	~85 km
Remoção de NO	-----	$NO + N \rightarrow N_2 + O$	N <sub>2</sub> + O	~85 km

## 2.5 A Ionosfera Terrestre

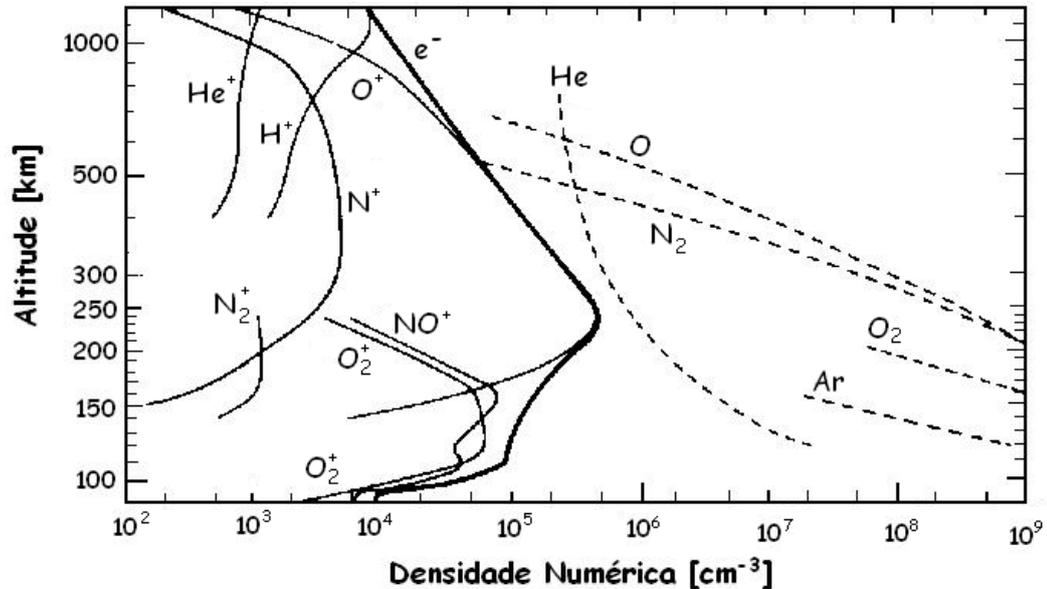
A ionosfera, nomenclatura definida por R. Watson-Watt em 1926, é composta por elétrons livres e íons. O intervalo de ionização da atmosfera terrestre não é muito bem definido em altura, todavia abaixo de 50 km e acima de 1000 km a densidade eletrônica é praticamente desprezível.

Os parâmetros ionosféricos apresentam elevada variação com a altitude, latitude, longitude, hora, estação do ano, ciclo solar e atividade magnética. Estas variações influenciam o acoplamento da ionosfera com suas vizinhanças, ou seja, mesosfera, termosfera, magnetosfera e meio interplanetário (SCHUNK e NAGY, 2000).

Para a realização de um estudo detalhado da ionosfera é necessário analisar a composição química da atmosfera, conhecer o espectro solar e ter conhecimentos razoáveis das reações fotoquímicas presentes em altitudes ionosféricas. Entretanto a maior dificuldade recai em caracterizar qual gás poderá ser ionizado, pois por meio deste parâmetro torna-se possível mensurar a radiação disponível para ionização e calcular as taxas de produção e

perda de ionização. Desta forma torna-se imprescindível conhecer todas as possíveis reações químicas e seus respectivos coeficientes (HARGREAVES, 1979).

Até aproximadamente 100 km de altitude a atmosfera consiste principalmente de nitrogênio e oxigênio molecular. Acima deste nível espécies atômicas dentre as quais se destacam o oxigênio, hélio e hidrogênio atômico se tornam dominantes e estão presentes diversos constituintes minoritários.



**Figura 2. 4 – Composição atmosférica e ionosférica diurna.**  
**Fonte: Adaptado de Rishbeth e Garriott (1969, p. 21).**

Estas espécies podem ser ionizadas através da absorção de radiação cuja energia ultrapasse a energia potencial de ionização da respectiva espécie. A tabela 2.5 apresenta os valores da energia potencial de ionização com seus respectivos comprimentos de onda para alguns constituintes atmosféricos.

**Tabela 2. 5 – Energia potencial de ionização e respectivos comprimentos de ondas de alguns gases atmosféricos.**

Constituinte	I (eV)	$\lambda_{\max}$ (Å)
NO	9,25	1340
O <sub>2</sub>	10,08	1027
H <sub>2</sub> O	12,60	985
O <sub>3</sub>	12,80	970
H	13,59	912
O	13,61	911
CO <sub>2</sub>	13,79	899
N	14,54	853
H <sub>2</sub>	15,41	804
N <sub>2</sub>	15,58	796
Ar	15,75	787
Ne	21,56	575
He	24,58	504

Fonte: Hargreaves (1979, p. 68)

Assim, apenas radiações que apresentam comprimento de onda menor que  $\lambda_{\max}$  poderão produzir ionização, pois apresentam energia superior à energia de ionização dos constituintes. Tais radiações são compreendidas pelos Raios X (1-170 Å) e o extremo ultravioleta (EUV) de (170- 1750 Å). Nota-se desta forma que o principal processo de produção de íons e elétrons em baixas e médias latitudes se estabelece na absorção destas duas radiações, pois fótons com energia superior a aproximadamente 12 eV podem ionizar um ou mais constituintes majoritários da atmosfera. Este processo é chamado de fotoionização.

No entanto nem todo fóton com energia suficiente poderá de fato produzir ionização. A chance de um fóton ser absorvido é dada pela seção transversal de absorção  $\sigma$  (do constituinte atômico) e a chance de que um fóton absorvido produza ionização é dada pela eficiência de ionização  $\eta$ . O produto  $\sigma\eta$  corresponde à seção transversal de ionização  $\sigma_i$ .

A investigação dos processos físico-químicos que ocorrem na ionosfera pode ser dividida em duas categorias: processos de produção ou perda de ionização (chamados de processo fotoquímicos) e processos resultantes do movimento da ionização (denominados de processos de transporte).

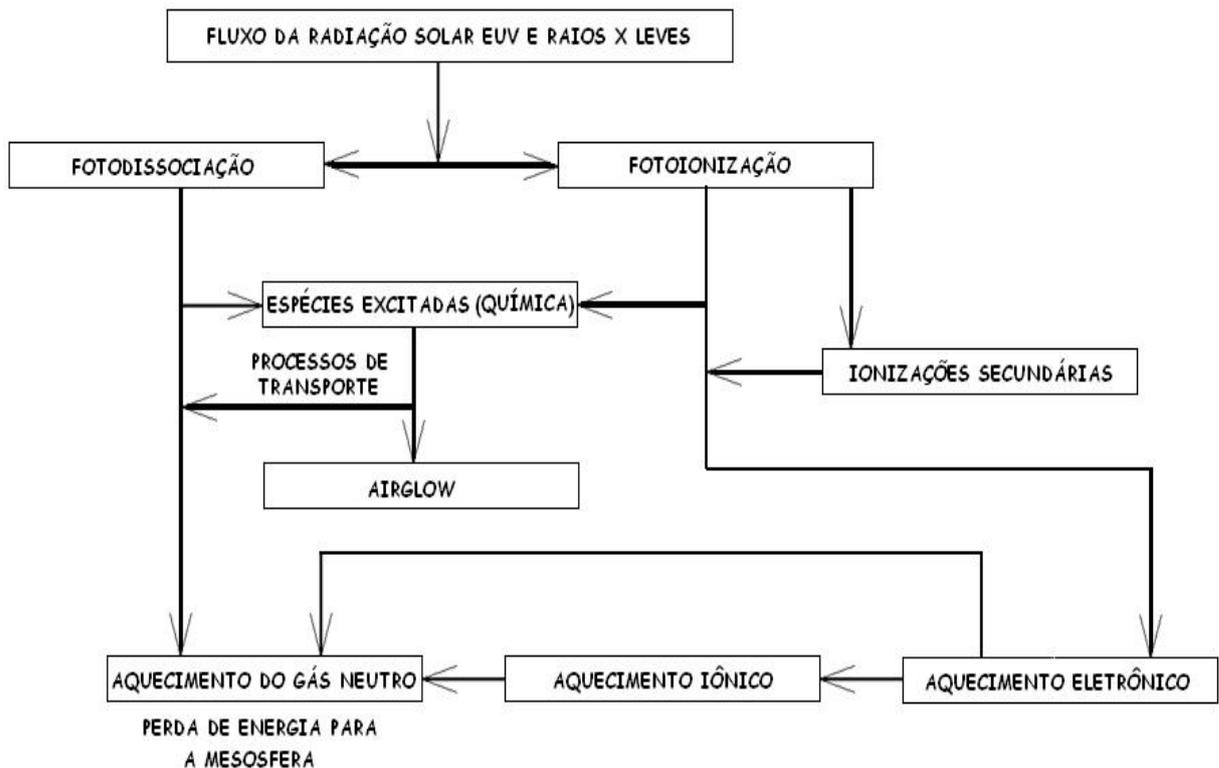
Em elevadas latitudes íons e elétrons podem ser produzidos através da colisão entre moléculas neutras e partículas energéticas precipitadas na atmosfera durante tempestades magnéticas. Este processo recebe o nome de ionização corpuscular.

Finalmente os elétrons podem ser liberados através da absorção da radiação solar por parte dos íons formados através dos processos de junção na baixa ionosfera. A figura 2.5 apresenta um simples diagrama do fluxo de energia na alta atmosfera causado pela ação da radiação solar.

A variação da densidade eletrônica em uma determinada região ionosférica é representada pela equação da continuidade, conforme equação 2.11:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \nabla(N\mathbf{v}) \quad (2.11)$$

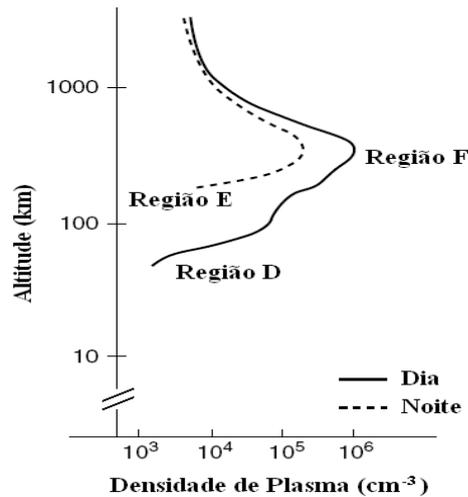
sendo  $q$  a taxa de produção,  $L$  a taxa de recombinação eletrônica e  $\mathbf{v}$  a velocidade de deriva dos elétrons. Observa-se que o equilíbrio é alcançado quando  $q$  e  $L$  se tornam iguais e tem-se  $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$ , pois, neste caso, o divergente da densidade eletrônica também será zero.



**Figura 2. 5 – Diagrama do fluxo de energia proveniente da ação da radiação solar na atmosfera terrestre.**

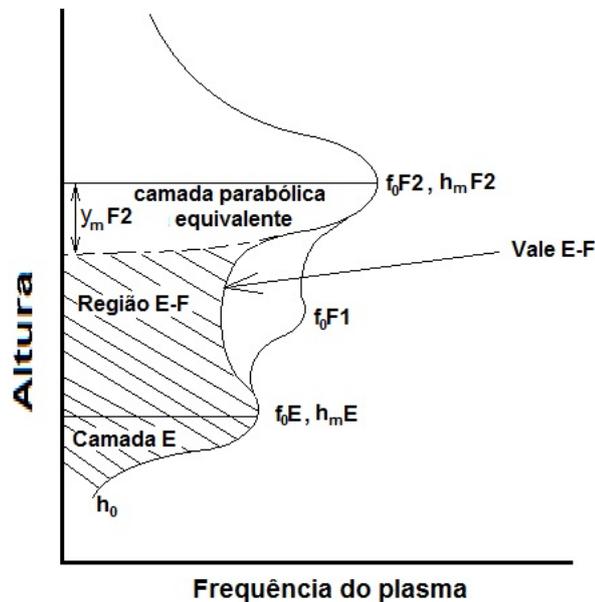
**Fonte: Adaptado de Shunck and Naggy (2000).**

Cabe ressaltar que, como discutido na sessão 2.2, a densidade atmosférica diminui exponencialmente com a altura. Esta característica ocasiona que no topo da atmosfera a absorção de fótons é mínima, pois a concentração de elementos é reduzida. Próximo à superfície do planeta a produção de íons também é abreviada, pois praticamente toda a radiação solar já foi absorvida em camadas superiores e o feixe de radiação apresenta diminuição em sua intensidade à medida que penetra na atmosfera. Estas características resultam que a densidade iônica apresenta valor máximo em uma altura intermediária. O pico na densidade do plasma ionosférico ocorre na camada F, discutida em detalhes a seguir, e atinge valores tão altos quanto  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  próximo ao meio dia. A consideração adotada é que a densidade eletrônica apresenta mesmo valor numérico da densidade iônica e ambas representam a densidade do plasma (KELLEY, 2009; KIRCHHOFF, 1991). Algumas estruturas verticais típicas da ionosfera são ilustradas na figura 2.6.



**Figura 2. 6 - Ionosfera Terrestre.**  
**Fonte: Adaptado de Kelley (2009).**

Para descrever os níveis de estratificação da ionosfera costuma-se dividi-la em regiões D, E ou F, de acordo com a densidade eletrônica. A região E foi a primeira a ser estudada e recebeu tal nomenclatura procedente da expressão corrente elétrica no idioma inglês (*Electric Current*). As terminologias D e F se apresentaram de forma a completar a ordem cronológica de cada letra disposta no alfabeto. Tipicamente as camadas E e F são descritas através de frequências críticas ( $f_0E$ ,  $f_0F1$  e  $f_0F2$ ), picos de altitude ( $h_mE$ ,  $h_mF1$  e  $h_mF2$ ) e espessuras médias ( $y_mE$ ,  $y_mF1$  e  $y_mF2$ ) conforme ilustrado na figura 2.7.

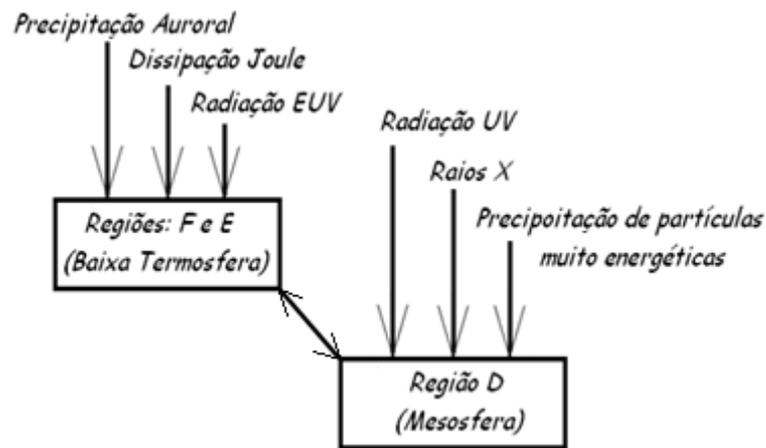


**Figura 2. 7 – Diagrama esquemático do perfil de densidade eletrônica contendo as frequências críticas, picos de altura e meias-profundidades das regiões E e F. A curva intitulada vale E-F corresponde ao perfil noturno e a curva  $f_0F1$  corresponde ao perfil diurno.**

**Fonte: Adaptado de Shunck e Nagy (2000, p. 323).**

A frequência crítica corresponde à máxima frequência que poderá ser refletida por uma camada. Desta forma, ondas eletromagnéticas que sejam transmitidas de um local abaixo da camada e que apresentem frequência superior à frequência crítica da camada conseguirão penetrar e se propagar para elevadas altitudes.

Associados com cada frequência crítica estão os picos de densidade ( $N_mE$ ,  $N_mF1$  e  $N_mF2$ ) e os máximos de altura. A espessura média de cada camada é definida através de uma parábola centrada na máxima densidade eletrônica. Observa-se que todas as camadas ocorrem durante o dia, mas a camada F1 apresenta um significativo decréscimo durante a noite e neste período surge um vale que separa as regiões E e F2. A figura a seguir resume os principais processos externos que atuam nas regiões da ionosfera terrestre.



**Figura 2. 8 – Processos externos que operam na ionosfera terrestre.**

Fonte: Adaptado de Shunck and Naggy (2000, p. 313).

A tabela a seguir contém algumas considerações que podem ser aplicadas a ionosfera com objetivo de simplificar sua análise quanto à equação da continuidade (equação 2.11):

**Tabela 2. 6 – Simplificações para a equação da continuidade.**

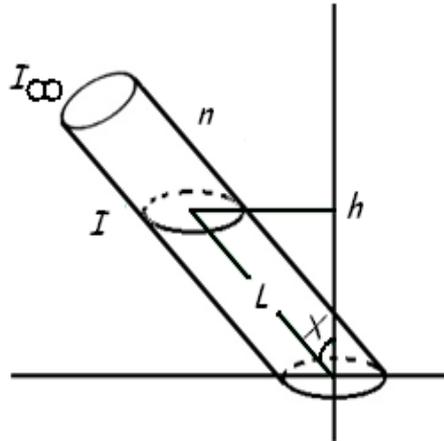
<b>Regiões Ionosféricas</b>	<b>Processo Dominante</b>	<b>Nomenclatura</b>
D, E e F1	Químico	Regime fotoquímico
F2	Transporte	Regime de transporte

Uma das principais teorias que descrevem a taxa de produção e perda de ionização é a teoria de Chapman. Esta teoria descreve o comportamento temporal de uma camada ionosférica e fundamenta-se nas seguintes considerações:

- Atmosfera com comportamento exponencial composta por um único constituinte gasoso de escala de altura constante;

- Estratificação plana da atmosfera, ou seja, divisões em regiões atmosféricas sem considerar a curvatura do planeta;
- A absorção da radiação solar ocorre proporcionalmente à densidade das partículas;
- O coeficiente de absorção da radiação apresenta valor constante.

Uma representação básica da função de produção de Chapman pode ser verificada na figura 4.6 a seguir:



**Figura 2. 9 - Considerações para estudo da radiação ionizante da atmosfera.**  
**Fonte: Adaptado de Hargreaves (1979, p. 61).**

Nesta figura a radiação ionizante  $I$  penetra a atmosfera em um ângulo zenital  $\chi$ . A intensidade da radiação, ou seja, o fluxo de energia por unidade de área é  $I_\infty$  acima da atmosfera e  $I$  em uma altitude  $h$  correspondente a uma distância  $l$  a partir do solo e considerando o ângulo  $\chi$ . Admitindo-se que existam  $n$  átomos que absorverão a radiação a função de produção da Chapman será dada por:

$$q = q_m \cdot e^{\left[1 - \left(\frac{h-h_m}{H}\right) - e^{-\frac{h+h_m}{H}}\right]} \quad (2.12)$$

A função de produção de Chapman se caracteriza como base de referência do comportamento ionosférico. Esta teoria desconsidera qualquer tipo de movimento, mas considera que ocorrem perdas de íons positivos através da recombinação com elétrons e que ocorra remoção de elétrons a partir de sua junção com moléculas neutras.

No caso da recombinação eletrônica diretamente a íons positivos, ou seja, recombinação radiativa, tem-se:



sendo  $X^+$  um íon genérico. A taxa de recombinação será expressa por:

$$L = \alpha[X^+]. N \quad (2.14)$$

com  $\alpha$  sendo o coeficiente de recombinação,  $N$  a densidade eletrônica e  $[X^+]$  a concentração do íon positivo  $X$ . Para manter a neutralidade do meio tem-se que  $N = [X^+]$  e a equação 2.14 poderá ser reescrita como:

$$L = \alpha N^2 \quad (2.15)$$

indicando que a perda de íons positivos será proporcional ao quadrado da densidade eletrônica. Quando ocorre a junção de elétrons a moléculas neutras tem-se:



e a taxa da junção será:

$$L = \beta N \quad (2.17)$$

sendo  $\beta$  o coeficiente da junção. A equação 2.17 é linear, pois é assumida que a concentração de moléculas neutras é muito superior a quantidade de elétrons livres.

É conhecido que a perda de elétrons na maior parte da ionosfera não ocorre diretamente, mas através de um processo composto por duas etapas:



e



com  $A_2$  representando uma espécie molecular tal como  $O_2$  e  $N_2$  e as taxas das reações sendo respectivamente dadas por  $\beta[X^+]$  e  $\alpha[AX^+]N$ .

Em baixas altitudes, o coeficiente  $\beta$ , que depende da concentração de moléculas neutras, é elevado e rapidamente todos  $X^+$  são convertidos para  $AX^+$ . Desta maneira, em tais altitudes, a perda eletrônica fica dependente da equação 2.19, pois para ser atingida a neutralidade deve ocorrer quando  $[AX^+] = N$  (processo denominado de  $\alpha$ ).

Em elevadas altitudes  $\beta$  é pequeno e a equação 2.18 determina a velocidade do processo de perda. Neste caso tem-se o processo tipo  $\beta$ , pois a neutralidade ocorrerá quando  $[X^+] = N$ . Desta forma é possível afirmar que as perdas iônicas ocorrem através de dois processos: processo de perda linear para elevadas altitudes (geralmente acima de aproximadamente 80 km) e processo de perda quadrática para baixas altitudes (KIRCHHOFF, 1991). Esta explicação pode ser resumida nas equações a seguir:

$$q = \alpha N^2 \text{ se } \beta \gg \alpha N, \text{ ou seja, } N_{M^+} \gg N_{A^+} \quad (2.20)$$

e

$$q = \beta N \text{ se } \beta \ll \alpha N, \text{ ou seja, } N_{M^+} \ll N_{A^+} \quad (2.21)$$

sendo  $N_{M^+}$  a concentração de íons moleculares positivos e  $N_{A^+}$  a concentração de íons atômicos positivos.

O parágrafo anterior também pode se explicado como: quando a taxa de perdas dos elétrons é determinada através de recombinação dissociativa, os íons são em sua maioria moleculares e se aplica a fórmula  $\alpha N^2$ . Observa-se que a transição entre os regimes para  $\beta$  ocorre em uma altura  $h_t$  onde:

$$\beta(h_t) = \alpha N \quad (2.22)$$

Expandindo a teoria de Chapman sabe-se que em uma atmosfera real os principais mecanismos de perda de ionização ou de elétrons podem ser considerados como os apresentados na tabela a seguir:

**Tabela 2. 7 – Alguns Processos de perdas de ionização e elétrons ocorridos na ionosfera.**

Processo		Ente perdido	Reação
Recombinação íon-íon		Íon	$X^+ + Y^- \rightarrow X + Y$
Recombinação elétron íon	Recombinação de três corpos	Íon	$X^+ + e + M \rightarrow X + M$
	Recombinação radiativa	Íon	$X^+ + e \rightarrow X + h\nu$
	Recombinação dissociativa	Íon	$XY^+ + e \rightarrow X^* + Y^*$
Troca íon átomo			$X^* + YZ \rightarrow XY^+ + Z$
Junção Eletrônica	Junção radiativa	Elétron	$X + e \rightarrow X^- + h\nu$
	Junção de três corpos	Elétron	$X + e + M \rightarrow X^- + M$
	Junção dissociativa	Elétron	$e + XY \rightarrow X^- + Y$
Colisão	Separação colisional	Íon	$X^- + M \rightarrow X + e + M$
	Separação associativa	Íon	$X^- + Y \rightarrow XY + e$
	Separação dissociativa	Elétron	$XY + e \rightarrow X^- + Y$
Fotodissociação		Íon	$X^- + h\nu \rightarrow X + e$

Os asteriscos indicam átomos que após as reações químicas foram deixados em estados excitados e perdem o excesso de energia durante colisões com outras partículas. O símbolo M simboliza o terceiro corpo, ou seja, uma partícula neutra.

A tabela a seguir apresenta uma breve descrição das camadas ionosféricas quanto às reações de produção e perdas de ionização

Tabela 2. 8 – Principais processos de perda de ionização específicos as camadas ionosféricas.

Processo	Reação	Regiões						
		D (~50-90 km)		E (~90-150 km)		F (~150-600 km)		
		Radiação	Constituinte ionizado	Radiação	Constituinte ionizado	Radiação	Constituinte ionizado	
Produção	Fotoionização	Ly $\alpha$ 1216 Å	NO	EUV 911-1027 Å	O <sub>2</sub>	EUV 170-911 Å	O ( $\lambda < 911$ Å) N <sub>2</sub> ( $\lambda < 796$ Å)	
		Raio X 1 -10 Å		Raio X 10-170 Å	O <sub>2</sub>			
	Ionização Corpuscular	Elétrons >30 keV Protóns >1 MeV Raios Cósmicos		Elétrons de 1 a 30 keV		Elétrons <1keV		
Perdas	Recombinação íon-íon		Importante	Existem poucos íons negativos		Existem poucos íons negativos		
	Recombinação elétron íon	Recombinação de três corpos	Importante	Insignificante (devido a baixa densidade)		Insignificante (devido a baixa densidade)		
		Recombinação radiativa	Insignificante	Insignificante		Insignificante		
		Recombinação dissociativa	Importante	Principal mecanismo de perda		Principal mecanismo de perda		
	Troca íon-átomo		Insignificante (devido a baixa densidade de íons atômicos)	Processo mais importante		Processo mais importante		
	Junção Eletrônica	Junção radiativa	Insignificante				Fraca fonte de íons negativos	
		Junção de três corpos	Muito importante		Mantêm íons negativos a noite			
	Perdas colisionais	Separação colisional	Importante durante a noite		Insignificante		Insignificante	
		Separação associativa						
		Separação dissociativa						
Fotodissociação		Responsável pela mudança noite/dia da N/N <sub>e</sub>		Efetivo durante o dia		Responsável pela ausência de íons negativos		

As tabelas a seguir apresentam algumas das principais características das regiões ionosféricas:

**Tabela 2. 9 – Principais características da região D.**

<b>Região D</b>				
<b>Altitude</b>	Entre ~60 a 80km			
<b>Pico</b>	Não apresenta região de pico.			
<b>Radiação Ionizante</b>	Lyman $\alpha$ (1215 Å)	EUV (1027-1118Å)	Raios X duros (2-8 Å)	Raios Cósmicos
<b>Gases ionizantes</b>	NO	O <sub>2</sub>	Principalmente O <sub>2</sub> e N <sub>2</sub>	
<b>Íons mais abundantes</b>	NO <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> <sup>+</sup>			
<b>Produção e destruição do NO</b>	$N + O + M \rightarrow NO + M$ $N + O_2 \rightarrow NO + O$ $NO + O \rightarrow N_2 + O$			

**Tabela 2. 10 - Principais características da região E.**

<b>Região E</b>		
<b>Altitude</b>	Entre ~80 e 130km.	
<b>Pico</b>	~105 km	
<b>Radiação Ionizante</b>	800-1026Å (EUV)	10-100Å (Raios X)
<b>Gases ionizados formados</b>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sup>+</sup>
<b>Íons mais abundantes</b>	NO <sup>+</sup> e O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	

**Tabela 2. 11 - Principais características da região F1.**

<b>Região F1</b>		
<b>Altitude</b>		
<b>Pico</b>	~130 km e 180 km	
<b>Radiação Ionizante</b>	200-900Å (EUV)	
<b>Gases ionizados formados</b>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sup>+</sup> , He <sup>+</sup> , N <sup>+</sup>	
<b>Íons mais abundantes</b>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> e NO <sup>+</sup>	

As principais reações fotoquímicas que ocorrem nas regiões E e F são descritas a seguir:

**Tabela 2. 12 - Fotoquímica das regiões E e F.**

<b>Fotoionização</b>	$O + hv \rightarrow O^+ + e$
	$N_2 + hv \rightarrow N_2^+ + e$
	$O_2 + hv \rightarrow O_2^+ + e$
<b>Troca de carga</b>	$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$
	$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$
	$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$
	$N_2^+ + O \rightarrow O^+ + N_2$
	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$
<b>Recombinação dissociativa</b>	$O_2^+ + e \rightarrow O^* + O^{**}$
	$NO^+ + e \rightarrow N^* + N^{**}$
	$N_2^+ + e \rightarrow N^* + N^{**}$

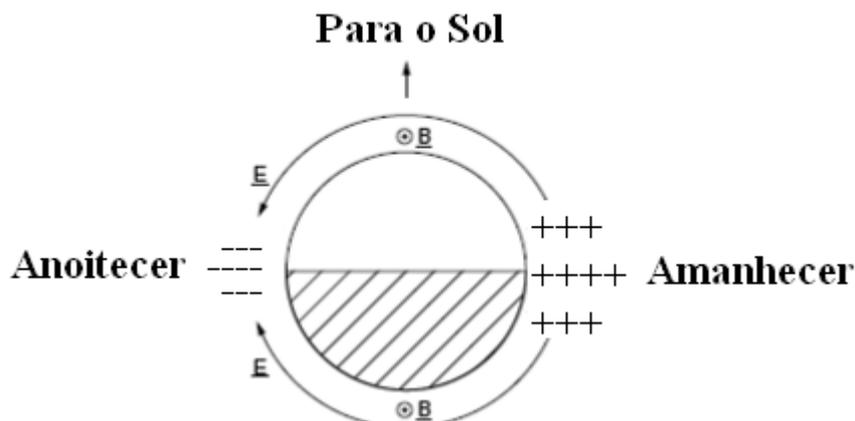
com a indicação \*\* caracterizando o estado excitado  $a^1\Delta_g$  e o símbolo \* indicando o estado  $^1D$ .

## 2.6 Pico Pré-Reverso e Irregularidades Ionosféricas

As irregularidades ionosféricas apresentam distintas nomenclaturas que surgem conforme o equipamento que está sendo utilizado. Desta forma, quando se utiliza uma ionossonda podem ser verificados os espalhamentos em altura e em frequência da camada F denominados respectivamente de spread-F tipo range e spread-F tipo frequência. No imageador estes dois fenômenos são entendidos como bolhas de plasma e quando se utiliza o GPS (sistema de posicionamento global) denomina-se cintilações.

A primeira etapa para os estudos dos movimentos observados na ionosfera é a compreensão sobre os ventos, pois estes fornecem a fonte de energia que mantém os campos elétricos. Embora os ventos apresentem alto grau de variabilidade diária, numa primeira aproximação os ventos sopram para leste após o pôr do Sol e apresentam decréscimo em suas velocidades próximo da meia noite (KELLEY, 2009).

Devido aos diferentes níveis de condutividade elétrica na ionosfera entre os períodos do dia e da noite, os ventos proporcionam um acúmulo de cargas que originam os campos elétricos. O diagrama esquemático baseado no “modelo de cargas no terminadouro” é mostrado na figura 2.10.



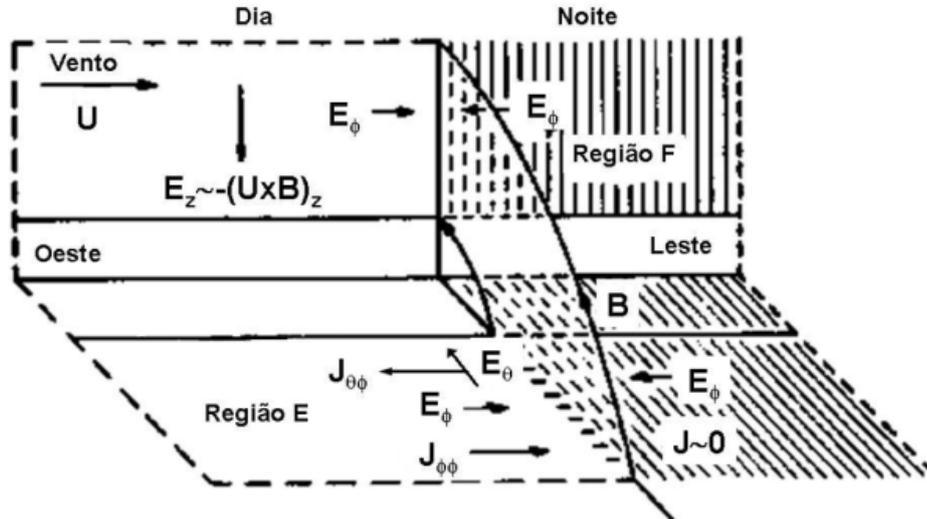
**Figura 2. 10 - Modelo de Cargas no Terminadouro.**  
**Fonte: Adaptado de Kelley (2009).**

Os dois principais fatores que influenciam a análise dos gráficos de isofrequência impossibilitando a determinação dos parâmetros dos distúrbios ionosféricos viajantes são o fenômeno do Pico Pré Reverso (PRE) e a Camada F Espalhada (ESF). O Pico Pré-Reverso impossibilita a aferição dos parâmetros das TIDs, pois corresponde a rápida subida da base da camada F. Esta subida é causada pela interação dos ventos que separam as cargas elétricas criando campos elétricos que, próximo ao entardecer, empurram para cima a base da camada e, após o anoitecer, a empurram para baixo.

A ilustração do fenômeno do Pico Pré-Reverso, dada no esboço a seguir, foi retirada de Kelley (2009). Neste esboço, figura 2.11, o plano equatorial, desenhado na vertical, é projetado sobre o hemisfério Sul. O vento neutro  $\mathbf{U}$  sopra na direção do terminadouro no sentido oeste para leste e sua interação com o campo magnético  $\mathbf{B}$  gera o campo elétrico  $\mathbf{E}_z$  (com direção para baixo em ambos os lados do terminadouro). O campo elétrico  $\mathbf{E}_z$  é mapeado através das linhas de campo e interage, por sua vez, com o componente do campo elétrico equatorial  $\mathbf{E}_\theta$ , gerando uma corrente hall para oeste  $\mathbf{J}_{\theta\phi}$  em ambos os lados do terminadouro.

Realizando-se uma comparação entre o campo elétrico  $\mathbf{E}_z$  durante os períodos diurno e noturno verifica-se que, devido à pouca condutividade elétrica durante a noite e à elevada condutividade elétrica durante o dia,  $\mathbf{E}_z$  é maior no período noturno. Esta característica propicia um acúmulo de cargas no terminadouro solar porque não ocorre fluxo de cargas na região F noturna. Consequentemente, para não haver fluxo de correntes elétricas, ou seja, para o cancelamento de  $\mathbf{J}_{\theta\phi}$ , cria-se outra corrente  $\mathbf{J}_{\phi\theta}$  de mesma direção e sentido oposto a  $\mathbf{J}_{\theta\phi}$ . Assim, há também o aparecimento de outro campo elétrico  $\mathbf{E}_\phi$ .

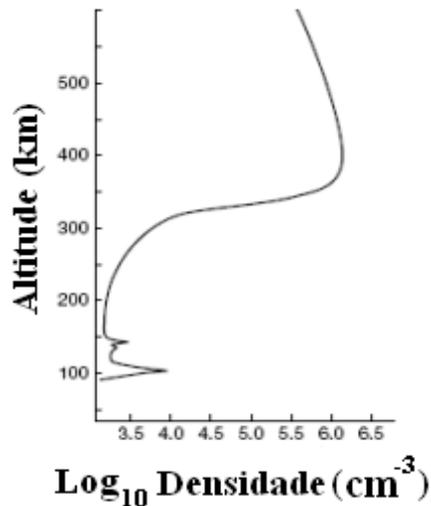
A interação entre  $E_\phi$  e o campo magnético  $B$  promove movimento ascendente a região F no lado diurno e movimento descendente da região F no lado noturno, conforme ilustração a seguir.



**Figura 2. 11 - Esboço do Pico Pré Reverso.**  
**Fonte: Adaptado de Kelley (2009).**

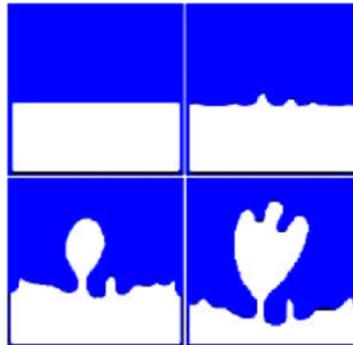
O outro fenômeno típico da ionosfera na região tropical é a Camada F Espalhada (ESF). A ESF é gerada no equador magnético na base da camada F e evolui espacialmente no decorrer do tempo ocasionando bolhas de rarefação na densidade do plasma. O mecanismo considerado como principal precursor da ESF é a instabilidade Rayleigh Taylor (RTI).

Devido ao pico da densidade eletrônica estar localizado em uma altura intermediária entre a base e o topo da atmosfera, figura 2.12, considera-se uma analogia na qual estão presentes dois fluidos estando o de maior densidade posicionado sobre o de menor densidade.



**Figura 2. 12 - Perfil da densidade eletrônica da região equatorial.**  
**Fonte: Adaptado de Kelley (2009).**

Assim, a interface entre estes dois fluidos permanece em constante instabilidade. Na ocorrência de uma perturbação o fluido mais denso, devido à força da gravidade, tenderá a ocupar o lugar do fluido menos denso, que subirá proporcionando uma região de baixa densidade de plasma (bolha de plasma), conforme figura 2.13.



**Figura 2. 13 - Esquemática da Instabilidade Rayleigh Taylor.**  
**Fonte: Adaptado de Kelley (2009).**

Após iniciada, a ESF se propaga seguindo as linhas de campo magnético e alcança latitudes maiores. Outra característica é que na maioria dos casos estas bolhas são direcionadas, acompanhando o equador magnético, no sentido oeste-leste.

## 2.7 Luminescência Atmosférica

Devido a diversos processos físico-químicos que ocorrem na atmosfera muitos átomos e moléculas são excitados acima de seus níveis estáveis de energia. Quando tais elementos

retornam aos seus estados fundamentais, liberam o excesso de energia na forma de fótons. Este fenômeno que ocorre durante todo o dia e cuja radiação liberada se estende desde o infravermelho ao ultravioleta é a luminescência atmosférica.

O airglow é proveniente de algumas regiões que se localizam em intervalos específicos de altitudes. Estes intervalos são denominados camadas de luminescência atmosférica. Quando a emissão é proveniente de um único átomo a emissão é dada por linhas espectrais e quando for decorrente de uma molécula será composta por um conjunto de linhas espectrais ou bandas.

Segundo Vargas (2007) as variações espaço-temporais das taxas de emissão volumétrica detectadas por equipamentos óptico-eletrônicos, tais como imageadores, mostram que as camadas de emissão atuam como traçadoras naturais da dinâmica de GWs. Isto é possível, pois as GWs modulam as camadas de luminescência atmosférica impondo flutuações nos campos de densidade, pressão, temperatura e ventos. Desta forma, torna-se necessário o estudo e a compreensão dos principais processos físico-químicos envolvidos no fenômeno da luminescência atmosférica.

Observa-se que a intensidade luminosa da luminescência atmosférica é expressa em termos do Rayleigh (R). Um Rayleigh corresponde à intensidade de uma fonte isotrópica que emite, durante o intervalo de um segundo,  $10^6$  fótons em uma coluna de um centímetro quadrado de seção transversal.

### **2.7.1 Fundamentação**

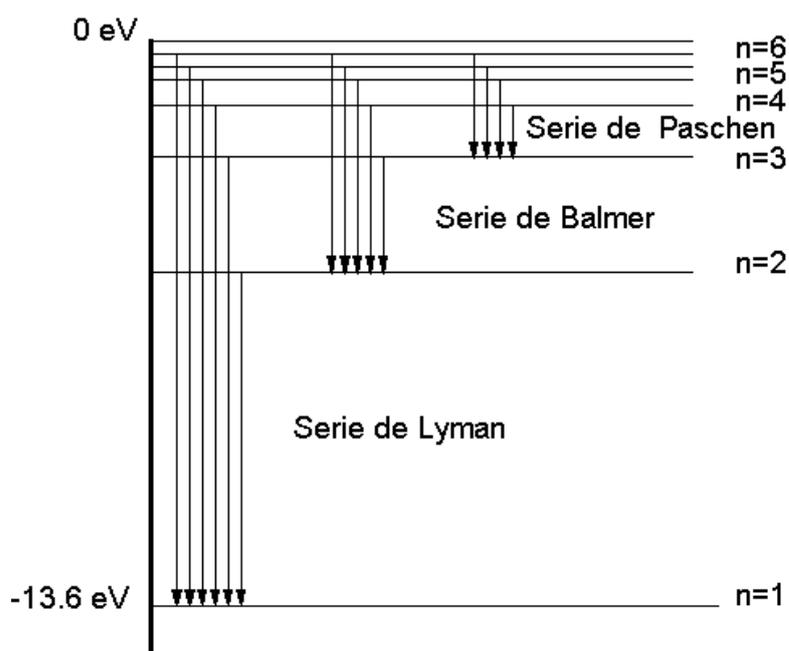
A radiação eletromagnética corresponde ao produto dos campos elétricos e magnéticos oscilantes (que variam no tempo) que podem viajar no vácuo a uma velocidade de  $3,00 \times 10^8$  m.s<sup>-1</sup>. A luz visível é uma forma de onda eletromagnética tanto quanto as ondas de rádio, microondas e raios-X (ATKINS; JONES, 2005).

Uma das características mais marcantes das ondas eletromagnéticas está relacionada à sua dualidade onda-partícula, ou seja, tais ondas se comportam como onda e também como partícula. Este predicado impossibilita a determinação simultânea da posição e da velocidade da partícula, pois não é possível descrever a localização de uma partícula conhecendo-se apenas o seu momento linear e desconhecendo-se sua trajetória. Este princípio é conhecido como princípio da incerteza de Heisenberg (EISBERG; RESNICK, 1979).

A descrição matemática para as ondas da matéria é compreendida através da equação de Schrödinger. Esta equação corresponde a uma densidade de probabilidade, pois indica a probabilidade de que a partícula esteja em uma pequena região do espaço. As soluções da equação de Schrödinger fornecem parâmetros que possibilitam caracterizar de forma qualitativa diversas propriedades observadas, por exemplo, na emissão de fótons através de elementos químicos (EISBERG; RESNICK, 1979).

Sabe-se que quando uma luz branca atravessa um prisma obtém-se um espectro contínuo de luz. Entretanto, por exemplo, quando a luz emitida por átomos excitados de hidrogênio passa pelo prisma, verifica-se que a radiação tem certo número de componentes ou linhas espectrais discretas. Estas linhas surgem através da transição de elétrons dentro da eletrosfera atômica (ATKINS; JONES, 2005).

Quando um elétron sofre uma transição, isto é, uma mudança de estado, ele muda de um nível de energia para outro mais baixo e a diferença de energia é emitida como um fóton. Desta maneira, cada linha espectral vem de uma transição específica. A análise de tais espectros permite construir diagramas quantizados de níveis de energia característicos a cada átomo. Uma consequência da quantização é que um átomo ou molécula só pode absorver e emitir radiação em certas frequências (ATKIN; JONES, 2005). Assim, os átomos apresentam níveis bem definidos de energia, conforme figura 2.14 a seguir.



**Figura 2. 14 - Níveis de energia permitidos para o átomo de hidrogênio.**  
**Fonte: Adaptado de Atkins e Jones (2005, p. 129).**

Nesta figura os sinais negativos significam que a energia de um elétron em um átomo é sempre menor do que a energia de um elétron livre. Desta forma surge o primeiro número utilizado para descrever o estado quântico em um átomo, ou seja, o número quântico principal  $n$  que representa o nível de energia no qual está o elétron. O número quântico principal pode ser representado pelos valores 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7 ou respectivamente pelas letras K, L, M, N, O, P e Q e define o tamanho do orbital, isto é, a quantidade máxima de elétrons permitidos em cada orbital.

Todavia, um elétron em um átomo pode ser comparado a uma partícula no interior de uma caixa no sentido de que ele está confinado ao átomo pela ação do núcleo. A equação de Schrödinger é utilizada para calcular as funções de onda dos elétrons, ou seja, as soluções da equação de Schrödinger correspondem às expressões matemáticas dos orbitais atômicos. Tais orbitais caracterizam a natureza ondulatória do elétron sugerindo uma região de confinamento eletrônico menos definido que uma órbita.

Assim, para caracterizar o subnível do elétron surge, representado pela letra  $l$ , o número quântico do momento angular do orbital. Este número quântico corresponde ao formato do orbital e pode assumir valores que variam desde 0 a  $n - 1$  (sendo  $n$  o número quântico principal), ou respectivamente as letras  $s, p, d, f$ , e etc. Observa-se que a designação das letras  $s, p, d$  e  $f$  surgiram da classificação antiga, em inglês, das linhas espectroscópicas “*sharp*” (estreita), “*principal*” (principal), “*diffuse*” (difusa) e “*fundamental*” (fundamental). O momento angular orbital é dado por:

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (2.23)$$

sendo  $\hbar = 1,05457 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$  a constante de Planck dividida por  $2\pi$ .

Um aspecto importante que necessita ser ressaltado é que todos os orbitais de uma mesma camada têm a mesma energia, independentemente do valor do momento angular.

O terceiro número quântico utilizado para caracterizar um orbital é o número quântico magnético  $m_l$ . Este número distingue os orbitais pertencentes a um mesmo nível energético  $n$  e pode assumir:

$$m_l = l, l - 1, -l, \quad (2.24)$$

Para cada valor de  $l$  ocorrem  $2l + 1$  valores diferentes de  $m_l$ . Desta maneira, quando  $l = 2$  os possíveis valores para  $m_l$  serão  $m_l = 2, 1, 0, -1, -2$ .

O quarto número quântico é o número magnético de spin  $m_s$  que indica a orientação do elétron ao redor do seu próprio eixo, realizando movimento no sentido horário ou no sentido anti-horário. O número quântico de spin pode assumir os valores  $+1/2$  ou  $-1/2$ . O spin também ocasiona o momento angular de spin, representado por  $S$ .

É preciso citar que cada um dos diferentes tipos de momentos angulares de um elétron (momento angular orbital e momento angular de spin) gerará um campo magnético intrínseco, como fará qualquer espécie eletricamente carregada que apresente momento angular, ou seja, que acelera por se mover em algum tipo de movimento circular. Estes dois campos magnéticos intrínsecos irão interagir entre si, de tal maneira que se combinarão para formar um momento angular total. A interação entre os momentos angulares de spin e de orbital é chamada de acoplamento spin-órbita e ocorre de forma vetorial.

Adota-se a convenção de utilizar as letras  $l$  e  $m_l$  para indicar o momento angular orbital,  $s$  e  $m_s$  para indicar o momento angular de spin. Também são introduzidos os números quânticos  $j$  para se referir ao momento angular total e  $m_j$  para indicar o componente  $z$  do momento angular total de um único elétron.

O momento angular total  $j$  pode assumir os valores:

$$j = l + s, \dots, l - s \quad (2.25)$$

Observa-se que  $m_j$  pode apresentar  $2j+1$  valores possíveis que se iniciam em  $-j$  e vão até  $+j$ .

Para realizar as considerações sobre o acoplamento spin-órbita é necessário introduzir a ideia do símbolo do termo, que corresponde a uma abreviação para indicar os valores dos momentos angulares orbitais, do spin e totais de um estado eletrônico.

Desta forma,  $L$  corresponde ao número quântico que indica a soma vetorial do momento angular orbital de um estado eletrônico, ou seja:

$$L = l_1 + l_2, \dots, l_1 - l_2 \quad (2.26)$$

e varia em incrementos inteiros. Por sua vez,  $S$  representa a soma vetorial do momento angular do spin do estado eletrônico e é dado por:

$$S = s_1 + s_2, \dots, s_1 - s_2 \quad (2.27)$$

Observa-se que  $S$  também varia em incrementos inteiros. Assim, a soma vetorial do momento angular total do estado eletrônico  $J$  pode apresentar os seguintes valores:

$$J = L + S, \dots, L - S \quad (2.28)$$

com  $J$  (variando em incrementos inteiros). As tabelas a seguir resumizam todas as informações esplanadas nos parágrafos anteriores.

**Tabela 2.13 – Representação dos estados quânticos de um elétron.**

Estado quântico	Símbolo	Valores Assumidos	Valores Possíveis	Função	Consequência																
Número quântico principal	$n$	<table border="1"> <tr> <td>n=</td> <td>1</td> <td>2</td> <td>3</td> <td>4</td> <td>5</td> <td>6</td> <td>7</td> </tr> <tr> <td></td> <td>K</td> <td>L</td> <td>M</td> <td>N</td> <td>O</td> <td>P</td> <td>Q</td> </tr> </table>	n=	1	2	3	4	5	6	7		K	L	M	N	O	P	Q		Define o nível de energia e o tamanho do orbital.	
n=	1	2	3	4	5	6	7														
	K	L	M	N	O	P	Q														

**Continuação da tabela 2.13.**

Estado quântico	Símbolo	Valores Assumidos	Valores Possíveis	Função	Consequência												
Número quântico do momento angular do orbital	$l$	<table border="1"> <tr> <td><math>l =</math></td> <td>0</td> <td>1</td> <td>2</td> <td>3</td> <td>...</td> </tr> <tr> <td></td> <td>s</td> <td>p</td> <td>d</td> <td>f</td> <td>...</td> </tr> </table> <p>Número máximo de elétrons: s: 2 p: 6 d: 10 f: 14</p>	$l =$	0	1	2	3	...		s	p	d	f	...	$n - l$	Define o subnível ou formato do orbital.	Gera o momento angular orbital $l$ .
$l =$	0	1	2	3	...												
	s	p	d	f	...												
Número quântico magnético	$m_l$	$l, l - 1, \dots, -l$	$2l + 1$	Distingue os orbitais pertencentes a um mesmo subnível.													
Número magnético de spin	$m_s$	$+1/2$ ou $-1/2$		Define a orientação do elétron ao redor do seu próprio eixo.	Gera o momento angular de spin $s$ .												

**Tabela 2. 14 – Representação dos momentos angulares de um elétron.**

Momento Angular	Símbolo	Valores Assumidos	Valores Possíveis
Momento angular total de um elétron	$j$	$j = l + s, \dots, l - s$	
Componente z do momento angular total de um elétron	$m_j$	$m_j = -j, \dots, +j$	$2j + 1$
Soma vetorial do momento angular orbital ( $l$ ) de um estado eletrônico	$L$	$L = l_1 + l_2, \dots, l_1 - l_2$	
Soma vetorial do momento angular do spin ( $s$ ) do estado eletrônico	$S$	$S = s_1 + s_2, \dots, s_1 - s_2$	
Soma vetorial do momento angular total do estado eletrônico	$J$	$J = L + S, \dots,  L - S $	Acoplamento spin-órbita.

### 2.7.2 Múltiplos Elétrons

O acoplamento spin-órbita entre múltiplos elétrons pode ocorrer de duas formas distintas:

- ✓ Acoplamento Russel-Saunders ou RS: para átomos com  $z < 30$  (acoplamento fraco).
- ✓ Acoplamento j-j: para átomos com  $z > 30$  (acoplamento forte).

Para entender tais acoplamentos o primeiro passo é introduzir o símbolo do termo, e para tanto serão utilizados os momentos angulares orbitais totais e os momentos angulares de spin totais.

Um símbolo do termo corresponde a uma abreviação para indicar os valores dos momentos angulares orbitais, do spin e totais, de um estado eletrônico.

Se  $L$  é o número quântico que indica a soma vetorial do momento angular orbital de um estado eletrônico,  $S$  representa a soma vetorial do momento angular do spin do estado eletrônico e  $J$  representa o momento angular total do estado eletrônico, o símbolo do termo é dado por:

$$^{2S+1}L_J \quad (2.30)$$

Todavia, ao invés de se utilizar um valor numérico para  $L$  emprega-se uma letra específica para identificação, conforme tabela a seguir:

**Tabela 2. 15 – Representações para  $L$ , o número quântico que indica a soma vetorial do momento angular orbital de um estado eletrônico.**

$L$	Letra para designação
0	S
1	P
2	D
3	F
.	.
.	.
.	.

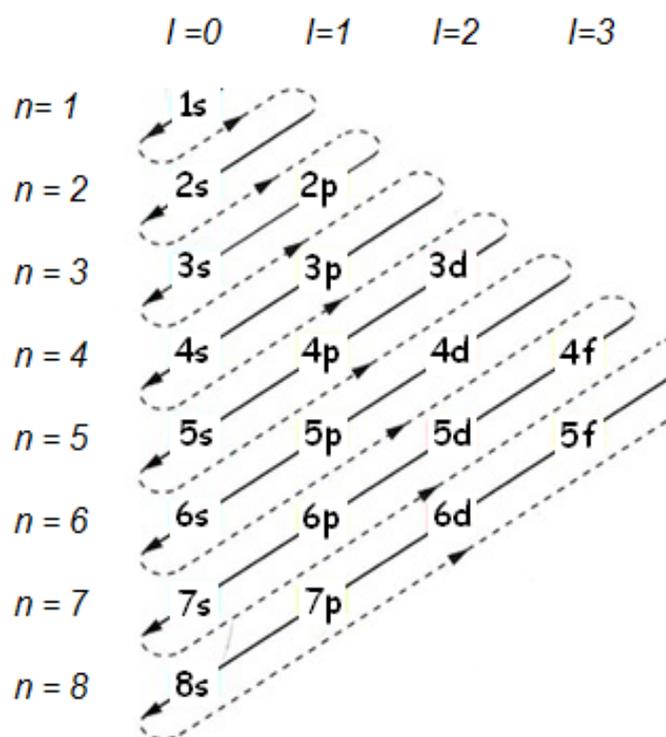
Na expressão 2.30 o sobrescrito a esquerda de  $L$ , ou seja,  $2S+1$ , é chamado de multiplicidade de estado. Os estados que apresentam multiplicidade 1 são chamados de estados singletos, aqueles que apresentam multiplicidade 2 são dupletos, multiplicidade três correspondem aos tripletos e assim por diante.

Como já discutido  $L$  e  $S$  podem apresentar vários valores. Um átomo pode apresentar todas as combinações possíveis de momento angular e de spin, ou seja, todas as combinações possíveis de  $L$  e  $S$ . Por exemplo, considere o átomo de carbono, que em seu estado fundamental se apresenta com seis elétrons.

É conhecido que o subnível  $s$  pode conter no máximo dois elétrons e o subnível  $p$  pode conter até seis elétrons. De acordo com o princípio de exclusão de Pauling os elétrons preenchem sucessivamente os subníveis em ordem crescente de energia, respeitando o número máximo de elétrons permitido em cada subnível. Cabe ressaltar que a regra de Aufbau afirma que somente o subnível de maior energia preenchido poderá ter número de elétrons menor que o permitido, ou seja, somente o subnível de maior energia preenchido poderá estar incompleto. Assim, para este átomo de carbono tem-se:

$s$	0
	↑↓
$p$	-1
	0
	1
	↑↓
	↑
	↑

Através do diagrama de Linus Pauling, figura 2.15,



**Figura 2. 15 – Diagrama de Linus Pauling para representação dos níveis eletrônicos de energia.**

encontra-se que o átomo de carbono apresenta configuração eletrônica  $1s^2 2s^2 2p^2$ . Dentro desta configuração eletrônica o átomo pode ter várias combinações possíveis para  $L$  e  $S$ , mas apenas uma delas corresponde ao estado fundamental de menor energia, ou seja, existem estados excitados do átomo de carbono que ainda apresentam configuração eletrônica  $1s^2 2s^2 2p^2$ .

Cada um dos estados fundamental e excitado apresentam seu próprio símbolo de termo e dentro de uma configuração eletrônica os vários símbolos representam os níveis de energia individuais. Para o átomo de carbono em questão,  $L = l_1 + l_2, \dots, l_1 - l_2$  pode assumir os seguintes valores:

$$L = 2, 1, 0$$

pois tem-se  $l = 1$  devido ao subnível energético de maior energia ser o subnível  $p$ .

$$l =$$

0	1	2	3	...
s	p	d	f	...

Desta forma, substituindo os valores numéricos de  $L$  por seus respectivos símbolos encontra-se  $S$ ,  $P$  e  $D$ .

Já os possíveis valores que  $S = s_1 + s_2, \dots, s_1 - s_2$  podem apresentar são  $S=1$  e  $S=0$ . Assim, ainda não considerando os valores de  $J$ , todas as combinações de  $L$  e  $S$  resultam em:

$${}^1S, {}^1P, {}^3S, {}^3P \text{ e } {}^3D$$

Algumas considerações devem ser realizadas quanto a este resultado. Por exemplo, o símbolo do termo  ${}^3D$  implica que para ambos os elétrons que apresentem  $m_j = +1$  os spins estarão orientados no mesmo sentido violando o princípio de Pauling. Por este motivo o termo  ${}^3D$  não poderá existir para esta configuração eletrônica.

A mesma explicação recai sobre o termo  ${}^3S$  que também deve ser excluído. O símbolo  ${}^1P$  é redundante, pois os demais termos definem completamente todas as maneiras pelas quais os elétrons podem emparelhar seu momento angular orbital e de spin.

Conclui-se então que os possíveis símbolos de termos para a configuração eletrônica do estado fundamental se resumem a:

$${}^1S, {}^1P, \text{ e } {}^3P$$

A tabela 2.16 apresenta os símbolos dos termos para subcamadas parcialmente preenchidas. A primeira coluna corresponde as subcamadas parcialmente preenchidas e a segunda coluna o respectivo símbolo do termo.

**Tabela 2. 16 – Alguns símbolos de termos para subcamadas eletrônicas parcialmente preenchidas.**

Subcamada	Símbolos do Termo
$s^1$	${}^2S$
$p^1, p^5$	${}^2P$
$p^2, p^4$	${}^1S, {}^1D, {}^3D$
$p^3$	${}^2P, {}^2D, {}^4S$
$d^1, d^9$	${}^2D$
$d^2, d^8$	${}^1S, {}^1D, {}^1G, {}^3P, {}^3F$
$d^3, d^7$	${}^2P, {}^2D, {}^2D, {}^2F, {}^2G, {}^2H, {}^4P, {}^4F$
$d^4, d^6$	${}^1S, {}^1S, {}^1D, {}^1D, {}^1F, {}^1G, {}^1I, {}^3P, {}^3P, {}^3D, {}^3F, {}^3G, {}^3H, {}^5D$
$d^5$	${}^2S, {}^2P, {}^2D, {}^2D, {}^2F, {}^2F, {}^2G, {}^2G, {}^2H, {}^2I, {}^4P, {}^4D, {}^4F, {}^4G, {}^6S$

Nota: Átomos com subcamadas completamente preenchidas têm todos um único termo  ${}^1S$ .

Para considerar os possíveis valores de  $J$  para o exemplo do carbono é preciso levar em conta a equação 2.28:

$$J = L + S, \dots, L - S \quad (2.28)$$

Esta equação fornece vários valores de  $J$  para cada combinação entre  $L$  e  $S$ . Assim, sendo  $J$  determinado a partir de  $L$  e  $S$  as tabelas de símbolos de termo usualmente não apresentam o valor de  $J$  para evitar confusões. Na prática o que se faz é determinar os termos completos para a configuração do último subnível de energia, que no caso do carbono será  $p^2$ , ou seja,  $^1S$ ,  $^1P$ , e  $^3P$ .

Para  $^1S$  tem-se  $L = 0$  (vide tabela 1) e  $2S + 1 = 1$  (devido ao expoente 1 de  $^1S$ ), ou seja,  $S = 0$ . Logo,

$$J = 0+0, 0-0 = 0 \quad (2.29)$$

e o símbolo do termo  $^1S$  pode ser escrito de forma completa como  $^1S_0$ .

Para  $^1D$  tem-se  $L = 2$  (vide tabela 1) e novamente  $2S + 1 = 1$  (devido ao expoente 1 de  $^1D$ ), ou seja,  $S = 0$ . Assim:

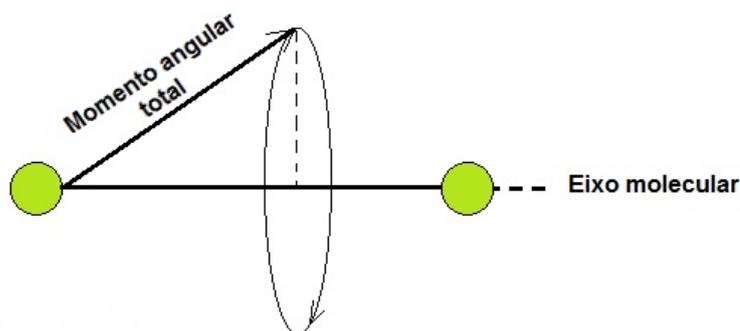
$$J = 2+0, |2-0| = 2 \quad (2.30)$$

o símbolo do termo  $^1D$  pode ser escrito como  $^1D_2$ .

Para  $^3P$  encontra-se  $L = 1$  (vide tabela 1) e  $2S + 1 = 3$  (devido ao expoente 3 de  $^3P$ ), isto é,  $S = 1$ . Desta maneira os símbolos do termo  $^3P$  serão  $^3P_2, ^3P_1, ^3P_0$ .

### 2.7.3 Espectros Eletrônicos de Moléculas Diatômicas

Os espectros eletrônicos das moléculas são mais complicados que os dos átomos, pois estão presentes mais de um núcleo. Os símbolos de termo para as moléculas diatômicas são determinados através do momento angular orbital total dos elétrons em torno do eixo nuclear. A figura 2.16 seguir ilustra este princípio.

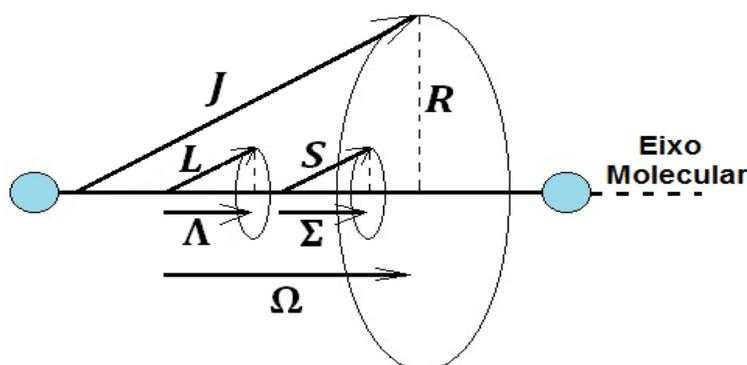


**Figura 2. 16 – Representação do momento angular total de uma molécula.**

Os símbolos dos termos são semelhantes àqueles dos átomos, mas os números quânticos envolvidos recebem diferentes denominações. Ao invés de se utilizar  $^{2S+1}L_J$ , o símbolo dos termos para moléculas diatômicas é:

$$^{2S+1}\Lambda_{\Omega} \quad (2.31)$$

sendo  $\Lambda$ ,  $\Omega$  e  $S$  ilustrados na figura a seguir:



**Figura 2. 17 – Representação dos parâmetros dos momentos angulares em uma molécula.**

O vetor  $J$ , momento angular total corresponde a combinação do momento angular orbital  $L$  com o momento orbital de spin  $S$  e com o momento angular rotacional da própria molécula  $R$ . Observa-se que com exceção de  $R$ , que é perpendicular ao eixo da molécula, todos os demais momentos angulares apresentam componentes ao longo do eixo da molécula.

Desta forma o componente axial de  $L$  é  $\Lambda$ , o de  $S$  é  $\Sigma$  e o de  $J$  é  $\Omega$ . Os símbolos dos termos são formados pelos respectivos valores de  $\Lambda$ ,  $\Omega$  e  $S$ . Todavia, da mesma forma que  $L$  para os átomos com vários elétrons, utiliza-se letras representativas ao invés de valores numéricos de  $\Lambda$  no símbolo do termo.

Ressalta-se que diferentemente dos símbolos de termos atômicos, os diatômicos fazem uso de letras gregas maiúsculas, conforme tabela a seguir:

Tabela 2. 17 – Símbolos utilizados para o componente axial do momento angular orbital.

$\Lambda$	Designação da Letra
0	$\Sigma$
1	$\Pi$
2	$\Delta$
3	$\Phi$
.	.
.	.
.	.

Igualmente como acontece com o número quântico  $J$  o número quântico  $\Omega$  pode assumir vários valores que dependem de  $\Lambda$  e  $\Sigma$ , conforme equação a seguir:

$$\Omega = \Lambda + \Sigma, \dots, \Lambda - \Sigma \quad (2.32)$$

Para estados diferentes daqueles que apresentam  $\Sigma = 0$ , o vetor do momento angular total pode estar se movendo ao redor do eixo internuclear em duas direções.

Para moléculas diatômicas homonucleares, ou seja, que pertençam ao grupo pontual  $D_{\infty h}$  existe uma denominação extra no símbolo. Moléculas diatômicas homonuclear apresentam um centro de simetria e as funções de onda podem ser simétricas ou antissimétricas em relação a este centro de simetria. A figura a seguir ilustra as designações simétricas e antissimétricas.

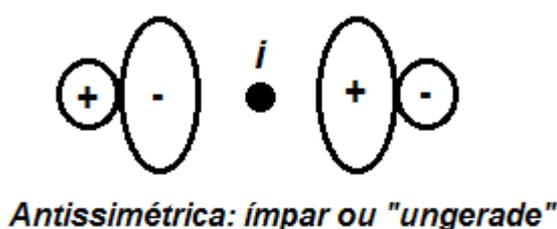


Figura 2. 18 – Representações simétricas e antissimétricas para moléculas pertencentes ao grupo pontual  $D_{\infty h}$ .

Se um estado eletrônico de uma moléculas diatômica homonuclear é simétrico em relação ao centro de simetria, acrescenta-se, como subscrito à direita, a letra *g* (denominação de *gerade*, ou seja, par, na língua alemã). Caso o estado eletrônico seja antissimétrico em relação ao centro de simetria o subscrito a direita do termo será *u* (ímpar em alemão).

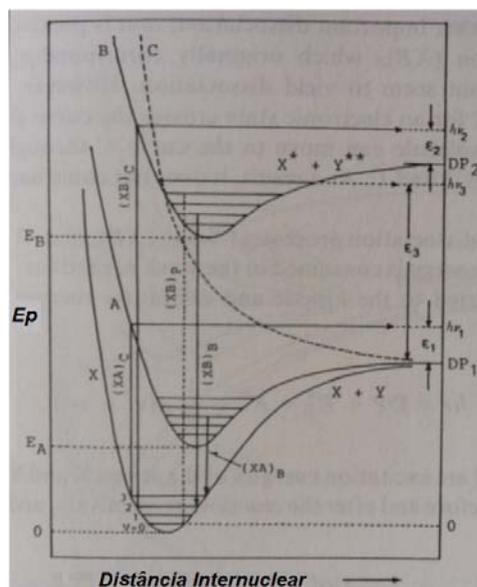
#### 2.7.4 Processo de Fotoionização

Como já mencionado, o processo de luminescência atmosférica é proveniente da transição eletrônica de elétrons que foram excitados acima de seus níveis metaestáveis de energia. Um dos principais processos pelos quais átomos e moléculas sofrem excitação é através da absorção da radiação solar, ou seja, através da fotoionização. Por este motivo dedica-se neste trabalho rápida consideração quanto ao processo de fotoionização de moléculas, pois uma das linhas de emissão utilizada nesta pesquisa é inerente à molécula diatômica do OH.

Para entender os estados eletrônicos de uma molécula diatômica, é necessário imaginar que existam dois núcleos separados entre si, que sejam rodeados por elétrons que se movem em torno do núcleo devido à força de Coulomb exercida pelas cargas presentes nos núcleos dos átomos. Desta forma, os elétrons se constituem como uma carga negativa que proporciona um campo elétrico que, por sua vez, contrabalança as forças repulsivas entre os núcleos. A interação entre estas forças permite que os núcleos estejam em um estado de equilíbrio a uma determinada distância um do outro. Este estado de equilíbrio corresponde à base da curva de energia potencial mostrada na figura 2.19. Por este motivo, uma molécula cuja distância internuclear ocorra, aproximadamente, no mínimo da curva potencial, é dita estável.

Fotodissociação é o processo no qual as moléculas se dissociam em seus constituintes como resultado da radiação eletromagnética. Existe um limite quanto à energia do fóton que provocará este processo. Este limiar de energia é específico de cada molécula e pode ser interpretado em termos da curva potencial adiabática da energia molecular de ligação.

Basicamente, a energia potencial interna de uma molécula diatômica é uma função da distância internuclear entre os átomos constituintes da molécula conforme figura 2.19.



**Figura 2. 19 – Curvas de Energia Potencial Adiabática de moléculas diatômicas.**

**Fonte: Adaptado de Tohmatsu (1990, p. 159).**

Os estados de vibração dos átomos são designados pela letra grega  $\nu$  e podem apresentar valores 0, 1, 2, 3 e assim por diante. Devido à energia potencial ser menor que a energia do estado eletrônico a distância internuclear varia dentro do “vale” da curva potencial de acordo com o respectivo estado vibracional. Cada molécula apresenta seu próprio estado de energia. Na figura 2.19 tais estados são representados pelas curvas denominadas X, A e B. A curva C corresponde a um estado instável e, assim, uma molécula que se encontre em tal estado irá se dissociar.

O estado estável que apresenta o mínimo de energia é chamado de estado fundamental. Na figura 2.19 este estado é representado pela curva intitulada de X. Os demais estados da figura, ou seja, A, B e C, correspondem aos estados excitados.

A energia necessária para dissociação depende do estado vibracional da molécula e, geralmente, a energia potencial de dissociação é definida em relação ao estado fundamental  $\nu = 0$ .

### 2.7.5 Camadas de Luminescência Atmosférica

Muitas das emissões de luminescência atmosférica estão atribuídas a reações químicas envolvendo moléculas na alta atmosfera. O excesso de energia de reações exotérmicas é transformado em energia translacional, eletrônica, vibracional e rotacional e desta forma

átomos e moléculas se apresentam em estados excitados. Estes mecanismos de excitação são chamados de quimiluminescência.

A energia de excitação do “airglow” pode ser considerada como a energia química que foi armazenada na alta atmosfera decorrente de processos de fotoionização ou fotodissociação ocorridos durante o dia. Desta forma o airglow noturno, ou seja, *nightglow*, pode ser caracterizado pelas reações relacionadas aos íons presentes na ionosfera e também a moléculas neutras na baixa atmosfera (abaixo de 100 km).

O “airglow” é proveniente de algumas regiões que se localizam em intervalos específicos de altitudes. Estes intervalos são denominados camadas de luminescência atmosférica. Quando a emissão é proveniente de um único átomo a emissão é dada por linhas espectrais e quando for decorrente de uma molécula, será composta por um conjunto de linhas espectrais chamadas de bandas.

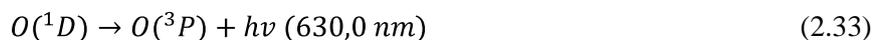
A intensidade luminosa da luminescência atmosférica é expressa em termos do Rayleigh. Um Rayleigh corresponde à intensidade de uma fonte isotrópica que emite, durante o intervalo de um segundo,  $10^6$  fótons em uma coluna de um centímetro quadrado de área.

Neste trabalho foram utilizados parâmetros extraídos de duas linhas de emissões localizadas entre 80 e 100 km de altitude (emissão da linha verde do oxigênio atômico e a emissão das bandas de Meinel do Radical hidroxila OH) e a emissão da linha vermelha do oxigênio atômico em altitudes ionosféricas.

### 2.7.6 Emissão do OI – 630,0 nm

A emissão do OI-630,0 nm é resultante de processos que ocorrem na região F ionosférica. Para entender tais processos é necessário lembrar que os principais constituintes desta região são os íons atômicos  $O^+$ ,  $N^+$ ,  $H^+$  e  $He^+$  e íons moleculares  $NO^+$ ,  $O_2^+$  e  $N_2^+$ .

Conhecida como linha vermelha do oxigênio atômico a emissão OI-630,0 nm ocorre em aproximadamente 250 km de altitude, proveniente da transição espontânea do estado excitado do oxigênio atômico  $^1D$  para seu estado fundamental  $^3P$ , conforme reação descrita a seguir:



Esta reação pode ser representada pelo diagrama de energia ilustrado na figura 2.20:

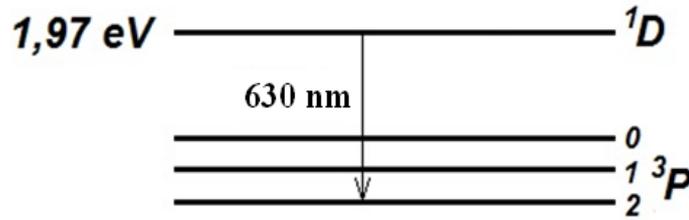


Figura 2. 20 – Diagrama representando a transição do estado  $^1D$  para  $^3P$ , correspondente a emissão do O 630,0 nm.

Fonte: Adaptado de Shunck and Nagy (2000, p. 218).

Os processos que podem ocasionar o aparecimento do estado excitado  $O(^1D)$  estão relacionados a seguir (SCHUNK; NAGY, 2000):

Tabela 2. 18 – Processos de excitação do oxigênio atômico para o estado  $O(^1D)$ .

$O_2^+ + e \rightarrow O + O(^1D)$
$O_2 + h\nu \rightarrow O + O(^1D)$
$e + O(^3P) \rightarrow e + O(^1D)$
$O(^1S) \rightarrow h\nu(\lambda = 557,7nm) + O(^1D)$
$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$
$N(^2D) + O \rightarrow N(4S) + O(^1D)$
$N(^2P) + O \rightarrow NO + O(^1D)$
$N(^2P) + O \rightarrow N(4S) + O(^1D)$
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1D)$
$O^+(^2D) + O(^3P) \rightarrow O^+(4S) + O(^1D)$
$e + O_2 \rightarrow e + O + O(^1D)$
$e_{th} + O \rightarrow e_{th} + O(^1D)$

sendo  $e_{th}$  elétrons excitados termicamente.

A intensidade de emissão do OI-630,0 nm está intimamente relacionada à densidade eletrônica, mas os movimentos verticais são mais importantes a esta emissão devido à disponibilidade ou não de  $O_2$  para a formação do  $O_2^+$ , pois durante a noite, a principal reação que resulta na emissão do OI-630,0 nm é a recombinação dissociativa expressa por:



Todavia, a principal reação formadora do  $O_2^+$  é proveniente da troca íon-átomo



Desta forma, a equação 2.35 controla a velocidade da equação 2.34 e, conseqüentemente, a velocidade de aparecimento do  $O(^1D)$ .

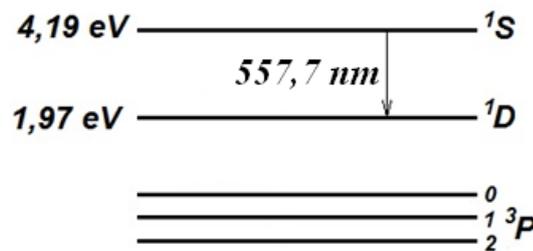
Observa-se que abaixo de 150 km de altitude não ocorre a emissão da linha verde do oxigênio, pois o estado  $^1D$  apresentam tempo de vida longo o suficiente (aproximadamente 110s) para que sua energia seja removida através de colisões com outros átomos e moléculas, ou seja, através do processo denominado de *quenching*.

Alguns processos de *quenching* envolvendo o estado  $O(^1D)$  são apresentados a seguir:



### 2.7.7 Emissão do OI - 557,7 nm

A emissão na linha verde do oxigênio atômico, cujo comprimento de onda é  $\lambda = 557,7$  nm, ocorre entre 80 – 110 km de altura. Esta emissão é proveniente da transição espontânea do estado excitado do oxigênio atômico  $^1S$  para o estado  $^1D$ , conforme diagrama a seguir:



**Figura 2. 21 - Diagrama representando a transição do estado  $^1S$  para  $^1D$ , correspondente a emissão do O 557,7 nm.**

**Fonte: Adaptado de Shunck and Nagy (2000, p. 218).**

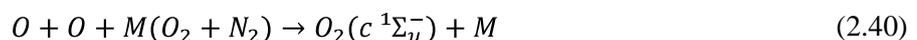
Na região F ionosférica a excitação do oxigênio atômico para o estado  $O(^1S)$  resulta principalmente da recombinação dissociativa do oxigênio molecular, ou seja,



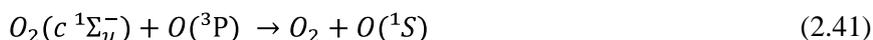
Na região E ionosférica os principais mecanismos de excitação podem ser o mecanismo de Chapman,



ou o mecanismo de Barth, processo composto por duas etapas, sendo que a primeira, uma reação de três corpos, dá origem ao estado  $O_2(c^1\Sigma_u^-)$  através de



e a segunda, correspondendo a interação entre  $O_2(c\ ^1\Sigma_u^-)$  e o oxigênio atômico  $O(^3P)$  no estado fundamental, resulta como um dos produtos o estado  $O(^1S)$ , ou seja,



Observações da intensidade da emissão do 557,7 nm revelam várias irregularidades. Tais fenômenos são interpretados como variações espaciais e temporais na densidade do oxigênio e estão atribuídas ao movimento atmosférico.

### 2.7.8 Emissão do OH – Bandas de Meinel

As emissões da hidroxila OH surgem de alturas próximas a 90 km e recaem no infravermelho. Tais emissões são tão intensas, em torno de  $4,5 \times 10^6$  R, que se estivessem compreendidas no intervalo visível ocultariam completamente as luzes das estrelas para um observador posicionado no solo (HARGREAVES, 1979). A espessura média desta camada de emissão é de ~10 km.

Todas as bandas de emissão da hidroxila OH que já foram identificadas na luminescência atmosférica são originárias de transições com  $v \leq 9$ . Tais bandas vibracionais são originadas principalmente da excitação da OH através da reação entre o ozônio mesosférico e o hidrogênio, conforme reação a seguir:



Outra fonte de excitação da OH surge do processo:



Para estudar as bandas de emissão da OH é necessário definir três parâmetros característicos desta molécula: a temperatura rotacional, a temperatura vibracional e a radiação. Para tanto é necessário conhecer a estrutura espectral da OH, definindo-se os autovalores dos momentos eletrônicos e de spin ao longo do eixo molecular. Após isso, é necessário realizar uma análise dos tipos de acoplamento que surgem entre parâmetros. Quando o número quântico de rotação do núcleo é baixo ( $N < 10$ ), o acoplamento entre o momento angular orbital e o spin é descrito pelo caso a) de Hund.

Algumas das principais características dos estados quânticos da molécula do OH são apresentadas na tabela 2.19.

**Tabela 2. 19 - Descrição dos estados quânticos do OH.**

Estados quânticos	Nº Quântico	Descrição
Momento angular orbital	$\Lambda = 1$	estado $\Pi$
Spin	$\Sigma = +1/2$ $\Sigma = -1/2$	
Momento angular eletrônico	$\Omega = \Lambda + \Sigma = 3/2$ $\Omega = \Lambda + \Sigma = 1/2$	Caso a) de Hund ( $N < 10$ )
Momento angular rotacional	$N = 0, 1, 2, \dots$	Caso a) de Hund ( $N < 10$ )
Momento angular total	$J = \Omega + N = 3/2, 5/2, \dots, 23/2$ $J = \Omega + N = 1/2, 3/2, \dots, 21/2$	Estado ${}^2\Pi_{3/2}$ Estado ${}^2\Pi_{1/2}$
Vibração	$v = 0, 1, 2, \dots, 9$	Máximo para o airglow é $v=9$

## 2.8 Ondas de Gravidade

Diversas observações sobre a alta atmosfera revelam que nesta região ocorrem movimentos complexos que podem ser interpretados em termos da presença de ondas (RISHBETH, 1969). Uma importante propriedade das ondas é a habilidade de transportar energia. Um exemplo é verificado quanto às ondas de gravidade que transportam energia para longe dos locais de sua geração distribuindo esta energia para toda atmosfera (NAPPO, 2002).

### 2.8.1 Definição de Ondas de Gravidade

Considerando hipoteticamente uma camada de ar que apresente limites bem definidos que a separam do ambiente à sua volta, é possível definir a força da flutuabilidade como o resultado do desequilíbrio entre o peso da parcela de ar e a componente vertical da pressão que atua na superfície desta parcela, quando a parcela sofre uma perturbação vertical (SALBY, 1996).

A força da flutuabilidade também é chamada de Frequência de Brünt Väisälä e representa uma frequência natural de oscilação da atmosfera podendo ser expressa através da equação 2.44:

$$N^2 = \frac{g}{T} \left( \frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2.44)$$

sendo  $c_p$  o calor específico à pressão constante e  $\rho$  a densidade atmosférica.

No caso da parcela sofrer uma perturbação vertical, a flutuabilidade poderá ser classificada como positiva ou negativa. Ela será positiva se atuar no sentido de restaurar o sistema à sua posição inicial (momento anterior à perturbação). Nesta situação  $N^2$  assume valores positivos, as partículas oscilam em torno de sua posição de equilíbrio e o movimento é estável. A flutuabilidade será classificada como negativa, se atuar no sentido de deslocar o sistema para além de sua posição de desequilíbrio, ou seja, quando  $N^2 < 0$  o deslocamento das partículas cresce indefinidamente e o movimento se torna instável (SALBY, 1996; VARGAS, 2007).

A estabilidade de uma camada atmosférica corresponde à sua capacidade em suportar movimentos verticais. Desta forma uma camada estavelmente estratificada tende a inibir movimentos verticais, ou seja, deslocamentos verticais provenientes de alguma fonte perturbadora experimentam uma força oposta suportada pela força positiva da flutuabilidade. De maneira semelhante, uma camada instavelmente estratificada promove movimentos verticais através da força negativa da flutuabilidade (SALBY, 1996).

Definida a força da flutuabilidade torna-se possível entender o significado físico das GWs. Ondas de gravidade, ou mais precisamente ondas de flutuabilidade (VINCENT, 2009), podem ser entendidas como deslocamentos de ar que apresentam, à medida que se propagam vertical e horizontalmente, movimento oscilatório determinado pelo balanço entre as forças da gravidade e o gradiente da pressão atmosférica. Estas perturbações atmosféricas apresentam escalas temporais curtas para que sejam ignoradas a rotação do planeta, transferência de calor e fricção (SALBY, 1996).

Ondas de Gravidade são características dinâmicas de pequena escala (SWENSON, et al., 2003) que se propagam para alta mesosfera e baixa termosfera (JONATHAN, et al., 2003) com origens, em sua maior parte, na troposfera (VINCENT, 1984; TAYLOR et al., 1993; MURAYAMA et al., 1994; NAPPO, 2002; TAORI, et al. 2011). De acordo com Gavrilov e Fukao (2001) os movimentos de ondas surgem como resultado da constante competição, entre

a violação do equilíbrio entre a pressão e a aceleração da gravidade, e a tendência da atmosfera em equilibrar estes campos. Em altitudes ionosféricas, períodos típicos de ondas de gravidade estão compreendidos entre 10 minutos e 3 horas durante o inverno e 10 à 90 minutos durante o verão do hemisfério norte (BOSKA et al., 1996; BOSKA et al., 2002).

## 2.8.2 Equações que Descrevem as Ondas de Gravidade

No estudo de fluidos é possível utilizar duas referências distintas para a descrição de uma propriedade inerente ao fluido, ou seja, a descrição Lagrangeana e a descrição Euleriana.

A descrição Lagrangeana, que faz referência à variação de uma determinada quantidade que segue o movimento das partículas do fluido, é representada pela derivada substancial (ou derivada material) dada por

$$\frac{D}{Dt} \quad (2.45)$$

A descrição Euleriana faz referência a uma propriedade inerente a um ponto fixo no espaço no interior da corrente do fluido, e é representada através da derivada parcial em relação ao tempo.

$$\frac{\partial}{\partial t} \quad (2.46)$$

Um simples exemplo da aplicação destas duas referências pode ser indicado na medição da temperatura da água de um rio. É possível fixar um termômetro em determinado ponto do rio (descrição Euleriana) ou fixa-lo a um flutuador que segue o curso natural das águas (descrição Lagrangeana).

Assim, considerando uma propriedade genérica  $\Phi$ , a relação entre as variações Euleriana e Lagrangeana pode ser expressa através de:

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + u_x \frac{\partial\Phi}{\partial x} + u_y \frac{\partial\Phi}{\partial y} + u_z \frac{\partial\Phi}{\partial z} \quad (2.47)$$

sendo  $u_x, u_y$  e  $u_z$  as componentes nas respectivas direções  $x, y$  e  $z$  do vetor velocidade  $\mathbf{u} = u_x \mathbf{i} + u_y \mathbf{j} + u_z \mathbf{k}$ . Através de operadores vetoriais a equação 2.47 pode ser representada por:

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\Phi \quad (2.48)$$

sendo o termo  $\mathbf{u} \cdot \nabla\Phi$  denominado de variação ou advecção convectiva.

Antes da apresentação do sistema de equações que descrevem as ondas de gravidade segundo a teoria linear, faz-se necessário uma breve descrição da aproximação de Boussinesq. As equações hidrodinâmicas que descrevem a atmosfera terrestre ignorando o movimento de rotação do planeta Terra e considerando uma atmosfera sem fricção são dadas através da equação de momento:

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = -\nabla p + \rho \vec{g} \quad (2.49)$$

equação da continuidade:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \cdot \nabla \vec{U} = 0 \quad (2.50)$$

e equação da conservação de energia.

$$\frac{Dp}{Dt} - c_s^2 \frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (2.51)$$

sendo  $\vec{U}$  o vetor vento,  $U = (u, v, w)$ ,  $\rho$  a densidade atmosférica,  $\vec{g}$  a aceleração da gravidade e  $p$  a pressão. A velocidade do som  $c_s$  é determinada através de:

$$c_s = \frac{p c_p}{\rho c_v} \quad (2.52)$$

sendo  $c_p$  e  $c_v$  respectivamente os calores específicos a pressão constante e a volume constante.

Através da equação 2.51 verifica-se que a densidade e a pressão atmosférica são propriedades relacionadas, sendo a densidade dependente da pressão e da temperatura:

$$\rho = f(p, T) \quad (2.53)$$

Em tal atmosfera subsistirão ondas acústicas e ondas de gravidade. Ressalta-se que as ondas acústicas, que não correspondem ao foco deste trabalho, são movimentos longitudinais suportados pela compressibilidade, ou seja, a compressibilidade atua como força restauradora.

Estes movimentos apresentam escalas temporais suficientemente curtas para que seja possível ignorar a rotação da Terra, transferência de calor, fricção e a flutuabilidade (SALBY, 1996). Observa-se que as ondas de gravidade são proporcionadas pelo balanço entre a força da gravidade e o gradiente da pressão atmosférica.

A análise matemática das equações que descrevem uma atmosfera na qual se propagam ondas acústicas e GWs é muito complicada. Para simplificar a análise, emprega-se a aproximação de Boussinesq que desconsidera os modos de ondas acústicas.

Basicamente, a aproximação de Boussinesq afirma que podem ser negligenciadas as variações nos valores de densidade ocorridas mediante as variações nos valores de pressão em uma determinada região da atmosfera. Desta maneira o fluido pode ser tratado como incompressível e não ocorrerão ondas acústicas (NAPPO, 2002). Com estas considerações a equação 2.49 pode ser reescrita como:

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \frac{\rho_1}{\rho_0} \vec{g} \quad (2.54)$$

sendo  $\rho_0$  e  $\rho_1$ , respectivamente, a densidade do meio sem perturbação e a densidade perturbada (em relação ao seu estado básico). De acordo com a aproximação de Boussinesq ( $\frac{\rho_1}{\rho_0} \ll 1$ ), a equação 2.54 será dada por:

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p. \quad (2.55)$$

Sabendo que a densidade atmosférica não é uma função temporal, ou seja,  $\frac{D\rho}{Dt} = 0$ , as equações 2.50 e 2.51 se tornarão:

$$\nabla \vec{U} = 0 \quad (2.56)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0. \quad (2.57)$$

As equações que descrevem as GWs de acordo com a teoria linear são chamadas de Equações de Taylor-Goldstein. Considerando um sistema bidimensional  $xz$  (em que não ocorram variações nos campos de vento, densidade e pressão no sentido meridional  $y$ ), de referência Euleriana, para um fluxo sem rotação e sem viscosidade é possível determinar as equações características das GWs segundo a teoria linear. A equação 2.55 será representada para as direções  $x$  e  $z$  respectivamente como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2.59)$$

a equação da continuidade 2.56 torna-se:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.60)$$

e a equação da conservação de energia, equação 2.57:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (2.61)$$

A linearização das equações 2.58 a 2.61 é realizada considerando o estado estacionário e o estado perturbado de cada parâmetro. Assim, as variáveis  $u, w$  e  $\rho$  serão dadas por:

$$u(x, z, t) = u_0(z) + u_1(x, z, t) \quad (2.62)$$

$$w(x, z, t) = w_0(z) + w_1(x, z, t) \quad (2.63)$$

$$\rho(x, z, t) = \rho_0(z) + \rho_1(x, z, t) \quad (2.64)$$

$$p(x, z, t) = p_0(z) + p_1(x, z, t) \quad (2.65)$$

Esta convenção expressa cada uma das variáveis em termos de sua parte básica, ou seja, variáveis com índice zero (função apenas da altitude), e em termos de sua perturbação de primeira ordem, isto é, variáveis com índice um (sujeitas a variações zonais, verticais e temporais). Para que as equações sejam de fato lineares, a intensidade dos estados perturbados deve ser considerada pequena em relação à intensidade dos estados básicos. Através das equações 2.62 a 2.65, a equação 2.58 será escrita como:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [u_0(z) + u_1(x, z, t)] + [u_0(z) + u_1(x, z, t)] \frac{\partial}{\partial x} [u_0(z) + u_1(x, z, t)] + \\ & \quad + [w_0(z) + w_1(x, z, t)] \frac{\partial}{\partial z} [u_0(z) + u_1(x, z, t)] \\ & = -\frac{1}{[\rho_0(z) + \rho_1(x, z, t)]} \frac{\partial}{\partial x} [p_0(z) + p_1(x, z, t)] \end{aligned} \quad (2.66)$$

Realizando a distribuição dos termos:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial u_0(z)}{\partial t} + \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial x} + u_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + u_1(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial x} \\
& \quad + u_1(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + \\
& \quad + w_0(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} + w_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial z} + w_1(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} + w_1(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial z} + \\
& = - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_0(z)}{\partial x} - \frac{1}{\rho_1(x, z, t)} \frac{\partial p_0(z)}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial x} - \frac{1}{\rho_1(x, z, t)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial x}
\end{aligned} \tag{2.67}$$

Os termos dependentes apenas da altitude, ou seja,  $u_0$ ,  $w_0$ ,  $p_0$  e  $\rho_0$  apresentarão derivada nula em relação ao tempo. Assim, a equação 2.67 será reduzida a:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + u_1(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + w_0(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} + w_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial z} + \\
& \quad + w_1(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} + w_1(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial x} - \frac{1}{\rho_1(x, z, t)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial x}
\end{aligned} \tag{2.68}$$

Os termos de segunda ordem, ou seja, aqueles resultantes do produto de duas variáveis perturbadas são desconsiderados devido a sua pequena magnitude (VARGAS, 2007). Assim, tem-se que a equação 2.68 se transformará em:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + w_0(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} + w_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial z} + w_1(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} \\
& \quad = - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial x}
\end{aligned} \tag{2.69}$$

Outra consideração importante a ser feita é que  $w_0$  é considerado nulo, pois o vento vertical básico é muito pequeno, sendo da ordem de cm/s. Assim a equação 2.69 resultará em:

$$\frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + w_1(z) \frac{\partial u_0(z)}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial x} \tag{2.70}$$

Simplificando a notação, é possível escrever a equação 2.70 através de:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial u_0}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial x} \tag{2.71}$$

Analogamente ao raciocínio conduzido no desenvolvimento da equação 2.58 até a equação 2.71, a equação 2.59 será expressa como:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial x} \\ = & -\frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_0(z)}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial z} - \frac{1}{\rho_1(x, z, t)} \frac{\partial p_0(z)}{\partial z} - g \end{aligned} \quad (2.72)$$

Considerando-se o equilíbrio hidrostático, ou seja:

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_1(z)g \quad (2.73)$$

a equação 2.72 se transformará em:

$$\frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial x} = -\frac{\rho_1(z)}{\rho_0(z)}g - \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{\partial p_1(x, z, t)}{\partial z} + \frac{\rho_1(z)}{\rho_1(z)}g - g \quad (2.74)$$

Simplificadamente a equação 2.74 assumirá a forma:

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial w_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{\rho_1}{\rho_0} g \quad (2.75)$$

A equação da continuidade 2.60 será desenvolvida a partir de:

$$\frac{\partial}{\partial x} [u_0(z) + u_1(x, z, t)] + \frac{\partial}{\partial z} [w_0(z) + w_1(x, z, t)] = 0 \quad (2.76)$$

Realizando a distribuição dos termos:

$$\frac{\partial u_0(z)}{\partial x} + \frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + \frac{\partial w_0(z)}{\partial z} + \frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial z} = 0 \quad (2.77)$$

Ou seja:

$$\frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + \frac{\partial w_0(z)}{\partial z} + \frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial z} = 0 \quad (2.78)$$

Considerando que  $w_0 = 0$ , conclui-se que:

$$\frac{\partial u_1(x, z, t)}{\partial x} + \frac{\partial w_1(x, z, t)}{\partial z} = 0 \quad (2.79)$$

De forma simplificada a equação (2.79) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad (2.80)$$

Agora para a equação da conservação de energia 2.61:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0(z) + \rho_1(x, z, t)] + [u_0(z) + u_1(x, z, t)] \frac{\partial}{\partial x} [\rho_0(z) + \rho_1(x, z, t)] + \\ + [w_0(z) + w_1(x, z, t)] \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0(z) + \rho_1(x, z, t)] = 0 \end{aligned} \quad (2.81)$$

Realizando a distribuição dos termos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial x} + u_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial x} + u_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial x} + \\ + u_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial x} + w_0(z) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} + w_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial z} + \\ + w_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} + w_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (2.82)$$

Ou seja:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial x} + u_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial x} + w_0(z) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} \\ + w_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial z} + \\ + w_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} + w_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (2.83)$$

Desconsiderando os termos de segunda ordem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial x} + w_0(z) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} + w_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial z} + w_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} \\ = 0 \end{aligned} \quad (2.84)$$

Considerando que  $w_0 = 0$ , conclui-se que:

$$\frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial t} + u_0(z) \frac{\partial \rho_1(x, z, t)}{\partial x} + w_1(x, z, t) \frac{\partial \rho_0(z)}{\partial z} = 0 \quad (2.85)$$

De forma simplificada a equação (2.90) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad (2.86)$$

As equações 2.71, 2.72, 2.80 e 2.86 se caracterizam como as equações que descrevem as ondas de gravidade segundo a teoria linear para uma atmosfera sem rotação. Estas equações são, respectivamente:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial u_0}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial x} \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial w_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{\rho_1}{\rho_0} g \quad (2.72)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad (2.80)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + w_1 \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad (2.86)$$

Considera-se que os termos perturbativos das equações 2.62 a 2.65 podem ser expressos por funções ondulatórias. Utilizando a notação complexa tem-se:

$$u_1(x, z, t) = \tilde{u}(z). e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.87)$$

$$\rho_1(x, z, t) = \tilde{\rho}(z). e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.88)$$

$$p_1(x, z, t) = \tilde{p}(z). e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.89)$$

$$w_1(x, z, t) = \tilde{w}(z). e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.90)$$

sendo  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{\rho}$ ,  $\tilde{p}$  e  $\tilde{w}$  amplitudes complexas (que dependem apenas da altitude  $z$ ),  $k$  o número de onda na direção  $x$  e  $\omega$  a frequência da onda.

Através das equações 2.87 a 2.90 a equação 2.71 pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\tilde{u}(z). e^{i(kx - \omega t)}] + u_0 \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{u}(z). e^{i(kx - \omega t)}] + [\tilde{w}(z). e^{i(kx - \omega t)}] \frac{\partial u_0}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{p}(z). e^{i(kx - \omega t)}] \end{aligned} \quad (2.91)$$

Encontrando as derivadas tem-se que 2.91 se transforma em:

$$-i\omega\tilde{u}.e^{i(kx-\omega t)} + iku_0\tilde{u}(z).e^{i(kx-\omega t)} + \tilde{w}.e^{i(kx-\omega t)}\frac{\partial u_0}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0}ik\tilde{p}e^{i(kx-\omega t)} \quad (2.92)$$

Simplificando a equação 2.92 através da divisão por  $e^{i(kx-\omega t)}$  encontra-se:

$$-i\omega\tilde{u} + iku_0\tilde{u}(z) + \tilde{w}\frac{\partial u_0}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0}ik\tilde{p} \quad (2.93)$$

Através das equações 2.87 a 2.90 a equação 2.75 pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\tilde{w}(z).e^{i(kx-\omega t)}] + u_0 \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{w}(z).e^{i(kx-\omega t)}] \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\tilde{p}(z).e^{i(kx-\omega t)}] - \frac{\tilde{p}(z).e^{i(kx-\omega t)}}{\rho_0} g \end{aligned} \quad (2.94)$$

Derivando a equação 2.99 e em seguida, dividindo-a por  $e^{i(kx-\omega t)}$  encontra-se:

$$-i\omega\tilde{w} + iku_0\tilde{w} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}(z)}{\partial z} - \frac{\tilde{p}}{\rho_0} g \quad (2.95)$$

Através das equações 2.87 a 2.90 a equação 2.80 pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial x} [\tilde{u}(z).e^{i(kx-\omega t)}] + \frac{\partial}{\partial z} [\tilde{w}(z).e^{i(kx-\omega t)}] = 0 \quad (2.96)$$

Derivando a equação 2.96 e simplificando-a, obtém-se que:

$$ik\tilde{u} + \frac{\partial \tilde{w}(z)}{\partial z} = 0 \quad (2.97)$$

Através das equações 2.87 a 2.90 a equação 2.86 pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\tilde{p}(z).e^{i(kx-\omega t)}] + u_0 \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{p}(z).e^{i(kx-\omega t)}] + [\tilde{w}(z).e^{i(kx-\omega t)}] \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad (2.98)$$

Derivando 2.98 e, em seguida, simplificando obtém-se:

$$-i\omega\tilde{p} + iku_0\tilde{p} + \tilde{w}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad (2.99)$$

Neste momento faz-se necessário conhecer o conceito de frequência intrínseca da onda,  $\Omega$ , que é definida como a frequência relativa ao fluxo de fundo, ou seja, a frequência mensurada por um observador se movimentando juntamente com o fluido na velocidade  $u_0$ :

$$\Omega = \omega - u_0 k \quad (2.100)$$

Observa-se que  $\omega$ , a frequência aparente da onda, é a frequência observada através de um sistema fixo de coordenadas e  $u_0$  é o componente do vento na direção da propagação da onda. Através da equação 2.100 é possível verificar que se a onda está se propagando na direção oposta ao vento a frequência intrínseca da onda  $\Omega$  é maior que  $\omega$ . Todavia, se a onda se propaga na mesma direção do vento, então  $\omega > \Omega$ , pois:

$$\omega = \Omega + u_0 k \quad (2.101)$$

Com a equação 2.101 é possível definir a velocidade de fase aparente da onda como:

$$c_x = \frac{\Omega}{k} + u_0 \quad (2.102)$$

sendo

$$c_I = \frac{\Omega}{k} \quad (2.103)$$

a velocidade de fase intrínseca da onda na direção x.

Utilizando as equações 2.3, ou seja,  $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ , e 2.100 as equações 2.93, 2.95, 2.97 e 2.99 se tornam respectivamente em:

$$-i\Omega\tilde{u} - \tilde{\omega} \frac{du_0}{dz} = \frac{i}{\rho_0} k\tilde{p} \quad (2.104)$$

$$i\Omega\tilde{\omega} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\tilde{p}}{dz} + \frac{\tilde{p}}{\rho_0} g \quad (2.105)$$

$$ik\tilde{u} + \frac{d\tilde{\omega}}{dz} = 0 \quad (2.106)$$

$$i\Omega\tilde{p} + \tilde{\omega} \frac{\rho_0}{g} N^2 = 0 \quad (2.107)$$

Resolvendo as equações 2.104 a 2.107 para  $\tilde{\omega}$  encontra-se:

$$\frac{d^2\tilde{\omega}}{dz^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{d\tilde{\omega}}{dz} + \left[ \frac{k^2 N^2}{\Omega^2} + \frac{k}{\Omega} \frac{d^2 u_0}{dz^2} + \frac{k}{\Omega} \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{du_0}{dz} - k^2 \right] \tilde{\omega} = 0 \quad (2.108)$$

O segundo termo da equação 2.108 representa a mudança na amplitude das ondas devido a mudanças na densidade atmosférica. Assumindo que a densidade atmosférica apresenta um decréscimo exponencial com a altitude a equação 2,108 torna-se:

$$\frac{d^2\tilde{\omega}}{dz^2} + \frac{1}{H} \frac{d\tilde{\omega}}{dz} + \left[ \frac{k^2 N^2}{\Omega^2} + \frac{k}{\Omega} \frac{d^2 u_0}{dz^2} - \frac{k}{\Omega H} \frac{du_0}{dz} - k^2 \right] \tilde{\omega} = 0 \quad (2.109)$$

Sendo H a altura de escala, definem-se novas variáveis:

$$\tilde{w} = \hat{w} e^{-\frac{z}{H}} \quad (2.110)$$

$$\tilde{u} = \hat{u} e^{-\frac{z}{H}} \quad (2.111)$$

$$\tilde{p} = \hat{p} e^{-\frac{z}{H}} \quad (2.112)$$

sendo  $\hat{p}$ ,  $\hat{u}$  e  $\hat{w}$ , respectivamente, a pressão e os componentes zonal e vertical do vento no nível  $z = 0$ . Substituindo 2.110 a 2.112 em 2.109:

$$\frac{d^2\hat{\omega}}{dz^2} + \left[ \frac{k^2 N^2}{\Omega^2} + \frac{k}{\Omega} \frac{d^2 u_0}{dz^2} - \frac{k}{\Omega H} \frac{du_0}{dz} - k^2 + \frac{1}{4H^2} \right] \hat{\omega} = 0 \quad (2.113)$$

Representando as derivadas através de aspas simples, determina-se a equação de Taylor-Goldstein:

$$\frac{d^2\hat{\omega}}{dz^2} + \left[ \frac{N^2}{(c_x - u_0)^2} + \frac{u_0''}{(c_x - u_0)} + \frac{1}{H} \frac{u_0'}{(c_x - u_0)} - k^2 + \frac{1}{4H^2} \right] \hat{\omega} = 0 \quad (2.114)$$

Estas ondas planas apresentarão soluções da forma:

$$\omega_1(x, z, t) = \hat{\omega}(z) \cdot e^{\frac{z}{2H}} \cdot e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.115)$$

Considerando uma atmosfera sem a presença de ventos a equação 2.114 se torna:

$$\frac{d^2\hat{\omega}}{dz^2} + \left[ \frac{k^2 N^2}{\omega^2} - k^2 \right] \hat{\omega} = 0 \quad (2.116)$$

sendo a solução geral da forma:

$$\hat{\omega}(z) = Ae^{imz} + Be^{-imz} \quad (2.117)$$

O número de onda vertical  $m$  corresponde ao termo entre os colchetes da equação 2.116, ou seja:

$$m^2 = k^2 \left[ \frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right] \quad (2.118)$$

Quando  $\omega > N$  tem-se que  $m$  se torna real e a onda é dita propagante ou interna. Quando  $\omega < N$  tem-se que  $m$  se torna imaginário e a onda é dita externa ou evanescente.

Resolvendo a equação 2.118 para  $\omega$ , determina-se a relação de dispersão:

$$\omega = \pm \frac{kN}{\sqrt{k^2 + N^2}} \quad (2.119)$$

Segundo Nappo (2000) a relação de dispersão se caracteriza como o principal elemento da teoria linear, pois relaciona a estrutura e a frequência angular da onda com as características físicas da atmosfera.

Considerando a possibilidade da equação 2.119 apresentar sinal negativo tem-se que

$$\omega = ck = -\frac{kN}{\sqrt{k^2 + N^2}} \quad (2.120)$$

indicando que a velocidade de fase  $c$  é negativa, ou seja, a onda está se propagando na direção negativa do eixo  $x$ . Nesta situação  $k < 0$  e torna-se possível convencionar que  $\omega > 0$  em todas as condições de propagação da onda.

Considerando a presença de ventos na atmosfera a equação de Taylor Goldstein, equação 2.114 se tornará:

$$\frac{d^2 \hat{\omega}}{dz^2} + \left[ \frac{k^2 N^2}{(c_x - u_0)^2} - k^2 \right] \hat{\omega} = 0 \quad (2.121)$$

A equação 2.121 pode ser reescrita em termos de  $\Omega$ , ou seja:

$$\frac{d^2 \hat{\omega}}{dz^2} + \left[ \frac{k^2 N^2}{\Omega^2} - k^2 \right] \hat{\omega} = 0 \quad (2.122)$$

com  $m$ , o número de onda vertical, dado por:

$$m = \pm \sqrt{\frac{k^2 N^2}{(\omega - u_0 k)^2} - k^2} \quad (2.123)$$

Resolvendo a equação 2.123 para  $\omega$  tem-se que:

$$\omega = u_0 k \pm \frac{kN}{\sqrt{m^2 + k^2}} \quad (2.124)$$

As velocidades horizontal ( $c_{gh}$ ) e vertical ( $c_{gz}$ ) de grupo são determinadas através da equação 2.125 e 2.126:

$$c_{gh} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.125)$$

$$c_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial m} \quad (2.126)$$

e se apresentam como:

$$c_{gh} = \frac{k^2}{\omega} \frac{N^2 - \omega^2}{m^2 + k^2 + \alpha^2} \quad (2.127)$$

$$c_{gz} = -\frac{m}{\omega} \frac{\omega^2 - f^2}{m^2 + k^2 + \alpha^2} \quad (2.128)$$

Observa-se que em altitudes mesosféricas (~80 a 100 km de altitude) as ondas de gravidade apresentam escalas horizontais de dezenas a milhares de quilômetros e períodos entre 5 minutos e 1 hora (TAYLOR et al., 2007). Em altitudes ionosféricas (~250 km de altitude) GWs são referidas como distúrbios ionosféricos propagantes e apresentam comprimentos horizontais de onda entre 1000 e 2000 km e períodos de até 2 horas (AFRAIMOVICH et al., 2000).

### 2.8.3 Fontes de Ondas de Gravidade na Baixa Atmosfera

De acordo com Taylor et al. (1990), Liu (1992), Murayama et al. (1994), Gavrilo et al. (2001), Wrasse, et al. (2007a) e Sato et al (2009) existem inúmeras fontes que são atribuídas a geração de GWs, dentre as quais cabe ressaltar distúrbios troposféricos como frentes climáticas, tempestades, jatos de ar, ciclones, fluxo de ar sobre montanhas e outros.

Gravilov et al. (2001) reforça que turbulências atmosféricas, que variam desde a

microescala até elevados movimentos, são importantes fontes de GWs. Algumas fontes não muito comuns para a geração de GWs na baixa atmosfera são erupções vulcânicas, terremotos, tufões e explosões nucleares (LIU, 1992). O mesmo autor referencia trabalhos que mostram forte correlação entre a ocorrência de tufões e a geração de GWs de média escala que se propagam à altitudes ionosféricas.

Segundo Fritts e Luo (1993) ondas de gravidade na baixa atmosfera podem ser geradas através de ajuste geostrófico, ou seja, ajuste do vento aos campos de massa em elevadas altitudes devido ao equilíbrio entre a pressão atmosférica e a força de Coriolis. Observa-se que a força de Coriolis é expressa através de:

$$f_c = 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} \quad (2.129)$$

sendo  $\boldsymbol{v} (u, v, w)$  o vetor vento (com seus respectivos componentes nas direções x, y e z) e  $\Omega = 7,29 \times 10^{-5}$  rad/s a velocidade angular terrestre definida por:

$$\Omega = \frac{2\pi}{T_s} \quad (2.130)$$

onde  $T_s = 86164,09$  s (23 h 56 min 4,1 s) é o período sideral de rotação do planeta. A força de Coriolis apresenta seu máximo valor nos pólos e é nula no equador geográfico.

GWs com pequena escala horizontal são atribuídas a forçantes térmicos (através de calor latente) associados com convecções (HOLTON et al., 2002). GWs também podem ser geradas através do cisalhamento de ventos (TAYLOR et al., 1995). Snively e Posko (2003) através de simulações numéricas concluíram que o processo de quebra de GWs convectivas troposféricas, que será descrito em detalhes posteriormente, pode excitar GWs secundárias de curtos períodos e altas frequências. Taylor e Hapgood (1990) concluíram que GWs de curto período surgem como resultado da combinação entre cisalhamento de ventos e movimentos de onda na atmosfera. Nuvens convectivas geram GWs através da interação entre movimentos convectivos instáveis em seus interiores e a redondeza estável (LANE; CLARK, 2002; LANE; SHARMON, 2006). Fachine et al. (2009) observando um evento de GW sugeriram que sua ocorrência estaria relacionada a uma inversão na temperatura em uma determinada altitude da atmosfera. Chung et al. (2003) concluíram que as GWs por eles observadas poderiam ter sido geradas diretamente da fragmentação de outra GW de grande extensão devido a um obstáculo local que os autores apontaram como sendo mudanças locais na temperatura, densidade ou velocidade do vento. Dou et al. (2010) estudando a variabilidade

da ocorrência de GWs observaram um aumento na ocorrência de GWs no período do inverno, e relacionaram esta característica a consequências de atividades convectivas ou instabilidades dinâmicas. Sato et al (2009) utilizando um modelo de circulação global examinaram as fontes de GWs e constataram que, na baixa estratosfera, as fontes predominantes de GWs eram íngremes montanhas e jatos troposféricos durante o período do inverno, e monções tropicais durante o período do verão. De acordo com Wrasse et al. (2007a) nos trópicos a geração de GWs está vinculada a convecções que geram grandes nuvens cúmulos nimbos.

#### **2.8.4 Fontes de Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera (TIDs)**

Existe grande interesse no entendimento da propagação de GWs na região da termosfera ionosfera (TI) (FRITTS; VADAS, 2008). Apenas uma residual porção de GWs consegue alcançar altitudes ionosféricas e produzir fenômenos característicos desta região.

Tais GWs de larga e média escala são geralmente observadas como perturbações na densidade eletrônica denominadas de *Traveling Ionospheric Disturbances* (TIDs). TIDs de larga escala estão geralmente associadas com distúrbios magnéticos de alta latitude e podem se propagar por longas distâncias a partir do local de suas fontes aurorais geradoras. TIDs de média escala exibem períodos de dezenas de minutos e são predominantes em média e baixa latitude, sendo apontadas como um dos fatores responsáveis no desenvolvimento da camada F espalhada (OLIVER et al., 1997; FRITTS; VADAS, 2008, TAYLOR, et al., 2009).

O primeiro trabalho que apresentou evidências de que as flutuações presentes na ionosfera eram manifestações de GWs se propagando através da atmosfera neutra, é devido à Hines em trabalhos publicados em 1960 e 1967 conforme citado por Hunsucker (1982), Boska et al. (2002), Sauli, et al. (2006), Min Wang et al. (2007), Fritts e Vadas (2008). Segundo Setty et al. (1973); Shiokawa et al. (2002), Tsugawa et al. (2003) e Sundar De et al. (2010). TIDs são manifestações resultantes da interação entre a ionosfera e ondas de gravidade, ou seja, TIDs são manifestações resultantes da interação entre a ionosfera e correspondentes distúrbios do gás neutro associado à passagem de GWs.

Estudos teóricos demonstram que GWs produzem TIDs através de meios dinâmicos e fotoquímicos e as respostas ionosféricas a estas ondas devem variar de acordo com a latitude geográfica e magnética (SETTY et al., 1973). Quando ondas de gravidade alcançam altitudes ionosféricas as perturbações no vento neutro (ondas de gravidade) interagem com o plasma

através de colisões. Esta interação faz com que as partículas carregadas realizem movimentos ascendentes e descendentes forçados a ocorrer ao longo das linhas de campo magnético. Tais movimentos resultam em ampliações e depleções da densidade eletrônica em determinados locais da frente da onda (pois os elétrons se movem para cima e para baixo), evidenciando propriedades inerentes às TIDs (MIN WANG et al., 2007).

Ondas de gravidade de média escala podem ser geradas em todas as regiões da atmosfera neutra e se propagam nesta região antes de serem observadas na ionosfera (BOSKA et al., 1996; SAULI et al., 2006). GWs que conseguem se propagar verticalmente e alcançar elevadas altitudes na atmosfera terrestre são provenientes de convecções, arraste iônico, aquecimento Joule, fontes termosféricas aurorais (em elevadas latitudes), eclipses e outros processos que podem ocorrer em grandes altitudes (FRITTS; VADAS, 2008). Fritts e Luo (1993) apresentaram os cálculos para um campo de GWs induzidas através do resfriamento ocorrido na camada do ozônio como resposta a um eclipse solar. Os autores encontraram estruturas ondulatórias como respostas ao eclipse. Tais estruturas apresentaram períodos dominantes de aproximadamente 2 a 4 horas, escalas de ~5000 a 10000 km e se propagavam a partir da trajetória do eclipse.

Ondas de larga escala são predominantemente relacionadas a fontes localizadas nas regiões aurorais durante tempestades magnéticas e atividades aurorais (SAULI et al., 2006). Dentre diversas fontes apontadas como responsáveis pela excitação de GWs capazes de se propagar para as regiões da alta atmosfera, destacam-se as convecções tropicais, fontes aurorais e processos de geração de GWs secundárias. Às convecções tropicais estão atribuídas fortes variações na estratosfera e GWs com elevadas amplitudes, capazes de se propagar acima da mesopausa. Todavia, fontes aurorais explicam determinadas características inerentes às GWs em elevadas altitudes que não são suportadas unicamente através das convecções. Dados evidenciam que GWs excitadas por estas fontes alcançam altitudes mais elevadas do que GWs geradas através de convecções. A fonte adicional de excitação de GWs nas regiões da mesosfera-baixa termosfera surge da impossibilidade de uma fonte capaz de gerar GWs com elevadas amplitudes na baixa atmosfera. Esta fonte adicional provavelmente pode decorrer da geração de GWs secundárias originárias da quebra de GWs, face a instabilidades e interações com o fluxo atmosférico (FRITTS et al., 2009, TAYLOR, et al., 2009). Liu (1992) apontou uma fonte auroral como responsável pela geração de GWs que se manifestaram na forma de TIDs durante uma campanha realizada em 1985.

GWs que surgem de plumas convectivas individuais e apresentam frequência em torno de  $N/3$ , sendo  $N$  a frequência de Brünt Väisälä, podem alcançar a baixa termosfera (aproximadamente de 150 a 200 km) em períodos de mínimo solar. Em períodos de máximo solar, cuja densidade termosférica aumenta e a viscosidade cinética diminui drasticamente, estas mesmas fontes excitam GWs que podem penetrar a altitudes substancialmente mais elevadas. Estas duas fontes são capazes de excitar perturbações que apresentam as mesmas escalas espaciais mostradas por bolhas de plasma, ou seja, escalas horizontais de aproximadamente 40 a 400 km, e podem atingir elevadas altitudes (FRITTS et al., 2009).

Ondas de gravidade também podem ser geradas em altitudes ionosféricas através do terminador solar, que é definido como a margem (borda) que faz divisão entre os lados diurno e noturno do planeta (BOSKA et al., 2002). A largura do terminador é determinada pelo disco solar, sendo aproximadamente  $0,5^\circ$  (em torno de 500 a 1000 km) na termosfera. Nesta mesma altitude, acima do equador, o terminador solar se movimenta com velocidade de  $\sim 450 \text{ m.s}^{-1}$ . Esta margem divisora é caracterizada como uma região de elevados gradientes nos campos de temperatura, densidade eletrônica e pressão. À medida que acontece um aumento e uma diminuição nos valores de temperatura na região do terminador solar, ocorre uma alteração na altitude do pico de densidade eletrônica, pois com a variação da temperatura há mudanças nos valores das taxas de reação e coeficientes de perda e recombinação eletrônica. Desta forma, mudanças nos parâmetros básicos da atmosfera neutra proporcionarão à ionosfera uma procura a um novo estado de equilíbrio. Os processos que auxiliarão a ionosfera a alcançar o equilíbrio estão intimamente relacionados à atividade das ondas no plasma. Verifica-se assim que a região de transição entre o dia e a noite atua como uma fonte para geração de GWs em altitudes ionosféricas (SAULI et al., 2006).

Processos similares foram estudados durante eclipses solares. Nestes eventos a sombra lunar sobre o planeta Terra apresenta velocidade de aproximadamente  $700 \text{ m.s}^{-1}$  e o resfriamento da atmosfera atua como potencial contribuidor para geração de GWs. O fortalecimento destas ondas é atribuído ao rápido resfriamento da atmosfera, variações da altitude do nível para os coeficientes de perda e recombinação e variações na altitude do pico de densidade eletrônica (ALTADILL et al., 2001; BOSKA et al., 2002; SAULI et al., 2006).

Na ionosfera as GWs são excitadas principalmente através do aquecimento produzido por correntes elétricas, precipitação de partículas energéticas conduzidas pelo vento solar e forças mecânicas na ionosfera auroral. Existe também a possibilidade de que as fontes das GWs estejam localizadas na baixa e média atmosfera associadas à regiões de turbulência e

cisalhamento de vento (ALTADILL et al., 2001; BOSKA et al., 2002; SUNDAR DE et al., 2010).

Durante tempestades geomagnéticas e em regiões de elevadas latitudes, a atmosfera é fortemente afetada pela energia depositada na região auroral. Processos aurorais, ou seja, correntes elétricas aurorais e precipitação de partículas produzem aquecimento Joule e, conseqüentemente, ondas de gravidade que introduzem TIDs (SUNDAR DE et al., 2010).

### **2.8.5 Influência da Propagação de Ondas de Gravidade na Baixa Atmosfera**

Quando GWs de origem troposférica se propagam verticalmente para cima suas amplitudes aumentam para compensar o decréscimo da densidade atmosférica com a altitude, e manter o equilíbrio mecânico (LIU, 1992; GAVRILOV et al., 2001, TAYLOR, et al., 2009). GWs de origem troposférica que alcançam a mesosfera podem apresentar amplitudes tão significativas ao ponto de dominarem a variabilidade dinâmica da média atmosfera (LIU, 1992; TAORI et al., 2011). Desta maneira, GWs desempenham um importante papel sobre a dinâmica da mesosfera e baixa termosfera através do transporte vertical de momento horizontal e através da alteração da estrutura térmica. Estas características promovem GWs como as principais oscilações responsáveis pelo acoplamento entre as camadas da atmosfera (LU et al., 1993; OLIVER, et al., 1997; SWENSON et al., 2000; SAULI et al., 2006; WRASSE et al., 2007b; LI et al., 2010; DOU et al., 2010). GWs com elevadas frequências (aquelas que apresentam amplos comprimentos verticais e curtos comprimentos horizontais) transportam maior fração de momento para regiões distantes de suas fontes em comparação a GWs de baixa frequência geradas pela mesma fonte (VINCENT, 1984; SWENSON et al., 1998; SWENSON; LIU 2000).

Ondas de gravidade produzem flutuações na temperatura, densidade, velocidade, concentração dos constituintes e intensidades das emissões de luminescência atmosférica (FRITTS, 1989). GWs também apresentam grande importância na estrutura, composição e circulação da média e alta atmosfera atuando como fonte moduladora de ventos e de temperatura (TAYLOR et al., 1995; CHUNG et al., 2003; YANG et al., 2006; VARGAS et al., 2009). A dissipação da onda ou a sua quebra transfere momento ao meio atmosférico ocasionando turbulência e aquecimento. Este fenômeno controla a difusão de calor, difusão dos constituintes atmosféricos e aceleração do fluxo médio que influencia fortemente a

circulação geral da média e alta atmosfera (VINCENT, 1984; SUZUKI. et al., 2007; GAVRILOV, 2001). De acordo com Lane et al. (2006) GWs de origem convectiva podem interagir com o ambiente à sua volta e promover ou suprimir novos fenômenos convectivos. Observa-se que o termo circulação geral se refere ao coletivo de movimentos que controlam a transferência de calor, momento e distribuição de constituintes (SALBY, 1996).

Lane et al. (2006) referencia Moustouli et al. (2004), que demonstrou que GWs de origem convectiva interagindo com o ambiente atmosférico, em uma região denominada por nível crítico localizada diretamente sobre a nuvem geradora da GW, pode causar camadas de misturas, ou seja, regiões de estabilidade neutra ou baixa que podem misturar constituintes atmosféricos, tais como o ozônio. Swenson et al. (1998) referenciou Fritts e Lu (1993), que apontaram uma desaceleração de mais de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  por dia durante o inverno mesosférico e vários contrastes sazonais como resultado dos efeitos do momento depositado pelas GWs durante suas propagações na atmosfera. A quebra de ondas de gravidade que se propagam verticalmente para cima aplica arrastos aos ventos zonais, induzindo e mantendo camadas de fracos ventos zonais (ou gradiente inverso de temperatura) na região da mesopausa e média estratosfera. Esta quebra também ocasiona fortes turbulências na média atmosfera, influenciando o transporte e a conversão de energia através da difusão Eddy e conversão de energia cinética em calor (OLIVER et al., 1997).

### **2.8.6 Influências da Propagação de Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera**

Da mesma forma que na atmosfera neutra, a importância da propagação das GWs na ionosfera recai às elevadas amplitudes que as GWs apresentam em grandes altitudes (FRITTS et al., 2009). Os distúrbios ionosféricos são geralmente classificados em três grupos: ondas de pequena escala, ondas de média escala e ondas de larga escala. A principal característica para a distinção entre tais grupos é a comparação entre os valores de velocidade de fase da onda e a velocidade do som na baixa termosfera. Ondas de larga escala apresentam valores de velocidade de fase superior à velocidade do som e, ondas de média e pequena escala apresentam velocidade de fase menor que a velocidade do som (SAULI et al., 2006).

Distúrbios ionosféricos propagantes de larga escala (LSTIDs) são geralmente observados se propagando horizontalmente a partir da região auroral com comprimentos horizontais de onda de dezenas de quilômetros. Ondas de média e pequena escala apresentam curtos comprimentos de onda e são mais comuns que ondas de larga escala (SAULI, et al.,

2006). LSTIDs apresentam períodos que variam de 30 a 120 minutos e comprimentos de ondas superiores a 1000 km (TSUGAWA et al., 2003).

Instabilidades de larga escala na ionosfera equatorial se desenvolvem nas primeiras horas após o pôr do Sol e durante o pico pré-reverso (PRE) do campo elétrico zonal, quando ocorre uma forte deriva de plasma na direção vertical para cima provocando uma rápida subida da região F equatorial. Conforme mencionado anteriormente, estas instabilidades se desenvolvem através do mecanismo de Rayleigh-Taylor, que cria bolhas de plasma (ou plumas) que podem atingir elevadas altitudes (aproximadamente 1500 km) sobre o Equador magnético em poucas horas. Vários estudos teóricos e de modelagem têm demonstrado que ondas de gravidade podem fornecer o forçante necessário para descrever as estruturas de bolhas de plasma e suas taxas de crescimento (LIU, 1992; TAYLOR et al., 2009).

As características das TIDs variam de acordo com a latitude, hora local, estação do ano e ciclo solar (SUNDAR DE et al., 2010). Segundo Liu (1992) TIDs podem ser interpretadas como fontes de calor dissipando, aproximadamente, numa taxa de  $10^{-10}$  J/m<sup>3</sup>/s na região F ionosférica. Dependendo da extensão da TID a temperatura termosférica pode sofrer um aumento de 40 a 80K. Dados de satélite mostram um aumento na temperatura exosférica logo após uma atividade magnética. Este aumento de temperatura que ocorre em baixas e médias latitudes ocorre em poucas horas após a tempestade. Este curto período de tempo não pode ser suportado por explicações de difusão molecular. Assim, existe forte evidência de que o espalhamento de calor a partir das regiões aurorais para baixas latitudes pode ter sido ocasionado através de dissipação de onda.

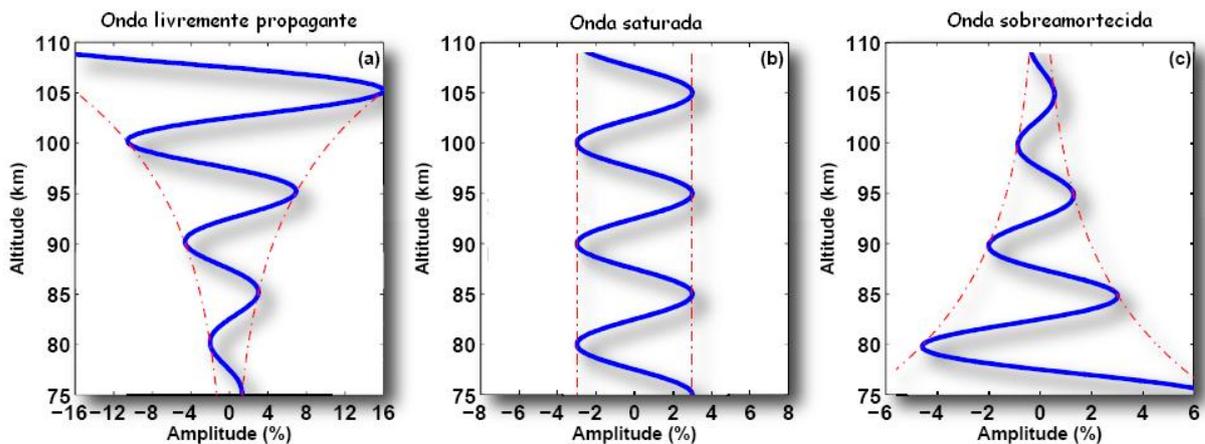
### **2.8.7 Propagação Vertical de Ondas de Gravidade**

Para entender os efeitos causados no sistema mesosfera-baixa-termosfera devido às ondas de gravidade, é necessário estudar as características de propagação vertical das GWs (TAORI, et al., 2011). Geralmente é considerado que o comprimento vertical de uma GW é proporcional a velocidade intrínseca de fase da onda através da relação de dispersão completa, que será apresentada a seguir (SWENSON et al., 2000; VARGAS, et al. 2009).

Tipicamente, na estratosfera a frequência de Brünt Väisälä apresenta um valor de aproximadamente o dobro apresentado na troposfera. Desta forma, o comprimento vertical de uma GW se propagando da troposfera para a estratosfera é reduzido por um fator de dois. A

mudança no valor da velocidade vertical depende do comprimento de onda vertical e é proporcional a  $m^{-1/2}$  (HOLTON et al., 2002).

Referente à dissipação, uma GW que se propaga verticalmente para cima pode apresentar acréscimo em sua amplitude (onda livremente propagante), sofrer amortecimento através de processos radiativos e viscosos (ondas superamortecidas) ou manter sua amplitude sem apresentar variações neste parâmetro (onda saturada) (VINCENT, 1984; VARGAS, 2007). A figura a seguir demonstra estes três casos.



**Figura 2.22 – Características de propagação de uma onda de gravidade.**  
 Fonte: Adaptado de Vargas (2007, p. 162).

Observações demonstram que ocorre uma variação nos valores de período e comprimentos de onda vertical e horizontal de GWs que se propagam em diferentes altitudes. GWs com os menores valores de períodos, de aproximadamente 20 a 60 minutos, são abundantemente encontradas na baixa termosfera e GWs com valores elevados de período, maiores que uma hora, são as responsáveis pelas largas flutuações presentes em elevadas altitudes. GWs apresentam comprimentos verticais de dezenas de km na baixa termosfera e aproximadamente 100 a 300 km em altitudes mais elevadas. Típicos comprimentos horizontais, em baixas e elevadas altitudes, estão compreendidos entre 130 a 500 km (FRITTS et al., 2008).

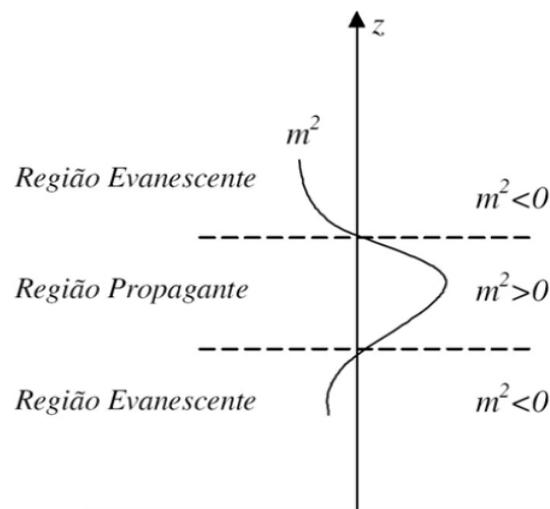
Na atmosfera terrestre os perfis de temperatura e vento apresentam variações em altitude e assim, podem afetar drasticamente a propagação de GWs (VARGAS, 2007). Através de algumas manipulações da equação de *Taylor-Goldstein* (equação 2.123) encontra-se que o número vertical de onda pode ser dado por:

$$m^2 = \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\overline{u_{zz}}}{(\bar{u} - c)} - k^2 \quad (2.131)$$

sendo  $\bar{u}$  a componente não perturbada do vento zonal de fundo,  $\overline{u_{zz}}$  a segunda derivada do vento horizontal básico, isto é, aceleração do vento horizontal (variável em altitude),  $c$  a velocidade de fase observada da onda,  $N$  a frequência de Brünt Väisälä e  $k$  o número de onda zonal.

Através da equação 2.131 verifica-se que a propagação vertical da GW se torna favorecida para ondas que apresentam pequenos valores de  $k$ , ou seja, GWs com comprimento horizontal grande. Caso o comprimento horizontal seja pequeno ocorrerá que  $k$  será grande e  $m$  poderá se tornar imaginário.

Observa-se que  $m^2$  é sensivelmente dependente da temperatura (através de  $N$ ) e do vento básico de fundo. Quando  $m^2 > 0$  a GW consegue se propagar verticalmente, todavia, quando  $m^2 < 0$  a onda se torna evanescente e não consegue mais se propagar verticalmente. Tal consideração é ilustrada na figura 2.23.



**Figura 2. 23 - Condição de propagação vertical de uma GW definida pelo número de onda vertical ao quadrado ( $m^2$ ).**

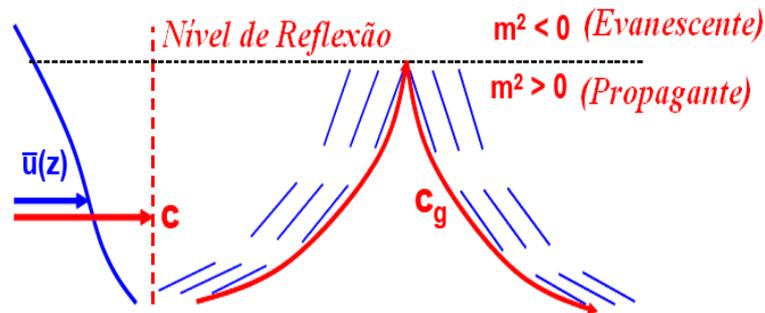
**Fonte: Bageston (2009, p. 13).**

Durante a propagação vertical uma GW pode encontrar um nível de reflexão caracterizado por uma altura onde sua frequência intrínseca se iguala a  $N$ . Quando a GW se aproxima desta região sua propagação tende a se tornar horizontal. Quando a onda alcança a altura de reflexão ela começa a se propagar no sentido contrário.

Através da equação 2.131 é possível notar que um nível de reflexão pode ser encontrado quando o valor de  $N$  decresce ou quando  $(\bar{u} - c)^2$  aumenta, pois nesses casos  $m$  tende a zero. Devido a  $N$  ser dependente da temperatura tem-se que a equação 2.131 também é dependente.

Observa-se que uma GW com elevado valor de período apresenta baixa velocidade de fase. Desta forma o resultado de  $(\bar{u} - c)^2$  é alto e a subsequente divisão de  $N$  por  $(\bar{u} - c)^2$  apresenta valor baixo, desfavorecendo a propagação vertical da GW e propiciando sua reflexão.

Através dos níveis de reflexão podem ser formados dutos. De acordo com a equação 2.131 tais dutos podem ser térmicos ou ocasionados devido à ação dos ventos. Quando uma GW se torna aprisionada em um duto ela se torna evanescente, ou seja, não consegue mais se propagar verticalmente, apenas horizontalmente com o mínimo de perdas. A figura 2.24, extraída de Vargas (2007) ilustra o caso de reflexão de uma GW.



**Figura 2. 24 - Nível de reflexão de uma GW. Extraído de Vargas (2007), página 65.**

Novamente da análise da equação 2.131 vem que se uma GW apresenta baixo valor de período, sua velocidade de fase também é elevada. Assim, o termo  $(\bar{u} - c)^2$  é pequeno e a divisão de  $N/(\bar{u} - c)^2$  apresenta valor elevado, favorecendo a propagação vertical da GW. Todavia, quando ocorrer  $\bar{u} = c$ , denominado nível crítico, a GW é absorvida devido a processos dissipativos. A figura 2.25 demonstra o que ocorre a uma GW quando ela alcança o nível de absorção.

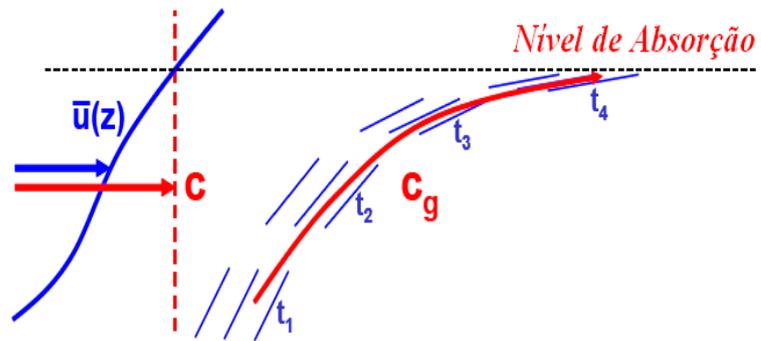


Figura 2. 25 - Nível de absorção de uma GW.  
Fonte: Vargas (2007, p. 66).

Segundo Vargas (2007) os níveis de absorção presentes na atmosfera atuam como filtros à propagação vertical da GW. Esta filtragem é dependente da variação sazonal dos ventos.

## CAPÍTULO 3

### INSTRUMENTAÇÃO

Neste capítulo, o imageador e a ionossonda, equipamentos utilizados neste estudo, destinados respectivamente à observação de GWs se propagando em altitudes mesosféricas e ondas se propagando em altitudes ionosféricas, são apresentados. É descrita a metodologia empregada para análise dos dados de cada equipamento e detalhada as técnicas para obtenção dos parâmetros das ondas observadas.

Este capítulo é encerrado com uma rápida descrição do Radar Meteorológico, que foi o equipamento empregado para obtenção dos valores de velocidade do vento empregados neste estudo.

#### 3.1 Luminescência Atmosférica

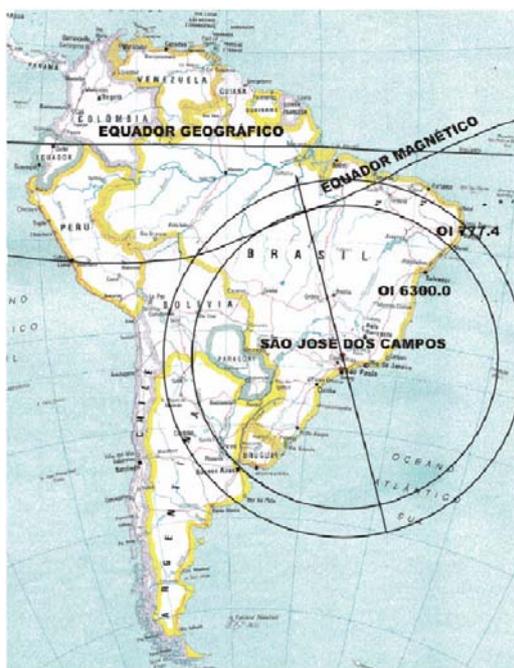
Os constituintes da atmosfera terrestre quando atingidos pela radiação solar podem sofrer excitação molecular ou atômica. Esta característica é a base da luminescência atmosférica, pois quando tais átomos e moléculas excitadas retornam aos seus estados metaestáveis, liberam o excesso de energia na forma de fótons.

Nesta configuração existe constante emissão de fótons na atmosfera da Terra. Quando ocorrem explosões solares atípicas há liberação de grande quantidade de matéria proveniente do Sol. Esta matéria ao atingir o planeta é desviada da nossa atmosfera através das linhas de campo magnético, que atuam como agentes que realizam uma blindagem protetora da Terra. Este processo complexo muitas vezes ocasiona espetáculos visuais, chamado aurora polar, que podem ser apreciados a latitudes geomagnéticas superiores a 65° (KIRCHHOFF, 1991).

A luminescência atmosférica que ocorre em todas as latitudes e que não é perceptível a olho nu é denominado *airglow*. Devido a ausência da luz solar esta contínua emissão de fótons é mais facilmente visualizada no período noturno por equipamentos específicos. As seguir é detalhado um destes equipamentos, o fotômetro imageador *All Sky*, empregado nesta investigação.

### 3.2 Imageador All Sky

A luminescência atmosférica é praticamente imperceptível a observações realizadas sem o auxílio de equipamentos adequados. Neste estudo a detecção e medidas do *airglow* são alcançadas com a utilização do fotômetro imageador instalado no Campus Urbanova da UNIVAP (Universidade do Vale do Paraíba) em São José dos Campos (SP). A figura 3.1 ilustra a área de cobertura de visão deste imageador.



**Figura 3. 1 - Cobertura visual do imageador de São José dos Campos - SP (32,31° S, 45,86°O).**

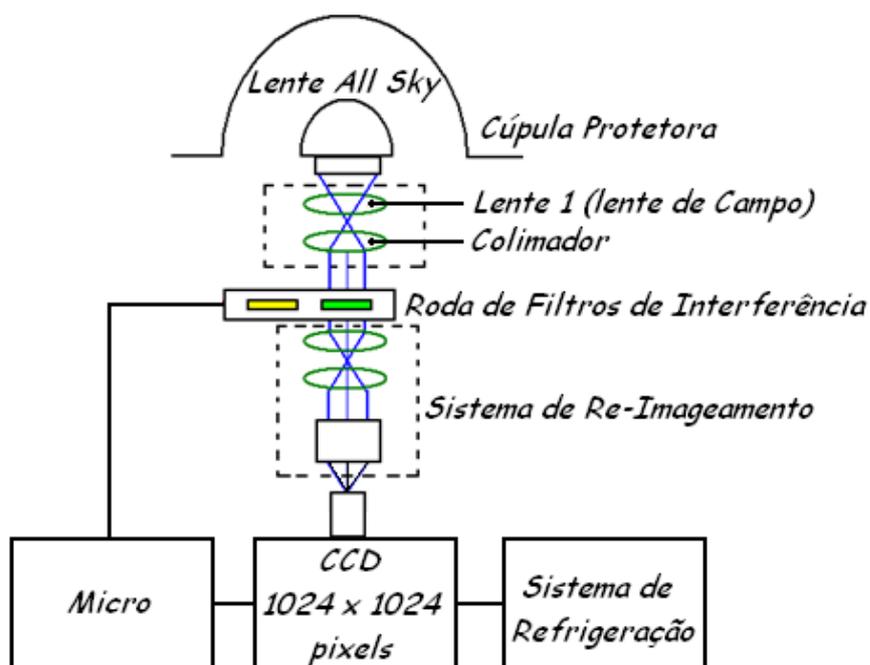
O Laboratório de Física e Astronomia da UNIVAP ainda opera outros dois imageadores de alta resolução localizados no Campus da Universidade Luterana do Brasil - ULBRA em Palmas (TO) e no Laboratório Nacional de Astrofísica – LNA do CNPq em Brasópolis (MG) (PILLAT et al, 2004).

O imageador é constituído basicamente por uma parte óptica, que encerra as lentes que captam e tratam a luz, e um dispositivo CCD (*Charge-Coupled Device* ou Dispositivo de Carga Acoplada) na base, seguido de um sistema de resfriamento para manter em baixo nível o ruído térmico do CCD (VARGAS, 2007).

O fotômetro imageador de alta resolução espacial tipo “*all Sky*”, projetado apenas para realizar observações noturnas de luminescência atmosférica, possui uma lente, denominada olho de peixe, que abrange um campo de visão de 180° azimutais. Para que o imageador *all Sky* opere em condições satisfatórias são necessários que diversas condições sejam favoráveis,

dentre as quais se destacam céu límpido (sem a presença de nuvens), ausência de cerração ou neblina, e sem a influência da luz da lua.

O princípio de funcionamento do imageador consiste na captação, através da lente *all Sky* ou “olho de peixe”, dos fótons provenientes das emissões da luminescência atmosférica. Após a lente olho de peixe, os raios luminosos atravessam a lente de campo (lente 1 na figura 3.2) que assegura que todos os raios observados alcancem as lentes que realizam o processo de colimação. A colimação, processo que proporciona que os raios luminosos sejam ordenados paralelamente, é necessária, pois sem ela não seria possível realizar a seleção dos raios de luz que se pretende estudar. Esta seleção é obtida pelo filtro de interferência, logo abaixo da lente colimadora, e é estimada nos valores de frequência ou comprimento de onda da luz. De acordo com Freitas (2007) o intervalo do comprimento de onda filtrado é da ordem de 2 nm (largura de banda). Após a filtragem, a imagem é reconstituída sobre a CCD por outro sistema de lentes. A figura 3.2 mostra a configuração do imageador *all Sky*.



**Figura 3. 2 - Diagrama em blocos do imageador “All-Sky” com câmara CCD.**

A filtragem do comprimento de onda é realizada por uma roda de filtros que aloja 7 filtros de interferência, sendo destinado três filtros para emissões do oxigênio atômico, ou seja, 777,4 nm, 630,0 nm e 557,7 nm (denominadas OI777,4, OI630,0 e OI557,7 respectivamente), um filtro para banda atmosférica do oxigênio molecular centrada no comprimento de onda 865,5 nm (O<sub>2</sub> - Banda atmosférica), um filtro para a banda OH de 720,0 a 910,0 nm e supressão em 860,0 nm com uma largura de 1,5 nm (banda de Meinel), um filtro

para o sódio no comprimento de onda de 589,3 nm (denominada NaD) e um filtro para a banda do nitrogênio em 427,7 m (banda do  $N_2^+$ ) (FREITAS, 2007).

A roda de filtros gira automaticamente conforme prévia programação realizada por computador. Ela pode ser posicionada de oito maneiras diferentes de modo a utilizar os sete filtros e também a permitir uma oitava posição que não apresenta filtro algum. Esta última posição é empregada em observações diretas (sem interferências do céu noturno) denominadas BG (“*back ground*” ou fundo). A roda de filtros é apresentada na figura 3.3.



**Figura 3. 3 - Roda de filtros de interferência do Imageador CCD All Sky.**

Na tabela a seguir são mostradas algumas características dos filtros de interferência.

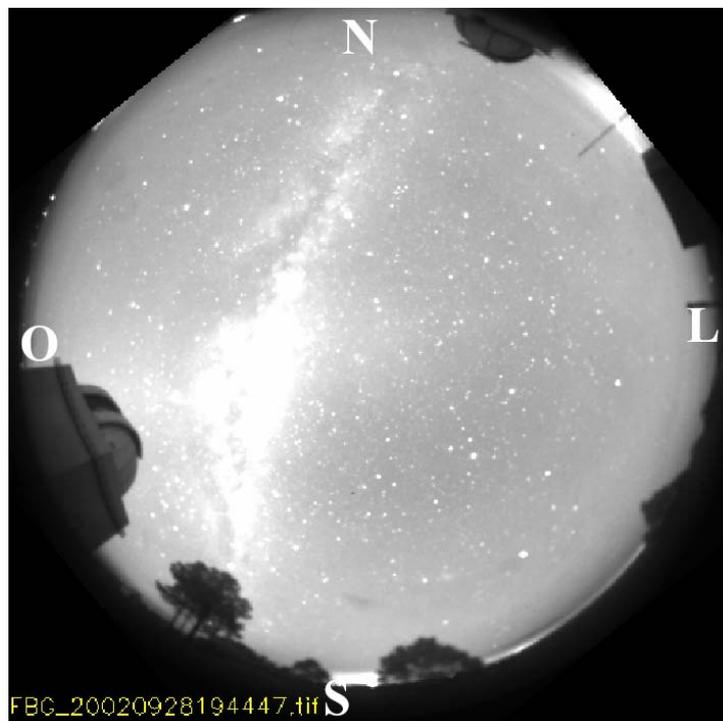
**Tabela 3. 1- Características dos filtros de interferência.**

<i>Posição na roda de filtros</i>	<i>Emissão Atmosférica</i>	<i>Comprimento de Onda (nm)</i>	<i>Largura da Banda da Janela (nm)</i>	<i>Espessura Física do Filtro</i>	<i>Altura Média da Camada de Emissão (km)</i>
1	OI 630,0	630,0	2,0	5,3	250
2	OI777,4	777,4	1,5	5,3	340
3	OI557,7	557,7	2,0	5,3	97
4	O <sub>2</sub> (0,1)	864,5	12,0	5,3	94
5	NaD	589,3	2,5	5,3	91
6	OH	720,0 – 910,0	190	5,3	87
7	$N_2^+$	427,8	1,5	11,0	150
8	livre	-	-	-	-

Fonte: Freitas (2007).

Após filtrada, a luz do céu noturno atravessa um outro sistema de lentes colimadoras que direcionam a luz sobre a CCD. Esta luz incidente é convertida em fotoelétrons e assim é armazenada digitalmente em imagens. O chip CCD apresenta uma área coletora de 6,45 cm<sup>2</sup>, com uma matriz de 1024 x 1024 pixels e resolução de 16 bits/pixel. Algumas características deste dispositivo são: elevada eficiência quântica (80% no visível), baixa corrente de escuro (0,5 elétrons/s), baixo ruído de leitura (15 elétrons rms) e elevada linearidade (0,05%). O agrupamento de pixels equivalentes 2x2 é utilizado para gerar imagens 512x512 pixels melhorando a relação sinal-ruído (SNR 20:1) e resultando a resolução angular de 6,1 mrad/pixel (VARGAS, 2007).

Um exemplo de imagem obtido com o fotômetro imageador é apresentado na figura 3.4.



**Figura 3.4 - Imagem reproduzida a partir de um fotômetro imageador sem a utilização de filtros de interferência.  
Fonte: Freitas (2006).**

O campo de visão de abrangência do imageador pode ser ilustrado conforme figura 3.5. Os parâmetros ilustrados nesta figura são:

- $r$  : corresponde ao campo de visão espacial (F.O.V.) do imageador;
- $r_e = 6371 \text{ km.}$  : Raio da Terra;
- $z$  : altura da camada de emissão;

A: distância entre o imageador (ponto P) e o encontro da linha do horizonte com F.O.V.;

$\psi$  : ângulo formado entre o zênite e o ponto A, a partir do centro da Terra.

$\xi$  : ângulo formado entre o zênite e o ponto A, centrado no imageador.

$h$  : distância entre o centro da Terra e o ponto A.

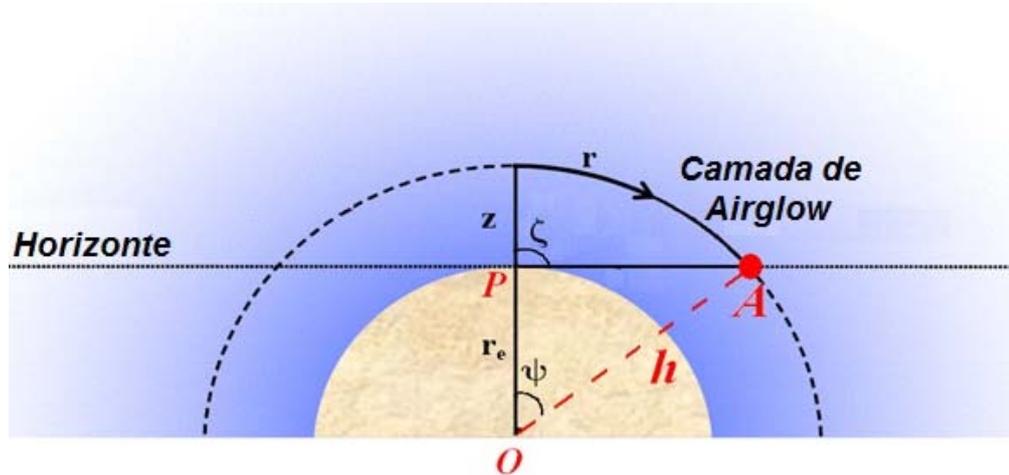


Figura 3. 5 - Geometria de coordenadas curvilíneas da atmosfera terrestre.  
Fonte: Adaptada de Vargas (2007, p. 90).

Para a emissão das bandas do OH, considerada em uma altitude média de  $z = 90 \text{ km}$ , tem-se que:

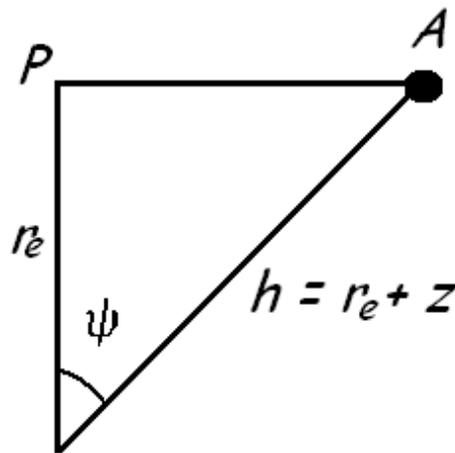
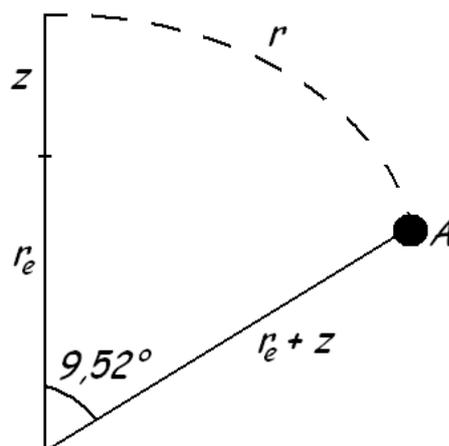


Figura 3. 6 - Determinação do F.O.V. para a emissão do OH.

O cálculo do  $\psi$  para  $z = 89 \text{ km}$  é realizado através da equação 3.1 a seguir:

$$\cos\psi = \frac{r_e}{h} \quad (3.1)$$

Resultando em  $\psi = 9,52^\circ$ . Desta maneira o cálculo da metade do F.O.V. espacial será representado pela figura 3.7.



**Figura 3.7 - Representação do F.O.V. do imageador para a emissão do OH.**

A metade do F.O.V. será encontrada através da equação

$$r = \frac{\pi \cdot (R_e + z) \cdot \psi}{180^\circ} \quad (3.2)$$

Substituindo os respectivos valores de  $R_e$ ,  $z$  e  $\psi$  encontra-se  $r = 1073,36 \text{ km}$ . Todavia, para conhecer o campo de visão total do imageador para a emissão das bandas do OH é necessário multiplicar este valor por dois. Conclui-se, então, que  $F.O.V._{OH} \cong 2147 \text{ km}$ .

Utilizando raciocínio análogo, calculou-se os F.O.Vs. para as emissões da linha vermelha e da linha verde do oxigênio atômico. A tabela 3.2 especifica a altura média de cada emissão juntamente com os respectivos valores de F.O.V.

**Tabela 3.2 - Campos de visão do imageador para algumas linhas de emissão atmosféricas.**

<i>Emissão</i>	<i>Altura média da camada</i>	<i>F.O.V. calculado</i>
O( <sup>1</sup> S) - 557,7 nm	96 km	$F.O.V._{O5} \cong 2234,84 \text{ km}$
O( <sup>1</sup> P) - 630,0 nm	250 km	$F.O.V._{O1630,0} \cong 3651,64 \text{ km}$

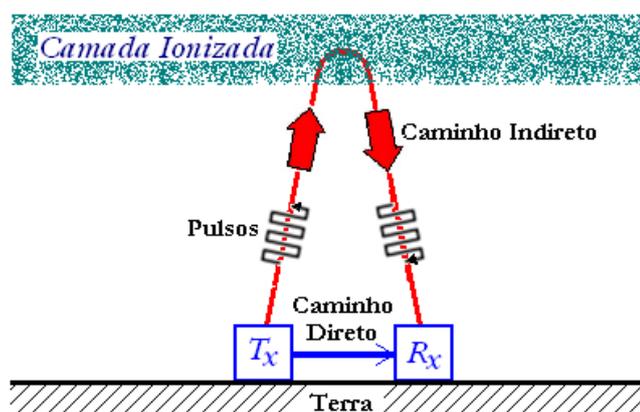
### 3.3 Rádio Sondagem da Ionosfera

Dentre várias técnicas destinadas às observações ionosféricas, aquela que se consolidou devido principalmente a facilidade de operação e baixo custo é a Rádio Sondagem Ionosférica. Neste processo são enviados sinais de rádio à ionosfera e mensurados alguns de

seus parâmetros quando estes encontram condições favoráveis de retornar a superfície do planeta. Alguns destes parâmetros são:

- O tempo necessário para sinal o de rádio viajar do solo, alcançar a ionosfera e, quando ocorrer reflexão, retornar ao solo. Com este parâmetro determina-se a altura equivalente, de reflexão,  $h'$ .
- A intensidade do sinal refletido, permitindo a determinação do coeficiente global de reflexão.
- A polarização do sinal refletido pela ionosfera, que pode ser interpretado em termos da teoria magneto-iônica.

Dentre diversas maneiras pelas quais é possível aplicar a rádio sondagem ionosférica, aquela que merece grande destaque, por ser praticamente um método aplicado em todo o mundo, é o método dos pulsos, introduzido por Breit e Tuve (MITRA, 1952). Neste método mensura-se o tempo necessário para que uma série de pulsos de curta duração, emitidos entre 1-20 MHz, viaje desde sua fonte transmissora, alcancem determinada camada ionizada onde sofrerão reflexão e retornem à superfície. Conhecendo o tempo necessário para ocorrer este ciclo, torna-se possível determinar a altura da camada refletora. Observa-se que a onda de rádio será refletida quando alcançar uma altitude na qual sua frequência se iguale a frequência do plasma. O esboço desta técnica é demonstrado na figura 3.8.

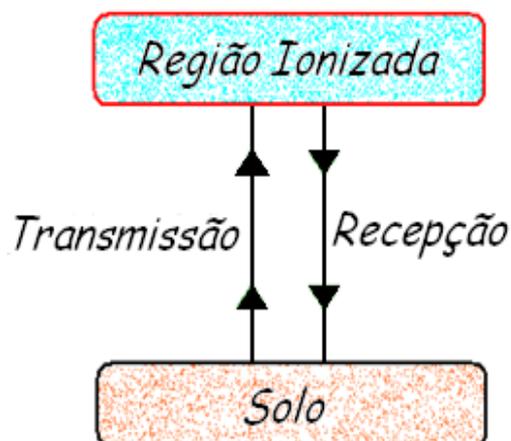


**Figura 3. 8 - Sondagem da ionosfera através da técnica de pulsos de ondas em frequência de rádio.**

**Fonte: Adaptado de Mitra (1952).**

O princípio de funcionamento das ionosondas corresponde ao envio, na direção vertical para cima, de um pulso de rádio, com frequência  $f_t$ , a partir do transmissor. Este pulso viaja na atmosfera até alcançar uma região na qual sua frequência se iguale a frequência do

plasma, ou seja, até uma determinada região atmosférica na qual ocorra a condição de ressonância. Satisfeita esta condição, o pulso é refletido e pode ser detectado pelas antenas receptoras. Conhecido este princípio, realiza-se uma varredura em frequência do sinal transmitido e obtém-se um espectro de frequências em função da altura (FREITAS, 2007). A figura 3.9 exemplifica este funcionamento.



**Figura 3. 9- Envio e reflexão dos pulsos em frequência de rádio.**

Sendo  $N_E$  a densidade eletrônica,  $q$  a carga dos elétrons,  $e_0$  a permissividade no espaço livre e  $m$  a massa do elétron, a frequência do plasma é dada pela equação 3.3:

$$f_p = \left( \frac{n_e q^2}{4\pi^2 e_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

### 3.3.1 Ondas eletromagnéticas em um meio ionizado

A propagação de ondas eletromagnéticas em um meio ionizado pode ser explicada através da teoria magneto-iônica. Esta teoria surgiu na primeira metade do século XX após as experiências de Marconi sobre a propagação de ondas de rádio a longa distância, e as sugestões de Kennelly e Heaviside, em 1902, que as ondas de rádio eram refletidas em uma camada eletrificada na alta atmosfera. Diversas contribuições foram dadas por muitos cientistas teóricos incluindo Eccles que, em 1912, sugeriu que a camada se comportava como um refletor metálico, e Larmor que em um trabalho publicado em 1924 considerou a camada refletora como sendo dielétrica.

A aproximação dielétrica é apropriada para muitas frequências de rádio, pois a absorção é pequena no interior desta camada e a onda retorna ao solo através de refração gradual. Todavia, a maneira como esta teoria é atualmente utilizada provém principalmente do trabalho de Appleton entre 1927 e 1932.

Para estudar a ionosfera é necessário fazer uso de diversas fórmulas e, para tal, costuma-se considerar  $N$  como sendo a densidade de elétrons livres,  $m$  e  $e$  a massa e a carga do elétron, respectivamente,  $c$  a velocidade da luz no espaço livre,  $\epsilon_0$  a permissividade do espaço livre,  $B$  o campo magnético terrestre,  $f$  a frequência da onda de rádio e  $\omega$  a frequência angular da onda. A frequência do plasma ( $\omega_N$ ) e a girofrequência do elétron ( $\omega_H$ ) são dadas pelas respectivas equações:

$$\omega_N^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \quad \text{e} \quad \omega_H = \frac{Be}{m} \quad (3.4)$$

Definem-se os três parâmetros magneto-iônicos como:

$$X = \frac{\omega_N^2}{\omega^2}, \quad Y = \frac{\omega_H}{\omega} \quad \text{e} \quad Z = \frac{v}{\omega} \quad (3.5)$$

sendo  $v$  a frequência de colisão dos elétrons.

O ângulo formado pela direção de propagação da onda e o campo magnético é  $\theta$ . Assim é possível definir

$$Y_L = Y \cos \theta \quad \text{e} \quad Y_T = Y \sin \theta, \quad (3.6)$$

sendo  $Y_L$  o componente de  $Y$  ao longo do campo magnético e  $Y_T$  o componente transversal de  $Y$  em relação ao campo magnético. A fórmula para o índice de refração de ondas eletromagnéticas em um meio ionizado é conhecida como equação de Appleton ou equação de Appleton-Hartree e é dada por:

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{X(1-X)}{(1-X) - \frac{1}{2}Y_T^2 \pm \sqrt{\frac{1}{4}Y_T^4 + (1-X)^2Y_L^2}}} \quad (3.7)$$

Uma onda eletromagnética que incida verticalmente na ionosfera será refletida quando  $\mu = 0$ . Existem muitas considerações que podem ser realizadas quanto a equação de Appleton-Hartree. No caso mais simples o campo magnético é desconsiderado, isto é,  $B = 0$ ,  $\omega_H = 0$  e  $Y = 0$ , e a equação se torna:

$$\mu = \sqrt{1 - X} \quad (3.8)$$

Se o campo magnético for considerado, o índice refrativo  $\mu$  apresentará dois valores caracterizados por sinais opostos, isto é, existirão dois modos distintos de propagação denominados de onda ordinária (acompanhada do sinal positivo) e onda extraordinária (acompanhada do sinal negativo). Esta característica revela a birrefringência ionosférica, ou seja, a capacidade da ionosfera em proporcionar dupla refração às ondas eletromagnéticas.

Na segunda consideração a onda ordinária pode ser expressa matematicamente como:

$$X = 1 \quad (3.9)$$

e a onda extraordinária pode ser representada de duas maneiras:

$$\begin{aligned} X &= 1 - Y, \text{ para } Y < 1, \text{ ou seja, } f > f_H \\ X &= 1 + Y, \text{ para } Y > 1, \text{ ou seja, } f < f_H \end{aligned} \quad (3.10)$$

sendo  $f_H$  a frequência do elétron.

Se a onda eletromagnética se encontra na mesma direção do campo magnético tem-se  $\theta = 0$ , ou seja,  $Y_L = Y$  e  $Y_T = 0$  e a equação de Appleton Hartree é considerada como simplificada.

Os dois modos de propagação, ordinário e extraordinário são circularmente polarizados mas em sentidos opostos, e a onda plana polarizada transversalmente à ionosfera pode ser considerada como a soma dos componentes ordinários e extraordinários.

### 3.3.2 CADI – Canadian Advanced Digital Ionosonde

A ionossonda é o equipamento destinado à modulação dos sinais de rádio que são enviados a ionosfera na técnica de pulsos. No cenário mundial existem alguns tipos de ionossondas que se diferenciam umas das outras por características específicas, que mais se adequam a determinadas regiões do planeta.

O grupo de Física e Astronomia da UNIVAP utiliza em São José dos Campos uma ionossonda digital (digissonda) da *Canadian Advanced Digital Ionosonde (CADI)*. Este equipamento foi projetado e desenvolvido pela Rede Canadense de Pesquisas Espaciais, com

o intuito de assistir um amplo sítio observacional, cujas principais exigências eram, dentre muitas, baixo custo, grande autonomia e baixa potência de operação.

A partir dos dados das ionossondas digitais é possível determinar a altura da reflexão do sinal de rádio em função dos valores das frequências do próprio sinal transmitido, a fase e a amplitude dos sinais refletidos, o ângulo de chegada e a polarização do sinal detectado pelas antenas receptoras. O sistema também pode ser operado com múltiplos receptores, através da escolha adequada de determinados tipos de antenas, para estudos relacionados à deriva ionosférica (JESUS, 2008).

A altitude de sondagem da ionossonda está localizada entre 100 e 1000 km (JESUS, 2008). Diversos parâmetros podem ser determinados com o uso das ionossondas, tais como: altura virtual  $h'$ , amplitude e fase do sinal refletido, ângulo de incidência, polarização do sinal refletido (diferenciando os ecos ordinários e extraordinários), deslocamento Doppler da frequência transmitida mediante o deslocamento da camada refletora e a curvatura de frente de onda.

Segundo Aranha (2006) os dados das digissondas são distribuídos em dois arquivos por hora, um com a extensão md3 (correspondendo a ionogramas com seis frequências específicas) e outro com extensão md4 (formados por ionogramas com 180 frequências específicas). Assim, tem-se diariamente 48 arquivos.

Os arquivos com extensão md4 são constituídos por doze ionogramas (um ionograma completo a cada 300 segundos) e os arquivos md3 são formados por 36 ionogramas (um ionograma a cada 100 segundos). Em um mês constituído por trinta dias, cada ionossonda fornece 1440 arquivos que totalizam 70 Mbytes.

De acordo com Jesus (2008), as ionossondas tipo CADI permitem ser operadas em dois modos distintos:

- Com resolução temporal de 300s é realizada a varredura de 180 frequências variando de 1 a 20 MHz. Com estes dados são gerados os ionogramas.
- Operação com apenas seis frequências pré-selecionadas (2,1; 3,1; 4,1; 5,1; 6,3 e 7,1 MHz) com resolução temporal de 100 s. A partir destas medidas são gerados os gráficos de ISO - frequência.

Os dados recebidos pela CADI operada pela UNIVAP são armazenados e nomeados de maneira que seja identificado o ano, mês, dia, hora e minutos em que a aquisição foi realizada. A estrutura do nome de cada arquivo segue o padrão amhhhh.md4 ou amhhhh.md3 sendo a=ano, m=mês e hhhh = hora e minutos.

A ionossonda digital CADI é constituída pelos seguintes módulos:

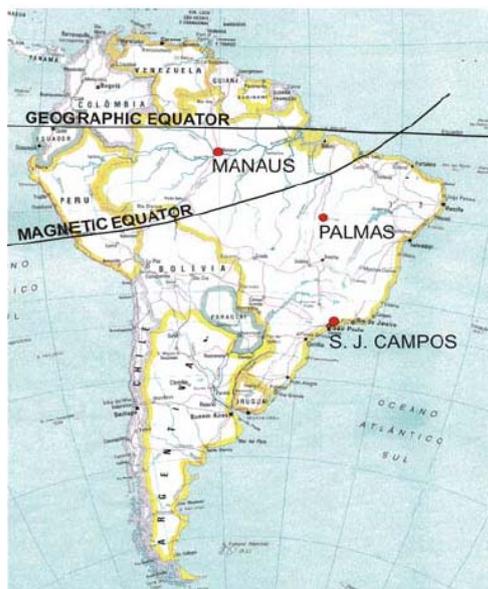
- Cartão de Síntese Digital Direta (SDD): gera o sinal de rádio;
- Transmissor: amplifica a potência do sinal de rádio antes de enviá-lo as antenas transmissoras;
- Sistema de Antenas: transmite os sinais amplificados pelo transmissor e detecta os sinais refletidos pela ionosfera;
- Cartões Receptores: amplifica e demodula os sinais refletidos pela ionosfera e detectados pelas antenas;
- Microcomputador: processa o programa para a análise de dados, gerencia o processo de transmissão e recepção dos sinais de rádio, exibe e armazena os dados adquiridos no processo da sondagem.

O amplificador do sinal de rádio, transmissor, é mostrado na figura 3.10. Este equipamento produz um pulso de sinal de rádio com um pico de potência de 600W durante um período de  $40\mu\text{s}$  (MACDOUGALL et al., 1995). A CADI emprega uma metodologia que realiza uma sequência de pulsos, denominada de Sequencia Barker, com 13 bits de comprimento em cada pulso. Desta forma, a potência efetiva de saída é calculada por  $13 \times 600 \text{ W}$ .

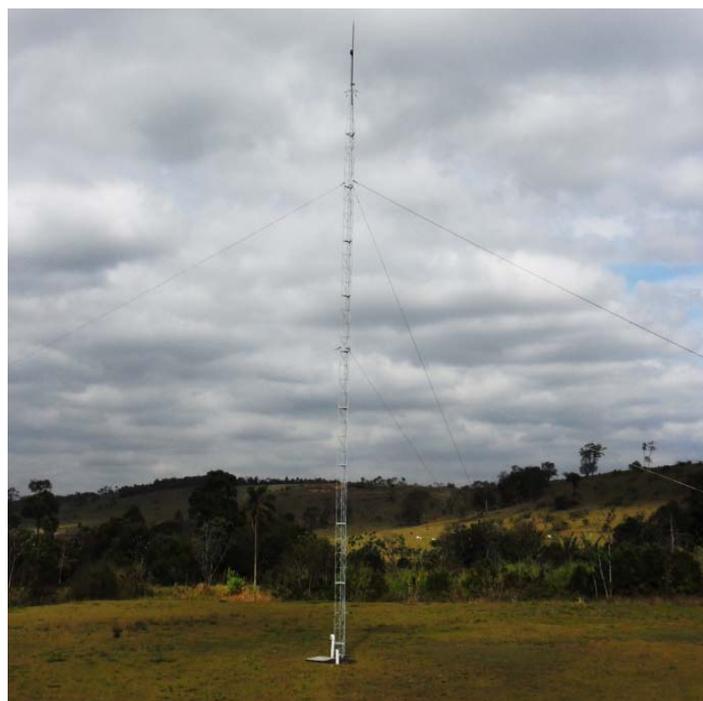


**Figura 3. 10 - Sistema de transmissão CADI para amplificação dos sinais de rádio utilizado pelo grupo de Física e Astronomia da UNIVAP.**

O grupo de Física e Astronomia da UNIVAP possui ionossondas digitais localizadas nas cidades de São José dos Campos (SP), Palmas (TO) e Manaus (AM), conforme indicado na figura 3.11. O critério de escolha de tais cidades visava posicionar estas antenas próximas à linha do meridiano magnético (MOOR, 2011). Em São José dos Campos a transmissão do sinal de rádio é feito com uma antena do tipo Delta repousada sobre um mastro de 20m de altura, conforme figura 3.12.



**Figura 3. 11 - Localização das ionossondas digitais do grupo de Física e Astronomia da UNIVAP.**



**Figura 3. 12 - Ionossonda localizada no Campus Urbanova da UNIVAP na cidade de São José dos Campos.**

O software inerente a CADI é escrito em linguagem Borland C e é executado através da interface DOS. Este software é limitado, pois apresenta recursos visuais restritos e não fornece recursos computacionais para a redução dos dados. Desta maneira o grupo de Física e Astronomia da UNIVAP desenvolveu um programa computacional intitulado de Digital

Ionosonde Data Analysis – UDIDA (PILLAT, 2006), que disponibiliza diversos recursos para a análise e tratamento dos dados da CADI. A figura 3.13 mostra a ionossonda CADI, do grupo de Física e Astronomia da UNIVAP, em funcionamento.



**Figura 3. 13 - CADI em funcionamento na UNIVAP – São José dos Campos.**

A recepção do sinal refletido na ionosfera também pode ser realizada por um sistema composto por quatro antenas do tipo dipolo, que permite a determinação dos parâmetros referentes à deriva ionosférica. A figura 3.14 mostra as antenas de recepção utilizadas pelo grupo de Física e Astronomia da UNIVAP.



**Figura 3. 14 - Antenas de recepção utilizadas pelo grupo de Física e Astronomia da UNIVAP.**

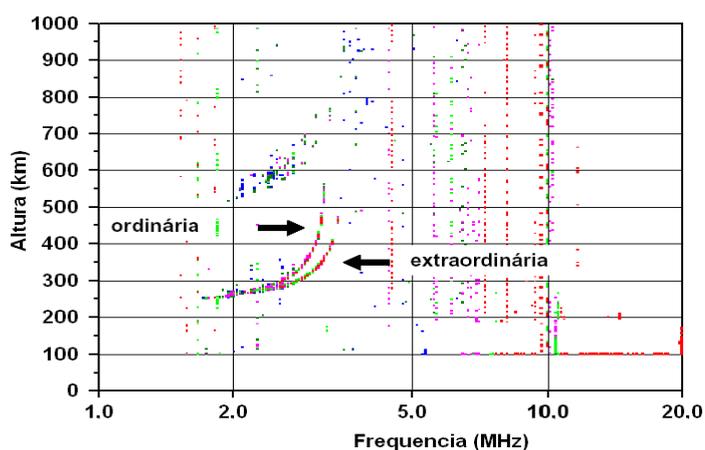
Algumas especificações das ionossondas tipo CADI estão contidas na tabela 3.3, extraída de Muella (2004).

**Tabela 3. 3 - Especificações das ionossondas CADI.**

<b>Potência de pico do pulso transmitido</b>	600W
<b>Faixa de frequência do sinal transmitido</b>	1 a 20 MHz
<b>Faixa abrangida pela sondagem</b>	90 a 1020 Km
<b>Taxa de repetição do pulso</b>	20 pps (pulsos por segundo)
<b>Resolução da altitude</b>	6 km
<b>Largura do pulso</b>	40 $\mu$ s
<b>Quantidade de receptores</b>	1
<b>Codificação do pulso</b>	Código Barker
<b>Antenas</b>	Duplo Delta (transmissor e receptor)

Para analisar os dados fornecidos pela digissonda organizam-se os valores das alturas das camadas refletoras para os respectivos valores de frequência dos pulsos emitidos. Esta correspondência origina um espectro chamado ionograma, que relaciona a frequência com a altura virtual.

De acordo com o sentido da polarização da onda transmitida, podem ocorrer ecos (reflexões) que correspondem às componentes ordinárias, cuja polarização é linear, e componentes extraordinárias, com polarização não linear. A figura 3.15 mostra um ionograma com os traços que representam os ecos da componente ordinária e extraordinária.

**Figura 3. 15 - Componentes ordinárias e extraordinárias de reflexão de um sinal de rádio.**

Para realização dos cálculos considera-se que o pulso de sinal de rádio, uma onda eletromagnética, viaja a velocidade da luz no vácuo, ou seja, aproximadamente 300 000 km/s.

Conhecendo-se a largura do pulso do sinal de rádio frequência,  $40\mu\text{s}$ , encontra-se o comprimento do pulso, dado em km:

$$\begin{aligned} \text{Comprimento} &= c \times \text{duração do pulso} \\ \text{Comprimento} &= 300000 * 40.10^{-6} \\ \text{Comprimento} &= 12 \text{ km} \end{aligned} \tag{3.11}$$

Sendo  $c$  a velocidade da luz no vácuo. Para cada frequência, considerando que o transmissor e receptor estejam localizados muito próximos um do outro, a partir do tempo  $\Delta t$  requerido para o pulso em sinal de rádio viajar desde o transmissor, alcançar a camada refletora e retornar às antenas receptoras, é possível determinar a altura virtual  $h$  da camada refletora de acordo com a seguinte equação:

$$h = \frac{1}{2}c.\Delta t \tag{3.12}$$

A altura virtual é assim denominada mediante ao fato que a propagação de uma onda eletromagnética depende da densidade eletrônica do meio no qual ela se propaga, ou seja, para o caso da ionosfera terrestre, a densidade eletrônica do plasma. Assim, a velocidade real de uma onda eletromagnética varia em função do índice de refração do meio e, no plasma, apresenta valor inferior à velocidade da luz no vácuo.

### 3.4 Radar Meteorológico

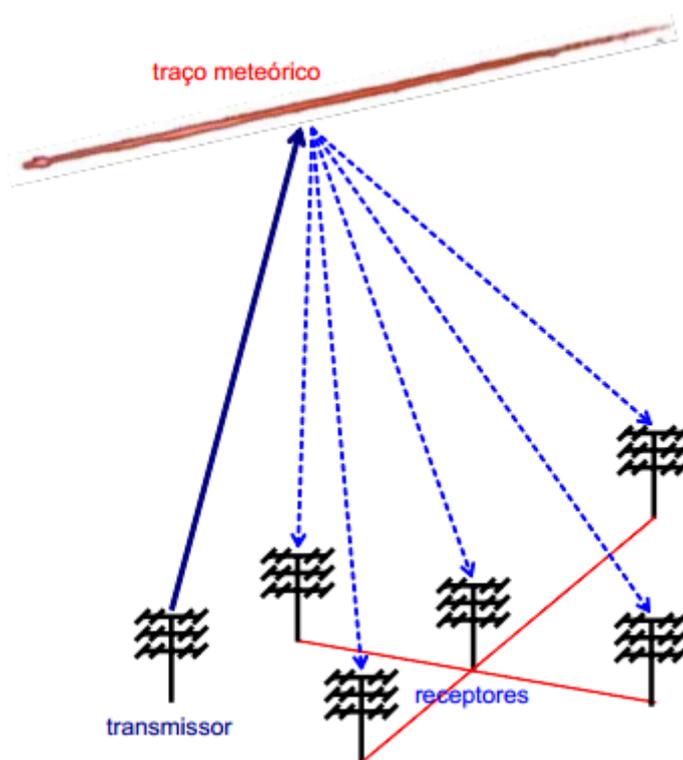
Neste estudo foram utilizados, fornecido pelo Dr. Paulo Prado, dados de vento obtidos através do Radar Meteorológico do sistema *SkiYMET*, instalado em Cachoeira Paulista e operado pelo grupo de pesquisa do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais).

Basicamente, o princípio de funcionamento do radar meteorológico está vinculado às partículas de poeira provenientes do meio interplanetário, ou seja, os meteoroides. Quando os meteoroides penetram na atmosfera terrestre, entre altitudes de 70 e 110 km, com velocidades típicas que podem variar de 11 a 72 km/s, eles experimentam o processo de ablação. Neste processo, que pode ser definido como o desgaste do meteoróide mediante ao atrito com a atmosfera terrestre, o meteoróide sofre fragmentação ou evaporação, produzindo, desta forma, ionização. Por sua vez, esta ionização, que se apresenta na forma de longas colunas ionizadas,

pode ser transportada pela ação dos ventos neutros, e estudada através dos ecos dos radares meteorológicos (CORREA, 2003).

Observa-se que, entre 80 e 100 km de altura, os efeitos do campo magnético sobre a dinâmica dos traços ionizados através do processo de ablação podem ser desconsideradas e, desta maneira, seus movimentos estão restritos apenas à ação dos ventos.

Segundo Vargas (2007) o radar meteorológico *SkiYMET* utiliza uma antena transmissora e cinco antenas receptoras, que são posicionadas no formato de cruz, figura . Ainda segundo o mesmo autor o computador analisa os dados de vento e os apresenta em tempo real, sendo que o sistema pode realizar a aquisição de até 5000 ecos meteorológicos por dia



**Figura 3. 16 – Posicionamento antenas do sistema de radar meteorológico.  
Extraído de Vargas (2007), página 95.**

## CAPÍTULO 4

### METODOLOGIA

Neste capítulo são apresentadas as etapas para determinação dos parâmetros de ondas na mesosfera e na ionosfera. Como apresentado no capítulo anterior, este trabalho utilizou dados provenientes de um imageador All Sky e de uma ionossonda CADI. Os dados de vento utilizados para o cálculo das velocidades horizontais e verticais de grupo das GWs foram estimados através do Radar Meteorológico do INPE, em cooperação com o Dr. Paulo Prado.

Para estudar os dados do imageador foi implementado um código em IDL. Os dados da ionossonda foram extraídos a partir da observação de gráficos de isofrequência construídos com o programa computacional UDIDA (*UNIVAP Digital Ionosonde Data Analysis*) da UNIVAP.

A primeira etapa do trabalho consistiu em selecionar as imagens de luminescência atmosférica que pudessem ser trabalhadas para aferição dos parâmetros de ondas. Foram desconsideradas noites nas quais prevaleceram nuvens, chuvas ou apresentaram intenso brilho lunar.

Conseqüentemente foi possível selecionar os dados da ionossonda abrangendo o dia de observação na mesosfera, seguidos do dia anterior e posterior a esta observação. Este critério adotado para análise dos dados da ionossonda favorece a análise do comportamento da ionosfera, durante longo período de tempo (72 horas centradas na noite de observação do imageador), tolerando o tempo necessário para as GWs se deslocarem da mesosfera para regiões ionosféricas. A análise da ionosfera no dia anterior às observações mesosféricas possibilita que se estime o comportamento desta região, antes de verificar a ondas vindas da mesosfera. Este método permite interpretar o possível momento de chegada da onda mesosférica à ionosfera.

Observa-se que, realizando-se a comparação entre a abundância de dados disponibilizados pelo imageador e pela a ionossonda da UNIVAP em São José dos Campos, durante o ano de 2008, a quantidade de dados disponíveis pela ionossonda é praticamente três vezes superior que a quantidade fornecida pelo imageador.

## 4.1 Metodologia para análise das imagens obtidas com o Imageador All Sky

A primeira etapa para análise dos dados de luminescência atmosférica foi a seleção das noites classificadas como boas para a observação de GWs, ou seja, noites nas quais não ocorreram chuvas nem estiveram marcadas pelo excesso de nuvens. Nesta fase foi utilizado o software UASDA (UNIVAP All Sky Data Analysis). Segundo Pillat (2009) a ferramenta UASDA permite a análise de imagens obtidas na operação de fotômetros imageadores, desde a imagem sem nenhum tratamento até a obtenção dos parâmetros ionosféricos que caracterizam diferentes fenômenos, tais como bolhas de plasma, ondas de gravidade e planetárias e a estratificação das camadas ionosféricas. Uma das interfaces do UASDA é apresentada na figura 4.1.

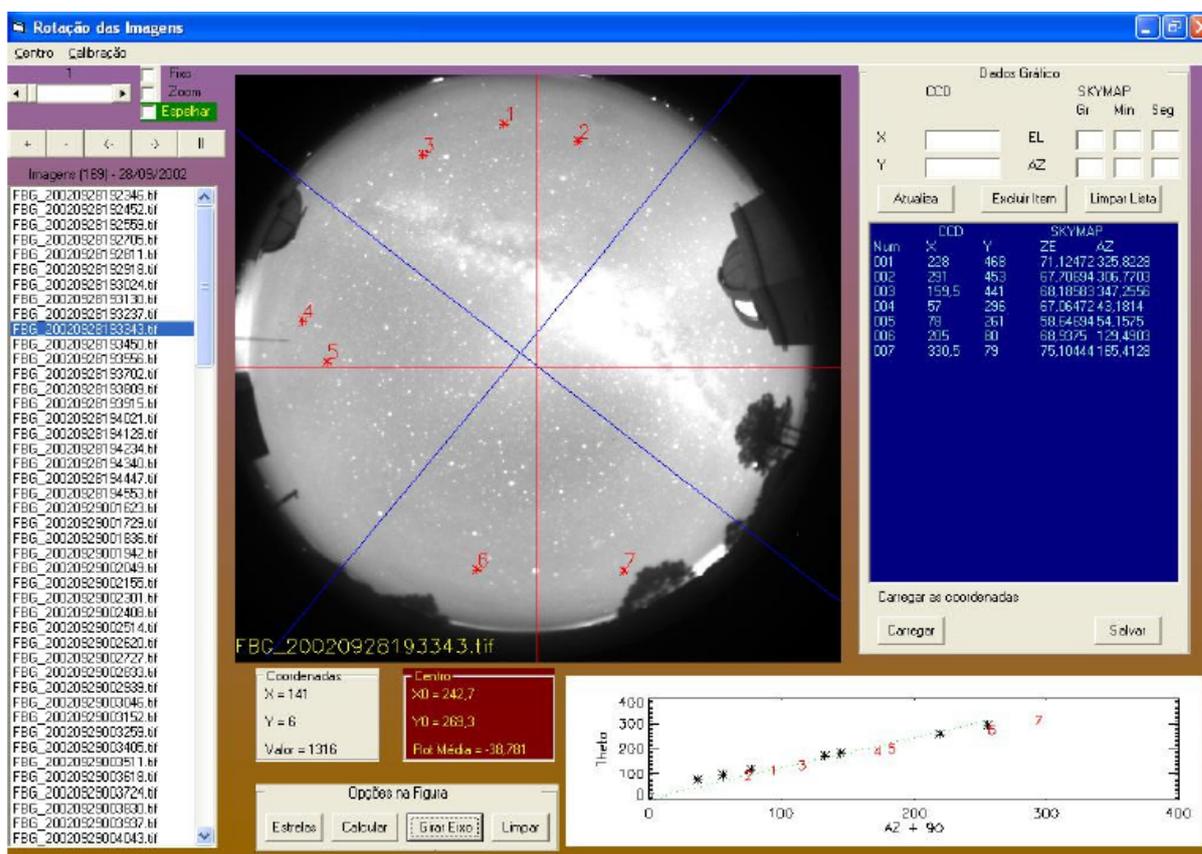


Figura 4. 1 - Interface gráfica do UASDA para observação de eventos mesosféricos e ionosféricos.

Fonte: Pillat et al. (2009).

Após selecionadas as noites que continham os dados a serem analisados, foi implementado o código para extração dos parâmetros das ondas. Para compreensão da lógica

utilizada na confecção da programação, considere que as explicações dizem respeito à metodologia empregada para análise das imagens disponibilizadas em uma única noite de observação. De fato, esta consideração corresponde à realidade, pois o código foi aplicado separadamente a cada conjunto de imagens e de acordo com a linha de emissão desejada. Assim, por exemplo, quando foi analisada a emissão da linha do oxigênio atômico 557,7 nm da noite de 05 de maio, especificou-se no algoritmo o caminho exclusivo para leitura das imagens provenientes desta emissão nesta respectiva noite.

O código pode ser dividido em duas fases. A primeira fase é caracterizada como selecionadora das imagens que continham ondas. Neste trabalho, foi empregada a técnica do *Time Difference* (TD). Esta técnica apresenta como resultado uma imagem proveniente da subtração de outras duas imagens. Por exemplo, considere um grupo de imagens composto pelas imagens *A*, *B*, *C*, *D* e *E*. Aplicando o *Time Difference* nas imagens deste grupo têm-se quatro imagens *A'*, *B'*, *C'* e *D'* resultantes das operações:

$$A' = B - A$$

$$B' = C - B$$

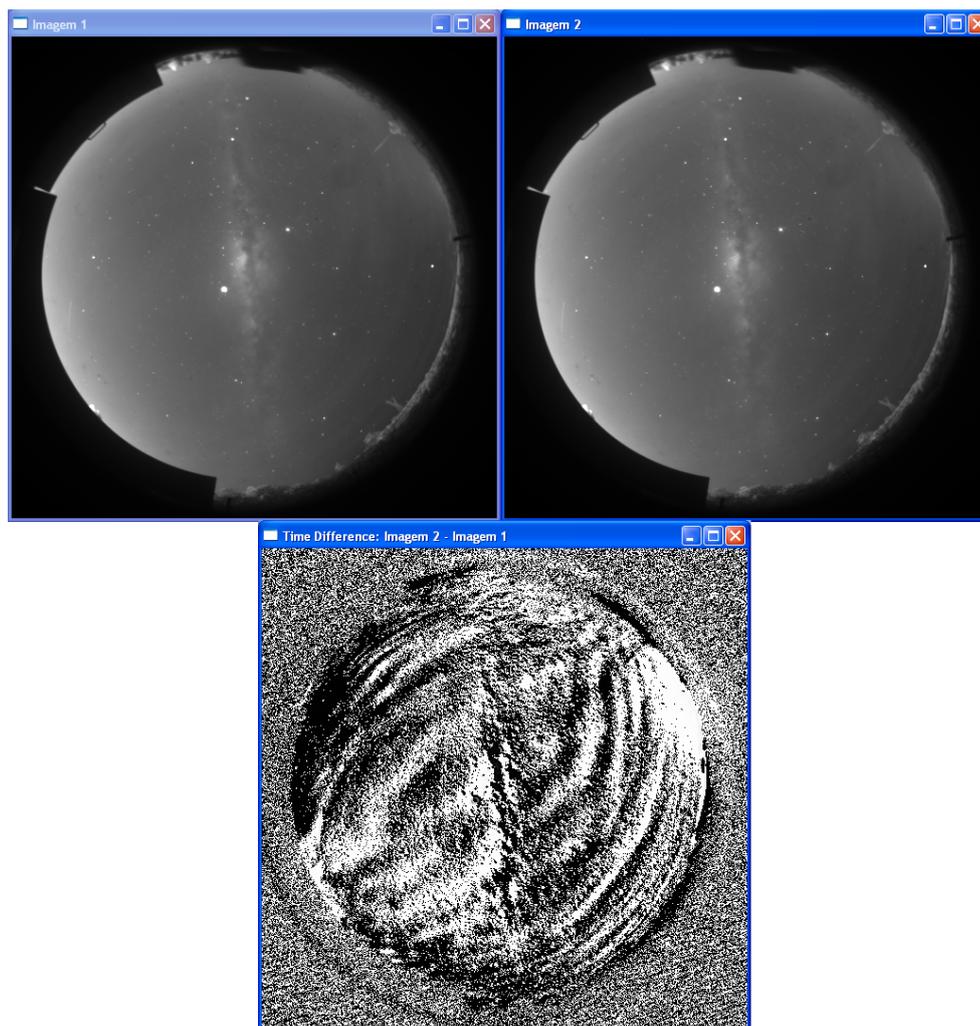
$$C' = D - C$$

$$D' = E - D$$

De acordo com Vargas (2007), a subtração de sucessivas imagens possibilita uma melhoria no contraste e no brilho da imagem resultante. Desta forma torna-se possível, por exemplo, detectar GWs que não seriam identificadas simplesmente à inspeção visual das imagens. Um exemplo de tal aplicação pode ser verificado na figura 4.2 referente à emissão do OH no período entre 19 e 20 horas do dia 01 de setembro de 2008.

Desta forma, o programa realiza as leituras de todas as imagens armazenando o caminho de cada imagem em determinada posição de uma matriz. A seguir é realizado o TD a todo o conjunto de imagens.

Todavia, antes da aplicação do TD é efetuado o mapeamento destas imagens, ou seja, o alinhamento das imagens com o norte geográfico e a transformação para o novo sistema de coordenadas (para correção da distorção ocorrida pelo formato da lente do imageador). Deste modo, as imagens são preparadas antes da realização do TD. Este procedimento é realizado a todas as imagens de uma determinada análise e, com isso, obtém-se como resultado um filme composto por todas as imagens resultantes do TD.



**Figura 4. 2 - Exemplo da aplicação da técnica Time Difference para emissão do OH na noite de 01 de setembro de 2008.**

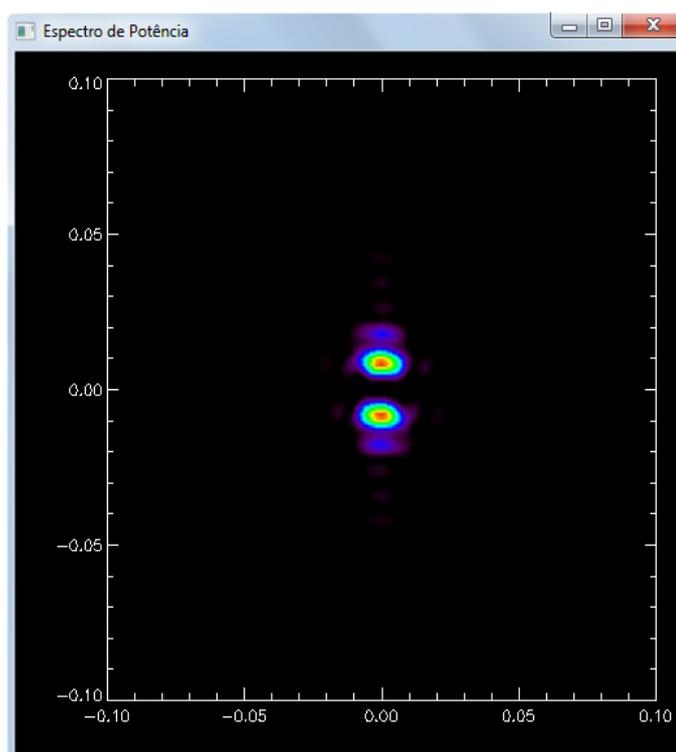
O principal objetivo da animação das imagens do TD é possibilitar uma análise visual mais criteriosa dos eventos de onda e facilitar a determinação das imagens que contém características próprias da propagação de GWs.

A segunda fase corresponde à aplicação do código às imagens selecionadas durante a primeira fase. Novamente é realizado o TD a estas imagens e obtém-se uma animação que torna possível a determinação de qual imagem representa mais nitidamente aquele evento de GW. Esta determinação é necessária, pois através dela é possível selecionar a melhor imagem a partir da qual se estabelece os limites da região onde se aplica a transformada de Fourier (FFT) para obtenção dos parâmetros da onda.

Após a aplicação do TD ao conjunto específico de imagens com a presença de GWs, deve-se especificar no código o número da imagem que representa aquele evento de onda. Informada a imagem, o programa mostra novamente a região onde deve ser aplicada a

transformada de Fourier. A determinação desta região é realizada manualmente, onde seleciona-se o canto inferior esquerdo e o canto superior direito da região a ser analisada.

Após as etapas de; especificar o conjunto de imagens que continham GWs, selecionar a imagem que apresentava mais nitidamente o evento da onda e indicar a região desta imagem onde deveria ser aplicada a FFT, o código retorna o espectro de potência daquela região específica. Este espectro fornece os números de onda zonal e meridional daquela GW. Um exemplo de tal espectro é apresentado na figura 4.3 que é proveniente da análise da noite de primeiro de abril de 2008.



**Figura 4. 3 - Espectro de potência para a imagem representativa da GW verificada na noite de 01 de abril de 2008.**

Determinado o espectro de potência da imagem com melhores características do evento de onda, seleciona-se a região do pixel de maior intensidade deste espectro. Desta forma é feita uma varredura dos pixels desta região e a posição do pixel de maior intensidade é obtida, ou seja, os respectivos números de onda zonal e meridional deste evento de GW.

O número de onda desta GW foi determinado através da equação

$$\kappa = \sqrt{(k_x)^2 + (k_y)^2} \quad (4.1)$$

sendo  $k_x$  e  $k_y$  respectivamente os números de onda zonal e meridional da GW.

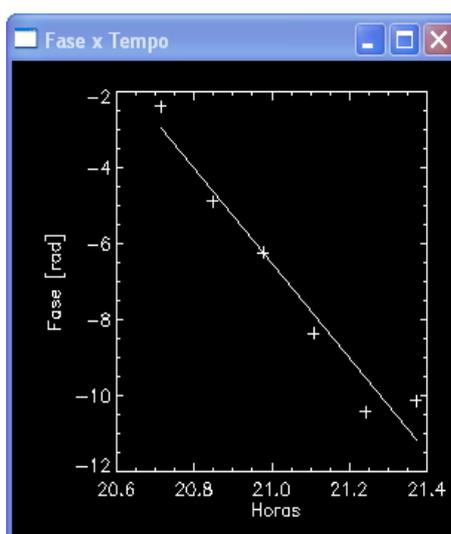
Para determinar o comprimento horizontal de onda emprega-se a equação:

$$\lambda_x = \frac{1}{\kappa} \quad (4.2)$$

A direção de propagação desta GW é determinada por:

$$\phi = \arctg\left(\frac{k_x}{k_y}\right) \quad (4.3)$$

sendo  $\phi$  a inclinação, ou seja, a direção de propagação da onda, em relação ao lado direito do eixo horizontal. Determinado tais parâmetros o código aplica a FFT nas demais imagens, respeitando a região selecionada na imagem escolhida como representativa do evento de onda. Desta maneira, obtém-se a diferença de fase da GW entre duas imagens consecutivas. Finalizado este processo é obtido o gráfico fase *versus* tempo juntamente com o ajuste linear entre os pontos, conforme ilustrado na figura 4.4.



**Figura 4. 4 - Gráfico fase versus tempo.**

O produto entre o comprimento de onda e o coeficiente angular do ajuste linear do gráfico fase *versus* tempo fornece a velocidade de fase linear da GW, ou seja,

$$c_x = \lambda_x \cdot \frac{1}{t} \quad (4.4)$$

O período observado ( $T_o$ ) de uma GW é determinado através da divisão entre o comprimento de onda e a velocidade linear, isto é:

$$T_o = \frac{\lambda_x}{c_x} \quad (4.5)$$

O diagrama apresentado na figura 4.5 resume os processos empregados para aferição dos parâmetros obtidos com o imageador.

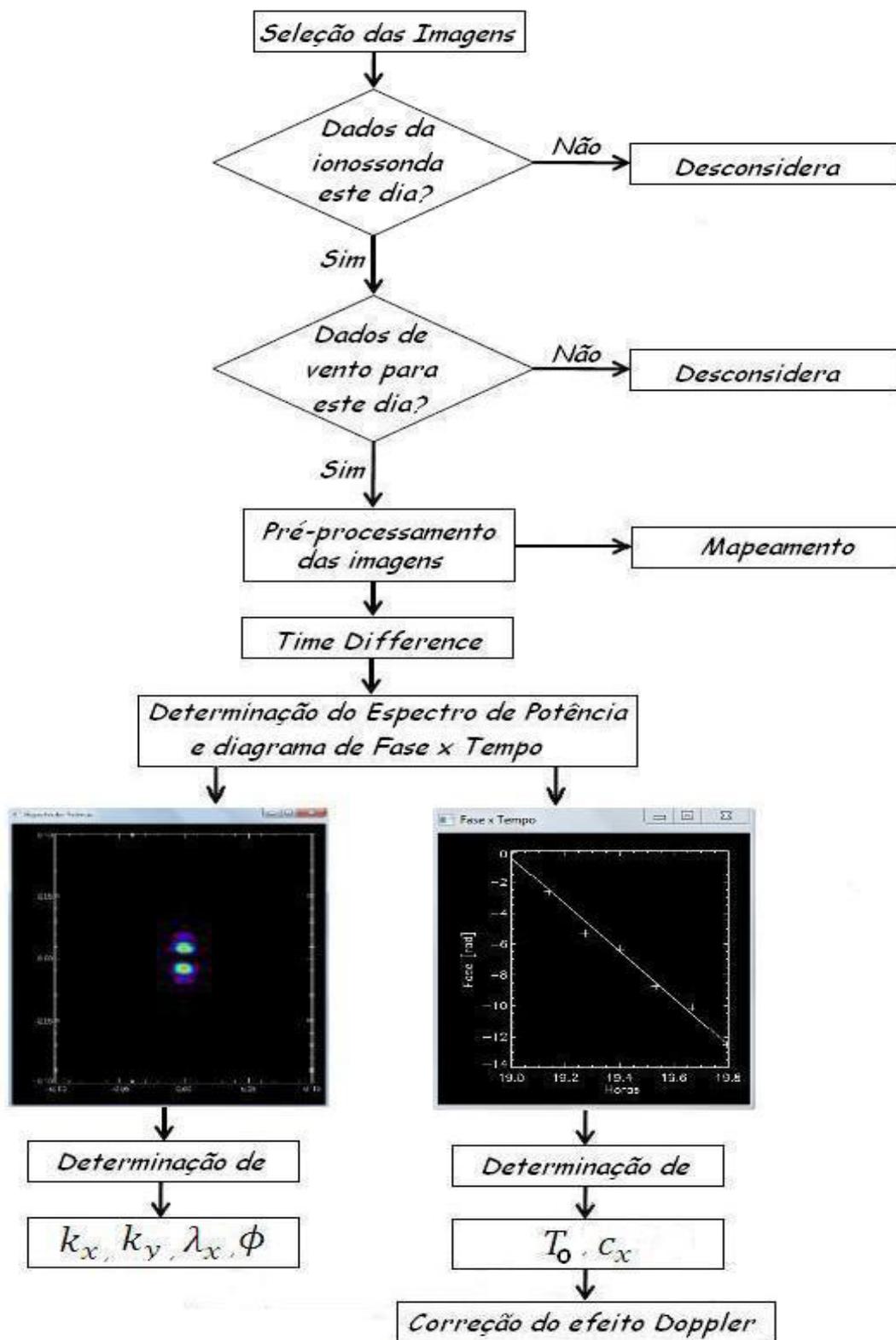


Figura 4.5 - Diagrama da lógica empregada na confecção do código para obtenção dos parâmetros de ondas a partir do imageador.

Observa-se que a primeira seleção dos dados obtidos com o imageador foi fundamentada no Teorema de Nyquist. Este teorema afirma que a taxa de amostragem de um determinado sinal deve ser o dobro do espectro do sinal original obtido de um receptor.

No caso do imageador este teorema pode ser aplicado na determinação de quais conjuntos de dados apresentam valores de período confiáveis. Portanto, o período de uma GW estimado através de um conjunto de imagens, com características próprias deste fenômeno, será confiável apenas se for maior do que o dobro do intervalo de tempo entre as imagens. Assim, por exemplo, se o intervalo entre as imagens for de dois minutos, uma GW estimada deste conjunto de imagens apresentará valor confiável de período apenas se tal valor for maior que quatro minutos.

Desta maneira, períodos estimados com valor menor do que o dobro do intervalo entre as imagens foram descartados. Observa-se que na emissão do OH o intervalo de recepção das imagens foi de dois e oitos minutos. Nas emissões do 557,7 nm e do 630,0 nm o intervalo de recepção das imagens foi de dois minutos.

Outra consideração foi a exclusão de GWs que apresentaram períodos intrínsecos  $T_i$  menores do que zero. O período intrínseco foi calculado através da equação

$$T_i = \frac{1}{\Omega} \quad (4.6)$$

sendo  $\Omega$ , a frequência intrínseca, dada pela equação 4.7:

$$\Omega = \omega - u_0 k \quad (4.7)$$

com  $\omega$  caracterizando a frequência observada da GW,  $u_0$  sendo a componente do vento na direção de propagação da onda e  $k$  o número de onda.

Uma GW apresentará período intrínseco menor do que zero apenas se apresentar propagação no mesmo sentido no qual o vento está soprando. Desta forma tal GW será absorvida e não apresentará propagação vertical. Esta é a causa da exclusão de ondas com esta característica, pois neste estudo objetiva-se estudar a propagação vertical das GWs.

Esta metodologia referente às imagens de luminescência atmosférica foi empregada em todos os dados disponibilizados pelo imageador do grupo de pesquisa da UNIVAP durante o ano de 2008. Após esta fase, procurando-se investigar ondas caracterizadas por se propagarem desde a mesosfera à ionosfera, foi realizada extensa comparação entre os

parâmetros de ondas estimados a partir da aplicação do código às imagens de luminescência atmosférica.

Todavia, este esforço não apresentou resultados satisfatórios no âmbito de se identificar ondas com características semelhantes, pois não foram identificados eventos de GWs com parâmetros idênticos. Dois dos principais fatores que pode ser apontados como responsáveis por este insucesso, foram a seleção aleatória quanto aos horários e as regiões que se apresentavam como mais promissoras para aplicação da transformada de Fourier, e consequentemente, caracterização dos parâmetros ondulatórios.

Isto vem do fato de não se ter aplicado nenhum critério para seleção da hora/região para determinação dos parâmetros de ondas, a não ser a avaliação visual das imagens animadas a partir da técnica *Time Difference*.

Diante disto foi necessário traçar nova metodologia que, ainda fazendo uso do código para extração dos parâmetros das GWs, permitisse a comparação dos parâmetros de ondas fundamentada, por exemplo, no horário de ocorrência ou na região de observação de determinada GW.

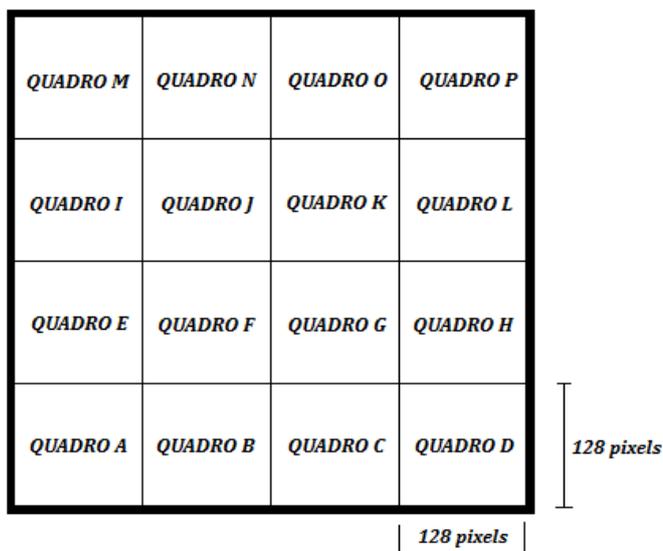
Assim, foi conveniente dividir as noites de observação em grupos que contivessem imagens apenas de determinado horário de observação. Desta forma, cada noite pôde ser dividida em onze grupos caracterizados conforme tabela 4.1.

**Tabela 4.1 - Caracterização dos grupos de imagens específicos a cada noite de observação.**

<b>Grupo</b>	<b>Respectiva hora de observação</b>
<b>1</b>	19 horas
<b>2</b>	20 horas
<b>3</b>	21 horas
<b>4</b>	22 horas
<b>5</b>	23 horas
<b>6</b>	00 hora
<b>7</b>	01 hora
<b>8</b>	02 horas
<b>9</b>	03 horas
<b>10</b>	04 horas
<b>11</b>	05 horas

Desta maneira, por exemplo, o grupo 1 continha apenas imagens capturadas durante as 19 horas, o grupo 2 era composto apenas por imagens que foram obtidas às 20 horas, e assim por diante. Esta divisão permitiu que fossem realizadas comparações específicas de GWs em termos do horário de ocorrência de cada onda. Isto possibilitou, por exemplo, a identificação de fenômenos de ondas que puderam ser observados por períodos de tempo superiores a várias horas, ou GWs que, em determinado horário foram observados em uma dada emissão, e, após certo intervalo de tempo, mantiveram seus parâmetros e foram identificados se propagando em alturas específicas de outras linhas de emissão de luminescência atmosférica.

Para refinar ainda mais a posterior comparação entre os parâmetros característicos das GWs, foi adequado dividir cada imagem de luminescência atmosférica em dezesseis quadros simétricos compostos por lados que correspondessem a 128 pixels. A figura 4.6 ilustra como foi realizada esta divisão.



**Figura 4. 6 – Representação da divisão realizada em cada imagem de luminescência atmosférica.**

O principal razão para divisão das imagens de luminescência atmosférica em quadros foi a aplicação da transformada de Fourier em cada região específica representativa de uma determinada área do céu. Assim, por exemplo, se em uma determinada hora de análise estivessem presentes ondas de gravidade em toda a área de cobertura do imageador, a divisão em quadros forneceria dezesseis eventos de onda.

A divisão das imagens de luminescência atmosférica em regiões possibilitou a identificação do caminho horizontal traçado por uma GW durante sua propagação. Esta característica permitiu que se observassem quais eram as principais mudanças experimentadas nos parâmetros de onda, caso a GW apresentasse propagação horizontal.

Observa-se que os eventos de ondas de gravidade foram definidos através dos respectivos horários de observação de cada onda e das divisões das imagens de luminescência atmosférica em quadros. Assim, por exemplo, se uma GW pudesse ser observada durante 3 horas, a cada hora completa seria considerado um evento distinto de onda. Da mesma forma, por exemplo, se uma onda de gravidade ocupasse todo o campo de visão definido através das imagens de luminescência, seriam considerados dezesseis eventos distintos de GWs, pois foram ponderados dezesseis quadros para cada imagem. Estas considerações ocasionaram na elevada quantidade de eventos de ondas de gravidade definidos neste estudo.

Como já mencionado, os números de onda zonal e horizontal das GWs eram encontrados através da seleção de uma imagem selecionada visualmente entre todas as imagens que continham o evento de onda analisado. Todavia, a seleção desta imagem representativa do fenômeno de onda poderia ser realizada de maneira equivocada, pois era fundamentada integralmente na habilidade visual de seleção de qual imagem era mais nítida. Para minimizar este erro, julgou-se interessante acrescentar no código de aplicação da FFT, uma rotina que apresenta o gráfico fase *por* tempo de cada imagem constituinte de um conjunto de imagens, específico à uma determinada hora de análise. Ao fim de exposição de todos os possíveis gráficos fase por tempo, é necessário indicar qual imagem fornece o gráfico mais adequado àquele evento de onda. Uma vez especificado qual imagem corresponde ao melhor gráfico fase por tempo, deve-se novamente escolher o pixel de maior intensidade. Os números de onda encontrados a partir desta imagem correspondem aos números de onda daquele evento analisado.

Caso não estivessem presentes ondas de gravidade em determinado quadro de análise, os parâmetros obtidos após a aplicação da FFT apresentavam valores absurdos, e desta forma eram desconsiderados. Cabe salientar que após a aplicação da FFT, as imagens são analisadas visualmente para a confirmação da existência de ondas de gravidade naqueles respectivos locais e horários de aplicação da FFT.

O principal objetivo deste trabalho foi investigar a ocorrência de ondas de gravidade que se propagaram verticalmente de altitudes mesosféricas e alcançaram a ionosfera. Para proceder com esta análise, foram estudadas diversas ondas de gravidade em altitudes mesosféricas, através da observação das camadas de luminescência atmosférica do OH e do OI 557,7 nm, e em altitudes ionosféricas, a partir da emissão do OI630,0 nm. Observa-se que na mesosfera foram escolhidas duas camadas para observação, visando aumentar a quantidade de GWs observadas nesta região da atmosfera.

A primeira etapa da certificação que se tratava do mesmo evento de GW ocorreu mediante a realização do cálculo do intervalo de tempo necessário para que a onda mesosférica alcançasse a ionosfera. Para este cálculo foi necessário conhecer a velocidade vertical de grupo da GW (dada equação 2.128), quando observada na mesosfera e a distância vertical entre a camada mesosférica em questão e a camada ionosférica. Estes intervalos de tempo foram encontrados através da equação 4.8:

$$\Delta t_{MESOSFERA-IONOSFERA} = \frac{\text{Distância entre a camada mesosférica e ionosférica}}{c_{gz}} \quad (4.8)$$

Observa-se que foi considerada uma distância média de 163 km entre a camada mesosférica do OH e a camada ionosférica do OI630,0 nm e de 155 km entre a camada mesosférica do OI557,7 nm e camada do OI630,0 nm.

Após o cálculo do intervalo de tempo necessário para ocorrer a propagação vertical de uma determinada GW da mesosfera à ionosfera, era possível determinar o horário no qual se esperava que tal onda pudesse ser observada na ionosfera, de acordo com a equação 4.9,

$$Hora_{\text{observação na ionosfera}} = Hora_{\text{observação na mesosfera}} + \Delta t_{MESOSFERA-IONOSFERA} \quad (4.9)$$

Assim, as comparações entre os parâmetros característicos de cada GW mesosférica eram realizadas apenas com aquelas ondas que foram observadas na ionosfera nos horários calculados através da aplicação da equação 4.10 para cada onda mesosférica.

Desta forma, para assegurar que se tratava do mesmo evento de onda se propagando em regiões distintas da atmosfera terrestre, a segunda etapa de análises foi caracterizada por ampla comparação entre os parâmetros característicos das GWs, englobando o comprimento horizontal da GW ( $\lambda_x$ ), velocidade de fase ( $C_x$ ) e período da onda ( $T_o$ ).

Nesta etapa, definiu-se arbitrariamente que parâmetros contidos em um intervalo de  $\pm 12\%$  centrado no valor do parâmetro comparado, seriam considerados como semelhantes. Observa-se que não foi encontrada na literatura uma estimativa para tal intervalo. Desta forma, por exemplo, se uma onda apresenta velocidade de fase de 100 m/s, são consideradas como ondas semelhantes quanto à velocidade de fase, todas aquelas que apresentam  $C_x$  entre 88 e 112 m/s.

A terceira etapa para confirmação da propagação de uma GW da mesosfera à ionosfera foi compreendida pelo cálculo da distância horizontal percorrida pela GW. Este parâmetro foi estimado de maneira semelhante à equação 4.8, mas leva em consideração a velocidade horizontal de grupo (equação 2.127) da GW observada na mesosfera e o intervalo de tempo calculado para as respectivas observações mesosféricas e ionosféricas, de acordo com a equação 4.10:

$$\Delta S_{HORIZONTAL} = c_{gh} \cdot \Delta t_{MESOSFERA-IONOSFERA} \quad (4.10)$$

Através do cálculo 4.10 foi possível confirmar as localizações horizontais que as GWs observadas na mesosfera ocupariam quando se propagando na ionosfera, considerando o  $\Delta t_{MESOSFERA-IONOSFERA}$ . Desta forma foi possível descartar GWs que não apresentassem  $c_{gh}$  necessários para estarem nos locais onde foram realmente observadas em altitudes ionosféricas.

A última etapa da análise empregada para certificação dos eventos de onda que apresentavam evidências de propagação vertical da mesosfera à ionosfera consistiu da comparação entre os valores de velocidade de fase de tais ondas com os valores do vento neutro na direção de propagação destas GWs. Esta comparação é necessária, pois o vento neutro se caracteriza como filtro selecionador quanto à propagação vertical das GWs (SHIOKAWA et al., 2006).

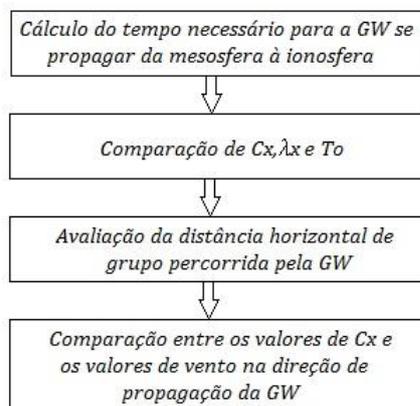
O cálculo do valor da velocidade do vento na mesma direção de propagação de uma onda de gravidade,  $V$ , é expresso através da equação 4.11:

$$V = |V| \cdot \cos \left[ \arctan \left( \frac{v_{meridional}}{v_{zonal}} \right) - \arctan \left( \frac{k_y}{k_x} \right) \right] \quad (4.11)$$

Na equação 4.11, o termo  $\arctan \left( \frac{v_{meridional}}{v_{zonal}} \right)$  possibilita calcular a direção na qual o vento está soprando e o termo  $\arctan \left( \frac{k_y}{k_x} \right)$  indica a direção de propagação da GW. O módulo da velocidade do vento é determinado através da equação 4.12:

$$|V| = \sqrt{(v_{zonal})^2 + (v_{meridional})^2} \quad (4.12)$$

Desta forma, o fluxograma apresentado na figura 4.7 compreende todas as etapas empregadas para análise da propagação vertical, da mesosfera à ionosfera, das ondas de gravidade observadas neste estudo.



**Figura 4.7 – Etapas da análise para verificação da propagação vertical das GWs da mesosfera à ionosfera.**

Devido à imensa quantidade de dados e a necessidade de realização da comparação e estudo de todos os parâmetros de onda provenientes das três camadas de luminescência atmosférica, foi implementado um algoritmo capaz de armazenar e comparar todos os parâmetros de ondas estimados neste estudo.

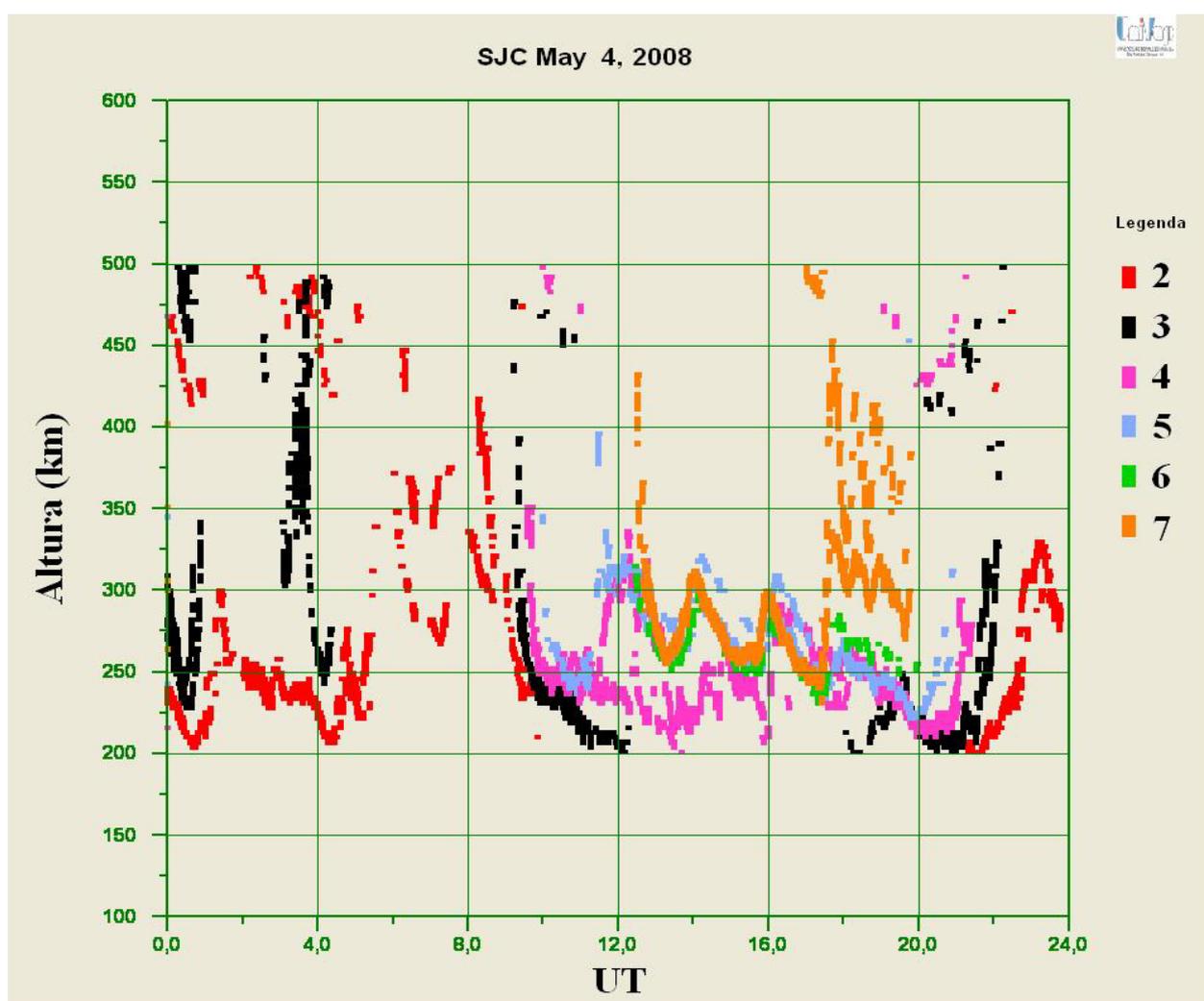
O algoritmo destinado à comparação dos parâmetros de onda apresentava como saída, caso o algoritmo identificasse eventos de ondas com características semelhantes, as informações pertinentes às linhas de emissão nas quais foram observadas as ondas, hora de ocorrência dos eventos e os quadros nos quais eles estavam presentes.

## 4.2 Metodologia para análise dos dados obtidos com a CADI

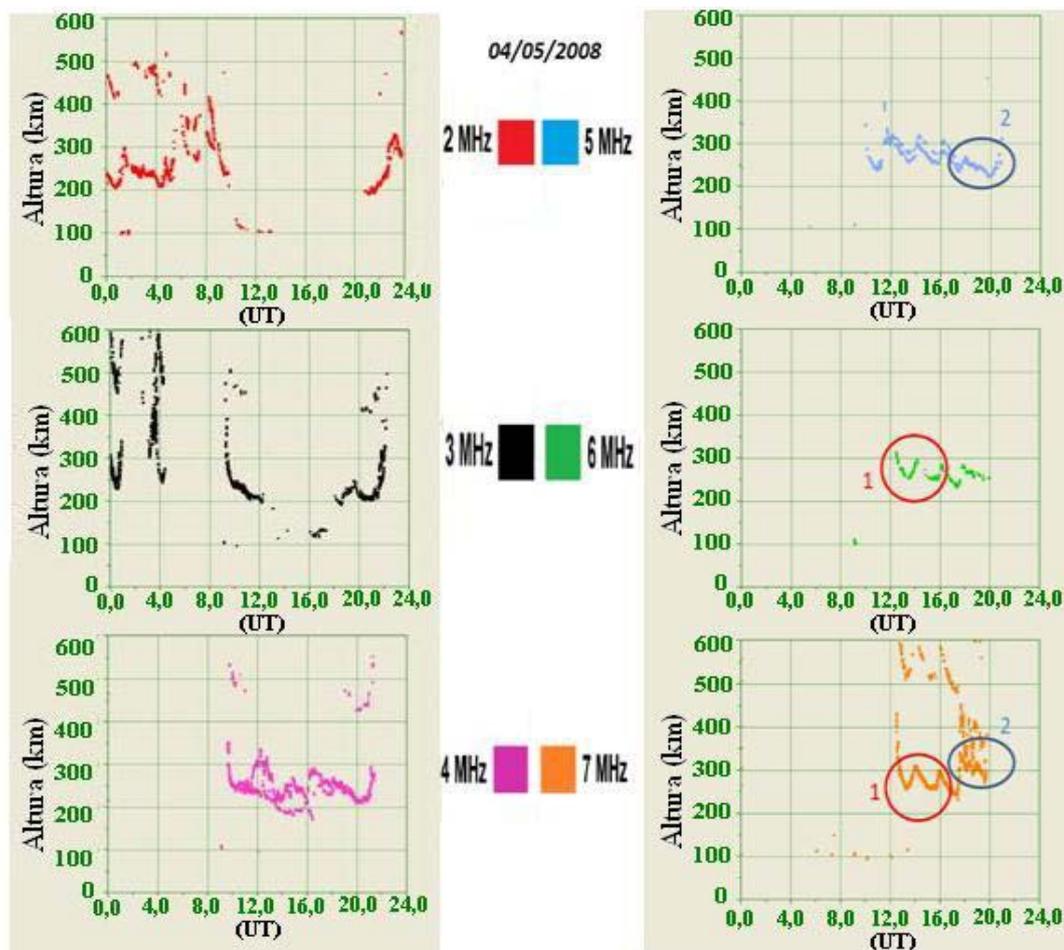
Este trabalho utiliza metodologia similar à empregada por Oliveira (2007). As principais diferenças se apresentam na utilização de mais pontos específicos característicos das oscilações para a determinação dos parâmetros procurados. Para determinação de parâmetros tais como período, velocidade de fase vertical e comprimento de onda vertical, Oliveira (2007) utilizou apenas dados de pontos assinalados nos máximos de oscilação, ou seja, nas cristas da oscilação. No atual estudo, adiciona-se a inclusão dos pontos assinalados nos mínimos de oscilação, ou seja, os vales das ondas. Com esta inserção é promovida maior precisão na determinação dos parâmetros a serem estimados.

A observação do comportamento ionosférico foi possível com a utilização de uma ionossonda CADI. Sendo o foco da investigação a propagação de TIDs, foram analisados os gráficos de isofrequência fornecidos pelo software UDIDA (*UNIVAP Digital Ionosonde Data Analysis*), como o exemplo ilustrado na figura 4.7.

Na figura 4.8, referente ao dia 04 de maio de 2008, é fácil a identificação de oscilações em determinadas frequências, tais como aquelas enfocadas pela linha azul. Todavia, a disposição pela qual as frequências estão apresentadas cria relativa dificuldade para extração dos parâmetros da altura da camada em função da hora. Visando solucionar esta questão, julgou-se conveniente estudar separadamente cada frequência, conforme a Figura 4.9 apresentada a seguir.



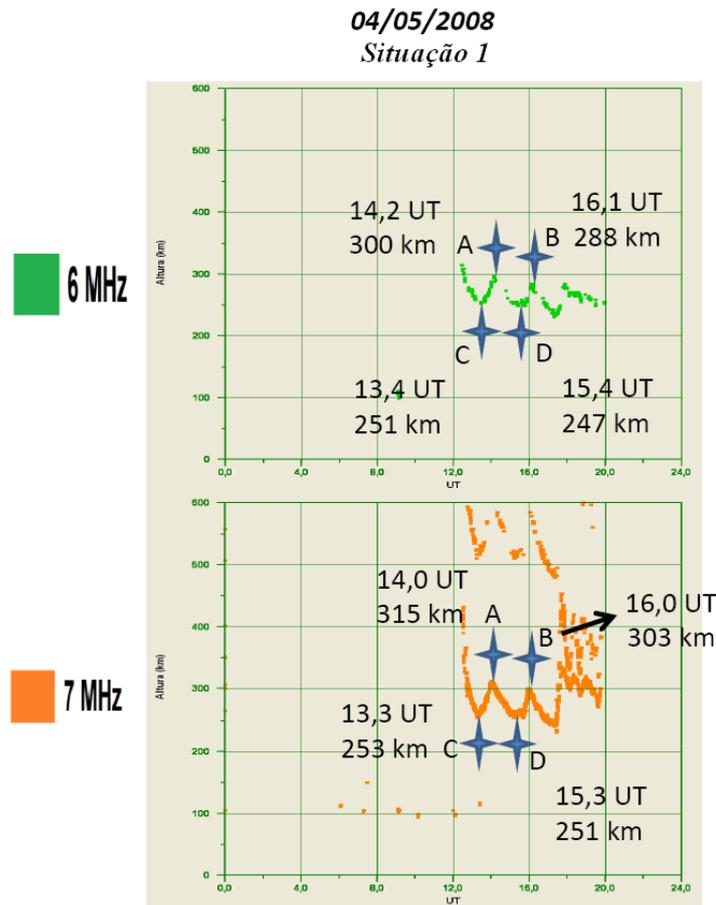
**Figura 4. 8 - Exemplo de Gráfico de Isofrequência fornecido pelo software UDIDA. A linha azul focaliza principalmente oscilações nas frequências de 5, 6 e 7 MHz.**



**Figura 4.9 - Análise individual das frequências para o dia 04/05/2008.**

Através deste processo torna-se crescente a facilidade de se observar oscilações na ionosfera e separá-las, caso haja mais de uma oscilação, em situações distintas como as assinaladas pelo círculo vermelho (denominada situação 1) e pela região delimitada pela linha azul (designada de situação 2). Observa-se que para a situação 1 foi mais conveniente utilizar as frequências de 6 e 7 MHz e para a situação 2 foi mais adequado o uso das frequências de 5 e 7 MHz. Este cuidado na análise reduz a possibilidade de que sejam confundidos os fenômenos observados e acrescenta a precisão da seleção do exato momento que se observa pontos de máximo e mínimo em frequências distintas.

A seguir determina-se a altura da camada em função do tempo, conferindo os exatos momentos das cristas e vales das oscilações nas frequências distintas. Para exemplificar, a figura 4.10 mostra o procedimento para obtenção dos dados referentes a situação 1.



**Figura 4. 10 - Seleção dos momentos para obtenção dos valores das alturas de reflexão em função do tempo, para as frequências de 6 e 7 MHz.**

Para a realização dos cálculos de período, velocidade de fase vertical e comprimento de onda vertical, ponderando os erros inerentes aos parâmetros estimados nos gráficos de isofrequência, considerem os números M e N a seguir:

$$M = m \pm m'$$

$$N = n \pm n'$$

Sendo os parâmetros acompanhados de (') os respectivos erros. A soma e subtração entre M e N ocorreu de acordo com a teoria de propagação de erros segundo a equação 4.13:

$$M \pm N = (m \pm n) \pm (m' + n') \quad (4.13)$$

A divisão entre M e N obedeceu a equação 4.14:

$$M \div N = \left(\frac{m}{n}\right) \pm \left(\frac{m}{n}\right) \left(\frac{m'}{m} + \frac{n'}{n}\right) \quad (4.14)$$

E a multiplicação entre M e N ocorreu de acordo com a equação 4.15:

$$MxN = (mxn) \pm (mxn) \left( \frac{m'}{m} + \frac{n'}{n} \right) \quad (4.15)$$

Utilizando estas quatro operações básicas a determinação do período de oscilação foi realizada, para cada frequência selecionada, considerando a diferença entre os instantes de ocorrência de duas cristas consecutivas (pontos A e B) e dois vales consecutivos (pontos C e D). Com estes valores calculou-se o período médio de oscilação individual de cada frequência. Por fim, o valor de período característico da oscilação foi calculado através da média entre os períodos médios de cada frequência.

Para exemplificar as explicações disponibilizadas no parágrafo anterior considere a tabela 4.2 que contém os instantes de ocorrência das cristas e vales dos gráficos de isofrequência característicos das frequências de 6 e 7 MHz da figura 4.10.

**Tabela 4. 2- Instantes de ocorrência dos pontos A, B, C e D característicos das frequências de 6 e 7 MHz do dia 04/05/2008.**

Pontos	Instante de Ocorrência (UT)					
	6 MHz			7 MHz		
	Valor	±	Erro	Valor	±	Erro
A	14,2		0,1	13,8		0,1
B	16,2		0,1	15,8		0,1
C	15,9		0,1	15,0		0,1
D	17,5		0,1	16,9		0,1

A diferença temporal entre, por exemplo, os pontos B e A (cristas da oscilação) foram encontrados através da equação 4.16,

$$\Delta_{B-A} = (16,2 - 14,2) \pm (0,1 + 0,1) \quad (4.16)$$

Esta metodologia também foi aplicada para o cálculo da diferença temporal entre os pontos C e D (vales).

Desta forma, o período inerente a frequência de 6 MHz foi encontrado através da média da diferença entre os pontos B-A e C-D. A tabela 4.3 resume os valores calculados para diferença temporal entre os pontos característicos da frequência de 6 MHz.

**Tabela 4. 3 - Diferenças temporais para os pontos característicos da frequência de 6 MHz.**

6 MHz						
Diferença Temporal (Ponto B – Ponto A)			Diferença Temporal (Ponto D – Ponto C)			Média da Diferença Temporal entre Vales e Cristas da Oscilação
Valor	±	Erro	Valor	±	Erro	
2	0,2	1,6	0,2	Média =((Ponto B-A)+(Ponto D-C))/2		
				Valor	±	Erro
				1,8	0,2	

De forma análoga a metodologia empregada para a diferença temporal entre os pontos da frequência de 6 MHz, a frequência de 7 MHz apresentou os valores contidos a tabela 4.4.

**Tabela 4. 4 - Diferenças temporais para os pontos característicos da frequência de 7 MHz.**

7 MHz						
Diferença Temporal (Ponto B – Ponto A)			Diferença Temporal (Ponto D – Ponto C)			Média da Diferença Temporal entre Vales e Cristas da Oscilação
Valor	±	Erro	Valor	±	Erro	
2	0,2	1,9	0,2	Média =((Ponto B-A)+(Ponto D-C))/2		
				Valor	±	Erro
				1,95	0,2	

Assim, o período de oscilação  $T$  característico a esta onda visualizada nas frequências de 6 e 7 MHz, é calculado através da média dos períodos verificados em cada frequência, ou seja:

$$T = \frac{T_{6\text{ MHz}} + T_{7\text{ MHz}}}{2} \quad (4.17)$$

O período da oscilação observada na situação 1 do dia 04 de maio de 2008 é então definido por

$$T = \frac{(1,8 + 1,95) \pm (0,2 + 0,2)}{2} \quad (4.18)$$

resultando em  $T = 1,8 \pm 0,2$  horas.

A velocidade de fase vertical é definida como a razão entre o deslocamento vertical  $\Delta h$  e o deslocamento temporal  $\Delta t$  de cada conjunto de pontos  $A_6$ - $A_7$ ,  $B_6$ - $B_7$ ,  $C_6$ - $C_7$  e  $D_6$ - $D_7$  das

frequências de 6 e 7 MHz. Por exemplo, a diferença  $\Delta t$  dos pontos A<sub>6</sub>-A<sub>7</sub> foi calculada a partir dos dados da tabela 4.4 inseridos na equação 4.19:

$$\Delta t_{A_6-A_7} = (14,2 - 13,8) \pm (0,1 + 0,1) \quad (4.19)$$

A diferença  $\Delta h$  entre estes pontos seguiram a mesma metodologia. As diferenças temporais e espaciais dos pontos A, B, C e D das frequências de 6 e 7 Mhz são apresentadas na tabela 4.5.

**Tabela 4. 5 - Diferenças temporais e espaciais dos pontos A, B, C e D das frequências de 6 e 7 MHz.**

Diferença Temporal (6MHz – 7 MHz)			Diferença Espacial (6MHz – 7 MHz)		
Diferença	±	Erro	Diferença	±	Erro
0,4		0,2	15		2
0,4		0,2	18		2
0,9		0,2	9		2
0,6		0,2	14		2

Assim,  $\Delta t$  e  $\Delta h$  característicos desta onda foram encontrados através da média simples entre os valores provenientes das respectivas subtrações, ou seja:

$$\Delta t = \frac{(0,4 + 0,4 + 0,9 + 0,6) \pm (0,2 + 0,2 + 0,2 + 0,2)}{4} \quad (4.20)$$

resultando em  $\Delta t = (0,58 \pm 0,2) \text{ horas}$  e

$$\Delta h = \frac{(15 + 18 + 9 + 14) \pm (2 + 2 + 2 + 2)}{4} \quad (4.21)$$

resultando em  $\Delta h = (14,0 \pm 2) \text{ km}$ .

A seguir calculou-se a velocidade de fase vertical, definida por:

$$V_z = \frac{\Delta h_z}{\Delta t} \quad (4.22)$$

ou seja,

$$V_z = \left( \frac{14,0 * 1000}{0,58 * 3600} \right) \pm \left( \frac{14,0 * 1000}{0,58 * 3600} \right) \left( \frac{0,20}{0,58} + \frac{2}{14} \right) \quad (4.23)$$

resultando em  $V_z = (6,76 \pm 3,32) m/s$ . De acordo com Oliveira (2007), o comprimento de onda vertical,  $\lambda_z$ , é definido por:

$$\lambda_z = V_z \cdot T \quad (4.24)$$

ou seja,

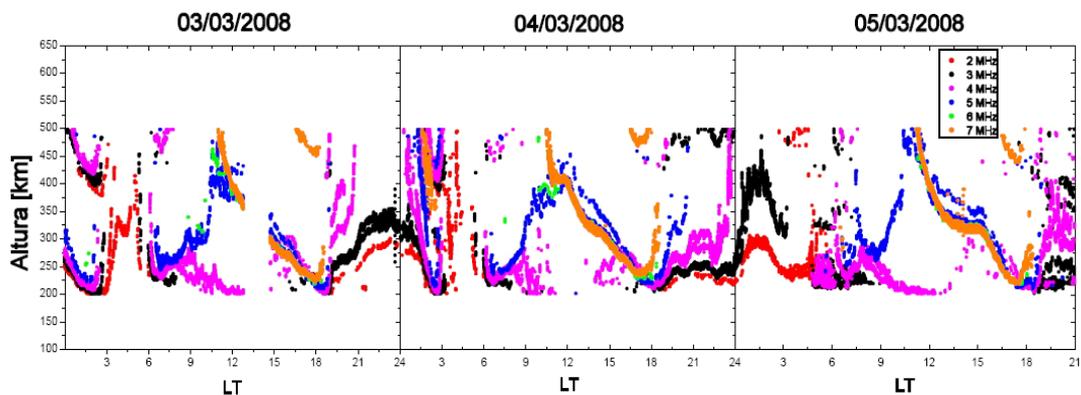
$$\lambda_z = \left( 6,76 \times 1,8 \times \frac{3600}{1000} \right) \pm \left( 6,76 \times 1,8 \times \frac{3600}{1000} \right) \left( \frac{3,32}{6,76} + \frac{0,2}{1,8} \right) \quad (4.25)$$

Sendo  $\lambda_z = (45,65 \pm 27,27) km$

Observa-se que a seleção dos dias para análise do comportamento ionosférico foi fundamentada nas noites caracterizadas como boas para extração de parâmetros de ondas mesosféricas. Desta forma, foi possível analisar simultaneamente a mesosfera e a ionosfera.

Para reforçar a análise e permitir uma visão mais ampla do comportamento ionosférico, optou-se por analisar tal comportamento nos dias anterior e posterior, além do dia de observação do imageador. Por exemplo, considere a extração de parâmetros de GWs mesosféricas para a noite do dia 04 de março de 2008. Centrada nesta noite foram observados os comportamentos ionosféricos nos dias 03, 04 e 05 de março de 2008, conforme figura 4.11.

Com este procedimento foi possível distinguir entre o momento de chegada de uma onda mesosférica à ionosfera, de um fenômeno de TID que já estava se propagando na ionosfera desde horas anteriores a possível chegada da GW.



**Figura 4. 11 - Exemplo de análise ionosférica de três dias centrados na noite de observação da mesosfera.**

A confecção de gráficos de isofrequência, tais como o apresentado na figura 4.11, foi estruturada no recolhimento dos valores de altura *versus* hora fornecidos pelo software UDIDA. Neste software o tempo é expresso em hora universal (UT) e, devido a este motivo, foi necessário realizar a conversão para hora local (LT) para comparação com os dados mesosféricos. No setor brasileiro a conversão entre hora universal e hora local é dada por  $LT = UT - 3$ . Após realizada esta conversão foi necessário organizar os dados de acordo com seus respectivos dias em hora local, pois, por exemplo, 02 UT corresponde a 23 horas em LT.

As comparações entre os parâmetros de onda estimados através da ionossonda e os parâmetros obtidos com o imageador, foram realizadas através de três algoritmos distintos que comparavam os dados da ionossonda com os parâmetros provenientes das camadas de luminescência atmosférica do OH, O5 e O6.

## CAPÍTULO 5

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

O principal objetivo deste trabalho foi investigar a ocorrência de ondas de gravidade que se propagaram verticalmente de altitudes mesosféricas e alcançaram a ionosfera. Para proceder com esta análise, foram estudadas diversas ondas de gravidade em altitudes mesosféricas, através da observação das camadas de luminescência atmosférica do OH e do OI 557,7 nm, e em altitudes ionosféricas, a partir da emissão do OI630,0 nm. Observa-se que na mesosfera foram escolhidas duas camadas para observação, visando aumentar a quantidade de GWs observadas nesta região da atmosfera.

A primeira etapa da certificação de que se tratava do mesmo evento de GW ocorreu mediante a realização do cálculo do intervalo de tempo necessário para que a onda mesosférica alcançasse a ionosfera. Conhecido este intervalo de tempo foi possível determinar o horário no qual se esperava que tal onda pudesse ser observada na ionosfera e, assim, a segunda etapa era realizada mediante as comparações entre os parâmetros característicos das GWs.

A terceira etapa para confirmação da propagação de uma GW da mesosfera à ionosfera foi compreendida pelo cálculo da distância horizontal percorrida pela GW. Por último, as velocidades de fase das GWs que foram selecionadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera, através dos critérios apresentados anteriormente, eram confrontadas com o valor da velocidade do vento na direção de propagação de tais GWs.

#### 5.1 Características das Ondas de Gravidade Observadas com o Imageador

Nesta seção apresenta-se, para cada noite de observação conduzida neste trabalho, a aplicação dos critérios mencionados para determinação das GWs que apresentaram evidências de propagação vertical da mesosfera à ionosfera. Os resultados encontrados nesta pesquisa são discutidos e confrontados com a literatura e, por último, são apresentadas as conclusões.

### 5.1.1 Análise da noite de 01/04/2008

Na análise conduzida na noite de 1º de abril de 2008, foi observado a ocorrência de um único evento compreendido por ondas que apresentaram parâmetros semelhantes quando observadas nas emissões do OI557,7 nm e OI630,0 nm. Tal evento é apresentado na tabela 5.1.

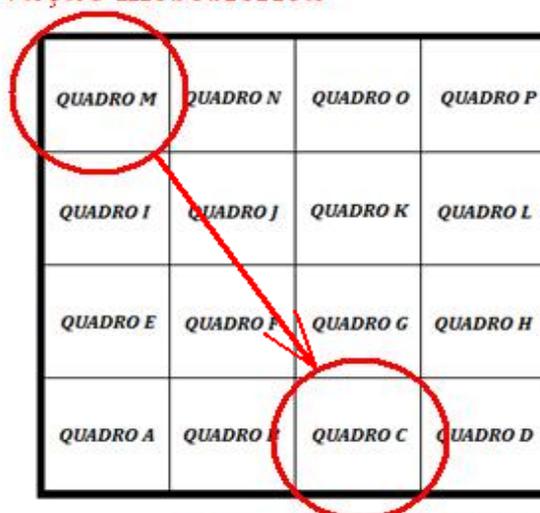
**Tabela 5. 1 – Eventos de onda de gravidade que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observados respectivamente na emissão mesosférica do OI557,7 nm e na emissão ionosférica do OI630,0 nm em 1º de abril de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	$C_x$ (m/s)	$T_o$ (min)	$C_{gz}$ (m/s)	$C_{gh}$ (m/s)
1	OI 557,7 nm	20 horas	M	55,53	49,40	21,14	42,03	-9,33	39,13
	OI 630,0 nm	0 hora	C	56,80	86,82	22,91	39,67	-----	-----

Fundamentado no cálculo da velocidade vertical de grupo desta GW, quando ela se propagava em altitudes mesosféricas, foi calculado um intervalo de 4 horas para que esta onda alcançasse a ionosfera. Esta condição foi satisfeita, pois esta onda foi observada às 20 horas e então à meia-noite nas camadas do OI557,7 nm e OI630,0 nm, respectivamente.

Através da divisão das imagens de luminescência atmosférica em quadros, quando observada na mesosfera, esta GW foi observada se propagando no quadro M, e quando observada na ionosfera esta GW se localizava no quadro C (vide figura 5.1). Para percorrer esta distância horizontal em um intervalo de tempo de 4 horas, vide tabela 5.2, seria necessário que esta GW apresentasse velocidade horizontal de grupo de 44,44 m/s. A  $c_{gh}$  calculada para esta GW foi de 39,13 m/s e, portanto, está contida no intervalo de  $\pm 12\%$  centrado na velocidade horizontal de grupo necessária para que esta GW se desloque horizontalmente do quadro M ao quadro C. Desta forma, há evidências suficientes para considerar que se trata do mesmo evento de onda, isto é, uma GW que se propagou da mesosfera e alcançou a ionosfera.

### Observação mesosférica



### Observação ionosférica

**Figura 5. 1 – Representação da propagação horizontal das ondas de gravidade caracterizadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera na noite de 1º de abril de 2008.**

**Tabela 5. 2 – Explicação do cálculo da velocidade horizontal de grupo necessária para que o evento de onda observado na emissão do OI557,7 nm em 1º de abril de 2008 pudesse se propagar horizontalmente do quadro mesosférico M ao quadro ionosférico C.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no OI 630,0 nm	Distância horizontal entre quadros observados no OH e OI630,0 nm	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $c_{gh} = \frac{\text{Distância entre quadros}}{\Delta t_{OH-06}}$
1	M	C	640,00 km	4 horas	44 m/s

A mesma análise conduzida no parágrafo anterior pode também ser abordada em termos da comparação entre a distância que realmente foi percorrida pela GW, mediante sua  $c_{gh}$  e o intervalo entre as observações, e a distância entre os quadros nos quais a GW foi observada. A tabela 5.3 contém as informações necessárias para esta análise.

**Tabela 5. 3 - Explicação do cálculo da distância horizontal percorrida pela onda de gravidade observada no quadro M na emissão do OI557,7 nm e no quadro ionosférico C, em 1º de abril de 2008.**

Evento	$c_{gh}$ (m/s)	Intervalo entre as observações	Distância realmente percorrida $\Delta s = c_{gh_{calculada}} \cdot \Delta t_{OH-06}$
1	39,13	4 horas	563,47 km

Considerando que as GWs foram observadas após 4 horas e, quando observada na mesosfera apresentava  $c_{gh} = 39,13$  m/s, a distância horizontal percorrida por esta GW foi de 563,47 km. Sabendo-se que a distância entre os quadros de observação *M* e *C* é de 640 km, a distância horizontal realmente percorrida se encaixa no intervalo compreendido por  $\pm 12\%$  centrado na distância entre os quadros.

### 5.1.2 Análise da noite de 01/09/2008

Na comparação entre os parâmetros das ondas observados nas emissões do OH e do OI630,0 nm na noite de 1º de setembro, levando-se em consideração a velocidade vertical de grupo ( $C_{gz}$ ) das GWs e, conseqüentemente, conhecendo-se o intervalo de tempo necessário para que as ondas mesosféricas alcançassem a ionosfera, foram encontrados cinco eventos caracterizados como semelhantes. A tabela 5.4 apresenta tais parâmetros.

**Tabela 5. 4 – Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (emissão do OH) e em altitudes ionosféricas (emissão do OI630,0 nm) em 01/09/2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	$T_o$ (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	20 horas	A	43,74	-19,98	25,79	27,14	-5,06	25,85
	OI 630,0 nm	04 horas	H	40,48	23,71	23,71	27,32	-----	-----
2	OH	20 horas	C	56,89	0,00	50,95	17,87	-14,56	48,38
	OI 630,0 nm	23 horas	A	59,93	20,56	48,90	19,61	-----	-----
3	OH	21 horas	E	50,21	11,31	37,10	21,65	-8,97	36,65
	OI 630,0 nm	02 horas	N	50,57	69,78	38,06	21,26	-----	-----
4	OH	21 horas	P	51,20	0,00	41,42	19,78	-10,86	40,06
	OI 630,0 nm	01 horas	B	53,60	47,12	44,28	19,37	-----	-----
5	OH	22 horas	O	46,35	95,19	31,57	23,50	-7,09	31,23
	OI 630,0 nm	04 horas	F	44,82	23,20	30,52	23,50	-----	-----

Para cada evento de onda, a confirmação de se tratar da mesma GW pode ainda ser feita mediante a comparação entre a velocidade horizontal de grupo calculada para a GW na mesosfera e a velocidade horizontal necessária para que esta GW percorresse a distância entre seus respectivos quadros de observação na mesosfera e na ionosfera. A tabela 5.5 contém detalhadamente esta análise.

**Tabela 5. 5 – Comparação entre os valores das velocidades horizontais de grupo necessárias para que as GWs se propagassem dos quadros nos quais foram observadas na mesosfera (emissão do OH) aos quadros onde foram observadas na ionosfera (emissão do OI630,0 nm) e as velocidades horizontais de grupo calculadas para estas GWs quando observadas em altitudes mesosféricas, em 1º de setembro de 2008.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros observados no OH e OI630,0 nm	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
1	A	H	527,70	8 horas	18,32 m/s	25,85 m/s	41,10 %
2	C	A	384,00	3 horas	35,55 m/s	48,38 m/s	36,47%
3	E	N	404,77	5 horas	22,48 m/s	36,65 m/s	58,86%
4	P	B	640,00	4 horas	44,44 m/s	40,06 m/s	9,01%
5	O	F	404,77	6 horas	18,73 m/s	31,23 m/s	66,74%

Para a mesma data, a comparação entre as ondas observadas na camada do OI557,7 nm e as ondas observadas no OI630,0 nm resultou em três eventos de ondas com parâmetros semelhantes que satisfizeram, segundo seus respectivos valores de  $c_{gz}$ , o tempo necessário para alcançar a ionosfera. Estas ondas são apresentadas na tabela 5.6.

**Tabela 5. 6 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas na emissão do OI557,7 nm e altitudes ionosféricas na emissão do OI630,0 nm em 1º de setembro de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação (horas)	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	$C_x$ (m/s)	$T_o$ (min)	$C_{gz}$ (m/s)	$C_{gh}$ (m/s)
6	OI 557,7 nm	20	F	85,33	0,0	33,19	41,14	-6,48	41,42
	OI 630,0 nm	02	H	81,72	61,39	30,22	43,26	-----	-----
7	OI 557,7 nm	23	C	39,27	85,60	30,92	20,32	-7,96	30,05
	OI 630,0 nm	04	E	40,96	16,26	29,66	22,09	-----	-----
8	OI 557,7 nm	00	D	49,04	163,3	39,18	20,03	-10,17	37,97
	OI 630,0 nm	04	O	44,91	37,88	36,77	19,54	-----	-----

A comparação entre a velocidade horizontal de grupo calculada para cada GW na mesosfera e a velocidade horizontal necessária para percorrer a distância entre seus respectivos quadros de observação na mesosfera e na ionosfera são apresentados na tabela 5.7.

**Tabela 5. 7 - Comparação entre os valores das velocidades horizontais de grupo necessárias para que as GWs se propagassem dos quadros nos quais foram observadas na mesosfera (emissão do OI557,7 nm) aos quadros onde foram observadas na ionosfera (emissão do OI630,0 nm) e as velocidades horizontais de grupo calculadas para estas GWs quando observadas em altitudes mesosféricas, em 1º de setembro de 2008.**

Comparação	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros observados no O5 e OI630,0 nm	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
6	F	H	384,00 km	6 horas	17,77 m/s	41,42 m/s	133,10%
7	C	E	461,51 km	5 horas	25,64 m/s	30,05 m/s	17,20%
8	D	O	572,43 km	4 horas	39,75 m/s	37,97 m/s	4,48%

Assim, nas observações conduzidas na noite de 1º de setembro de 2008 foram encontrados dois eventos de ondas de gravidade que se propagaram verticalmente da mesosfera e atingiram altitudes ionosféricas, conforme tabela 5.8.

**Tabela 5. 8 – Eventos de onda que apresentaram consideráveis evidências de apresentarem propagação vertical da mesosfera à ionosfera em 1º de setembro de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	To (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
4	OH	21 horas	P	51,20	0,00	41,42	19,78	-10,86	40,06
	OI 630,0 nm	01 horas	B	53,60	47,12	44,28	19,37	-----	-----
8	OI 557,7 nm	00 horas	D	49,04	163,30	39,18	20,03	-10,17	37,97
	OI 630,0 nm	04 horas	O	44,91	37,88	36,77	19,54	-----	-----

### 5.1.3 Análise da noite de 03/05/2008

Considerando a velocidade vertical de grupo e, conseqüentemente, conhecendo-se o tempo necessário para que cada GW observada na mesosfera pudesse alcançar a ionosfera, as comparações entre os parâmetros de ondas estimados a partir das emissões do OH e do OI630,0 nm, conduzidas em 03 de maio de 2008, sete eventos de ondas com parâmetros semelhantes. Tais eventos estão reunidos na tabela 5.9.

**Tabela 5. 9 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas na emissão do OH e ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 03 de maio de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	To (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	19 horas	E	54,27	-32,01	33,08	26,25	-6,68	33,06
	OI 630,0 nm	01 horas	P	53,02	21,25	33,52	25,31	-----	-----
2	OH	20 horas	A	62,09	14,04	32,95	30,15	-5,82	33,27
	OI 630,0 nm	03 horas	D	60,13	49,76	30,40	31,65	-----	-----
3	OH	21 horas	B	42,09	-9,46	27,01	24,93	-5,74	26,88
	OI 630,0 nm	04 horas	M	42,05	70,82	29,54	22,78	-----	-----
4	OH	21 horas	F	46,55	0,00	33,64	22,14	-7,98	33,05
	OI 630,0 nm	02 horas	N	43,39	53,62	32,45	21,40	-----	-----
5	OH	22 horas	H	64,00	0,00	39,02	26,24	-7,85	38,99
	OI 630,0 nm	03 horas	A	67,08	58,39	38,08	28,18	-----	-----
6	OH	22 horas	J	73,14	0,00	41,37	28,29	-7,74	41,58
	OI 630,0 nm	03 horas	A	67,08	58,39	38,08	28,18	-----	-----
7	OH	22 horas	O	63,51	7,13	38,10	26,67	-7,56	38,13
	OI 630,0 nm	03 horas	A	67,08	58,39	38,08	28,18	-----	-----

A análise das velocidades horizontais de grupo de cada GW e a consistência com seus respectivos quadros de observação na mesosfera e na ionosfera são apresentados na tabela 5.10.

**Tabela 5. 10 – Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 03 de maio de 2008 nas emissões do OH e do OI630,0 nm.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros observados no OH e OI630,0 nm	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Varição do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
1	E	P	640,00 km	06 horas	29,63 m/s	33,06 m/s	11,58%
2	A	D	512,00 km	07 horas	20,32 m/s	33,27 m/s	63,73%
3	B	M	572,43 km	07 horas	22,72 m/s	26,88 m/s	18,31%
4	F	N	384,00 km	05 horas	15,24 m/s	33,05 m/s	116,86%
5	H	A	572,43 km	05 horas	31,80 m/s	38,99 m/s	22,61%
6	J	A	461,51 km	05 horas	25,64 m/s	41,58 m/s	62,17%
7	O	A	640,00 km	05 horas	35,56 m/s	38,13 m/s	7,23%

Novamente considerando a velocidade vertical de grupo e o tempo necessário para que cada GW mesosférica pudesse alcançar a ionosfera, as comparações entre os parâmetros de ondas estimados a partir das emissões do OI557,7 nm e do OI630,0 nm conduzidas para esta mesma noite de observação forneceram quatro eventos de ondas com parâmetros semelhantes, conforme apresentados na tabela 5.11.

**Tabela 5. 11 – Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas na emissão do OI557,7 nm e ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 03 de maio de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	$T_o$ (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
8	OI 557,7 nm	19 horas	A	63,51	29,74	35,09	28,96	-6,44	35,33
	OI 630,0 nm	02 horas	F	68,27	36,87	36,25	30,13	-----	-----
9	OI 557,7 nm	19 horas	C	32,38	34,70	23,36	22,18	-5,56	22,96
	OI 630,0 nm	03 horas	M	31,75	60,26	22,00	23,09	-----	-----
10	OI 557,7 nm	20 horas	I	72,41	45,00	22,86	50,67	-6,56	38,22
	OI 630,0 nm	02 horas	J	72,41	45,00	23,64	49,01	-----	-----
11	OI 557,7 nm	22 horas	E	45,49	26,57	36,46	20,10	-9,45	35,36
	OI 630,0 nm	02 horas	G	43,39	53,62	37,13	18,70	-----	-----

As velocidades horizontais de grupo de cada GW e a análise da consistência com seus respectivos quadros de observação na mesosfera e na ionosfera são apresentados na tabela 5.12.

**Tabela 5. 12 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 03 de maio de 2008 nas emissões do OI557,7 nm e do OI630,0 nm.**

Comparação	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros observados no O5 e OI630,0 nm	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
8	A	F	362,04 km	07 horas	14,36 m/s	35,33 m/s	146,03%
9	C	M	640,00 km	08 horas	22,22 m/s	22,96 m/s	3,33%
10	I	J	256,00 km	06 horas	11,85 m/s	38,22 m/s	222,53%
11	E	G	384,00 km	04 horas	26,67 m/s	35,36 m/s	32,58%

### 5.1.4 Análise da noite de 03/09/2008

Em 03 de setembro de 2008, fundamentado nos valores de  $c_{gz}$  e considerando o tempo necessário para que cada GW observada na mesosfera pudesse alcançar a ionosfera, as comparações entre os parâmetros de ondas estimados a partir das emissões do OH e do OI630,0 nm e do OI557,7 nm com o OI630,0 nm resultaram, cada uma, a identificação de dois eventos de ondas com parâmetros semelhantes. Estes parâmetros são apresentados na tabela 5.13:

**Tabela 5. 13 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (OH e 557,7 nm) e altitudes ionosféricas (OI630,0 nm), em 03 de setembro de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	To (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	21 horas	P	70,33	15,95	43,65	25,78	-8,91	43,55
	OI 630,0 nm	02 horas	P	68,88	19,65	42,61	25,86	-----	-----
2	OH	22 horas	E	67,23	113,20	45,667	23,55	-10,15	45,16
	OI 630,0 nm	02 horas	P	68,88	19,65	42,61	25,86	-----	-----
3	OI 557,7 nm	22 horas	B	72,41	-8,13	41,53	27,90	-7,87	41,70
	OI 630,0 nm	03 horas	O	65,96	104,93	39,13	26,97	-----	-----
4	OI 557,7 nm	00 horas	D	76,32	26,57	56,06	21,78	-13,29	53,00
	OI 630,0 nm	03 horas	A	76,32	26,57	58,66	20,82	-----	-----

A análise da consistência dos quadros de observação das GWs na mesosfera e na ionosfera, fundamentado em suas velocidades horizontais de grupo, são apresentados na tabela 5.14.

**Tabela 5. 14 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 03 de setembro de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros (km)	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
1	P	-----	P	00	05 horas	0 m/s	43,55 m/s	-----
2	E	-----	P	640,00	04 horas	44,44 m/s	45,15 m/s	1,60%
3	-----	B	O	572,43	05 horas	31,80 m/s	41,70 m/s	31,13%
4	-----	D	A	512,00	03 horas	47,70 m/s	53,00 m/s	11,11%

Nesta noite ainda foi possível identificar um evento de onda que pôde ser observado nas três emissões utilizadas neste estudo, isto é, OH, OI557,7 nm e OI630,0 nm. Os parâmetros desta onda são apresentados na tabela 5.15.

**Tabela 5. 15 – Eventos de onda que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observadas, respectivamente, nas emissões do OH, 557,7 nm e 630,0 nm, em 03 de setembro de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação (horas)	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	$T_o$ (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
5	OH	21	P	70,33	15,95	43,65	25,78	-8,91	43,55
	OI 557,7 nm	21	A	65,55	-38,81	42,86	24,47	-9,20	42,56
	OI 630,0 nm	02	P	68,88	19,65	42,61	25,86	-----	-----

A comparação entre as velocidades horizontais de grupo necessárias para que esta GW pudesse ser observada nos quadros em que ela realmente foi observada nas emissões mesosféricas e ionosféricas e as velocidades horizontais de grupo calculadas para esta GW quando ela foi observada na mesosfera é apresentada na tabela 5.16. Através desta tabela é possível verificar que a GW observada na emissão do OI557,7 nm às 21 horas se propagou verticalmente e alcançou a ionosfera, onde foi observada na emissão do OI630,0 nm, às 2 horas da madrugada.

**Tabela 5. 16 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observados respectivamente nas emissões do OH, OI557,7 nm e OI630,0 nm, em 03 de setembro de 2008.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
5	P	-----	P	0,00 km	05 horas	0,00 m/s	43,55 m/s	-----
	-----	A	P	724,08 km	05 horas	40,23 m/s	42,56 m/s	5,79%

### 5.1.5 Análise da noite de 04/03/2008

Considerando as velocidades verticais de grupo de cada GW e, assim, conhecendo os intervalos de tempo necessários para as GWs se propagarem da mesosfera à ionosfera, as comparações entre os parâmetros de ondas observados se propagando nas emissões do OH e do OI557,7 nm com os parâmetros das ondas estimadas através da emissão do OI630,0 nm, resultaram em sete eventos de ondas com parâmetros semelhantes. Estas ondas são apresentadas na tabela 5.17.

**Tabela 5. 17 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas nas emissões do OH e 557,7 nm e altitudes ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 04 de março de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	$T_o$ (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	20 horas	C	48,16	131,19	35,68	21,60	-8,65	34,95
	OI630,0 nm	01 horas	E	47,90	10,78	34,19	22,42	-----	-----
2	OH	20 horas	M	70,33	74,05	44,69	25,18	-9,33	44,49
	OI630,0 nm	00 horas	N	70,33	74,05	41,67	27,00	-----	-----
3	OI557,7 nm	19 horas	B	36,20	98,13	30,44	19,03	-8,33	29,28
	OI630,0 nm	00 horas	H	37,29	33,11	31,55	18,91	-----	-----
4	OI557,7 nm	19 horas	C	46,35	95,19	33,21	22,33	-7,82	32,66
	OI630,0 nm	00 horas	C	48,16	48,81	33,82	22,78	-----	-----
5	OI557,7 nm	19 horas	F	49,04	106,70	32,61	24,06	-7,15	32,34
	OI630,0 nm	01 horas	E	47,90	10,78	34,19	22,42	-----	-----
6	OI557,7 nm	19 horas	H	45,79	116,57	33,83	21,66	-8,19	33,15
	OI630,0 nm	00 horas	C	48,16	48,81	33,82	22,78	-----	-----
7	OI557,7 nm	19 horas	K	57,24	-23,57	41,84	21,89	-9,98	41,04
	OI630,0 nm	23 horas	L	56,80	93,18	44,14	20,59	-----	-----

A comparação entre as velocidades horizontais de grupo calculadas das GWs apresentadas na tabela 5.17 e as velocidades horizontais necessárias para que estas GWs fossem observadas nos quadros onde foram observadas GWs com parâmetros semelhantes a elas, é mostrada na tabela 5.18.

**Tabela 5. 18 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 04 de março de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros (Km)	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $c_{gh_{necessário}}$	Velocidade horizontal calculada $c_{gh_{calculado}}$	Porcentagem do $c_{gh_{calculado}}$ em relação à $c_{gh_{necessário}}$
1	C	-----	E	461,51	05 horas	25,63 m/s	34,95 m/s	36,36%
2	M	-----	N	256,00	04 horas	17,78 m/s	44,49 m/s	150,22%
3	-----	B	H	461,51	05 horas	25,63 m/s	29,28 m/s	14,24%
4	-----	C	C	0,00	05 horas	0,00 m/s	32,66 m/s	-----
5	-----	F	E	256,00	06 horas	11,85 m/s	32,24 m/s	172,07%
6	-----	H	C	362,04	06 horas	16,76 m/s	33,15 m/s	97,80%
7	-----	K	L	256,00	04 horas	17,78 m/s	41,04 m/s	130,82%

### 5.1.6 Análise da noite de 04/05/2008

Conhecendo-se as  $c_{gz}$  das GWs quando observadas nas emissões do OH e do OI557,7 nm, e comparando os parâmetros entre as ondas mesosféricas e ionosféricas estimadas na noite de 04 de maio de 2008, foi possível encontrar dois eventos de ondas mesosféricas que apresentaram parâmetros semelhantes às ondas estimadas na ionosfera. Estas ondas são apresentadas na tabela 5.19.

**Tabela 5. 19 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (OH e 557,7 nm) e altitudes ionosféricas (OI630,0 nm), em 04 de maio de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação (horas)	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	$T_o$ (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	19	P	55,53	102,53	41,26	21,54	-10,00	40,38
	OI630,0 nm	23	C	54,81	74,48	44,27	19,81	-----	-----
2	OI557,7 nm	20	F	72,41	81,87	29,11	39,80	-10,16	47,06
	OI630,0 nm	0	P	65,42	26,57	29,13	35,93	-----	-----

A estimativa dos quadros nos quais estas GWs mesosféricas deveriam ser observadas quando propagando em altitudes ionosféricas, de acordo com as respectivas velocidades horizontais de grupo destas GWs, é mostrada na tabela 5.20.

**Tabela 5. 20 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 04 de maio de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros (Km)	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
1	P	-----	C	572,43	04 horas	39,75 m/s	40,38 m/s	1,58%
2	-----	F	P	543,06	04 horas	37,71 m/s	47,06 m/s	24,79%

### 5.1.7 Análise da noite de 05/03/2008

As observações conduzidas na noite de 05 de março de 2008 revelaram a ocorrência de cinco eventos de onda que, respeitando seus respectivos valores de  $c_{gz}$ , foram observados na ionosfera devidamente após os intervalos de tempo necessários para alcançar tais altitudes, e apresentaram parâmetros semelhantes às GWs ionosféricas. Estas ondas estão detalhadas na tabela 5.21.

**Tabela 5. 21 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas (OH e 557,7 nm) e altitudes ionosféricas (OI630,0 nm), em 05 de março de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	To (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	19 horas	B	114,49	153,44	82,90	21,10	-18,81	81,14
	OI630,0 nm	21 horas	B	119,85	110,56	83,23	23,04	-----	-----
2	OH	19 horas	C	124,18	165,96	92,06	21,58	-21,07	89,74
	OI630,0 nm	21 horas	B	119,85	110,56	83,23	23,04	-----	-----
3	OH	19 horas	N	124,18	165,96	85,08	23,35	-18,28	83,82
	OI630,0 nm	21 horas	B	119,85	110,56	83,23	23,04	-----	-----
4	OI557,7 nm	19 horas	A	59,82	54,46	40,73	23,38	-9,14	40,25
	OI630,0 nm	23 horas	C	64,76	34,70	41,14	25,19	-----	-----
5	OI557,7 nm	19 horas	D	55,53	40,60	37,42	23,75	-8,29	37,05
	OI630,0 nm	0 hora	B	60,13	93,37	40,43	23,80	-----	-----
6	OI557,7 nm	19 horas	D	55,53	40,60	37,42	23,75	-8,29	37,05
	OI630,0 nm	0 hora	D	58,63	76,76	37,57	24,97	-----	-----

A análise comparativa entre as velocidades horizontais de grupo em altitudes mesosféricas das GWs descritas na tabela 5.21 e os quadros nos quais foram observadas ondas ionosféricas com parâmetros semelhantes, é apresentada na tabela 5.22.

**Tabela 5. 22 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 05 de março de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.**

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros (Km)	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $cgh_{necessário}$	Velocidade horizontal calculada $cgh_{calculado}$	Porcentagem do $cgh_{calculado}$ em relação à $cgh_{necessário}$
1	B	-----	B	0,00	2 horas	0,00 m/s	81,14 m/s	-----
2	C	-----	B	256,00	2 horas	35,55 m/s	89,74 m/s	152,43%
3	N	-----	B	512,00	2 horas	71,11 m/s	83,82 m/s	17,87%
4	-----	A	C	384,00	4 horas	26,66 m/s	40,25 m/s	50,97%
5	-----	D	B	384,00	5 horas	21,33 m/s	37,05 m/s	73,70%
6	-----	D	D	0,00	5 horas	0,00 m/s	37,05 m/s	-----

### 5.1.8 Análise da noite de 05/05/2008

Nas observações conduzidas em 5 de maio de 2008, foram encontrados seis eventos de ondas que apresentaram parâmetro semelhantes nas comparações entre os dados estimados através da emissão do OH e do OI630,0 nm, e um evento semelhante oriundo das comparações entre os parâmetros do OI557,7 nm e OI630,0 nm. Estes seis eventos, já considerando os intervalos de tempo necessário para que tais ondas se propagassem da mesosfera à ionosfera, estão apresentados na tabela 5.23.

**Tabela 5. 23 - Eventos de onda que apresentaram semelhanças quando observados em altitudes mesosféricas nas emissões do OH e 557,7 nm e altitudes ionosféricas na emissão do OI630,0 nm, em 05 de maio de 2008.**

Comparação	Emissão	Horário de observação (horas)	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	Cx (m/s)	$T_o$ (min)	Cgz (m/s)	Cgh (m/s)
1	OH	19	I	38,06	41,99	24,53	24,82	-5,24	24,41
	OI630,0 nm	03	F	40,23	45,00	24,42	26,36	-----	-----
2	OH	19	O	76,32	63,43	32,20	37,92	-4,55	32,89
	OI630,0 nm	04	F	72,05	39,29	32,11	35,90	-----	-----

Continuação da tabela 5.23.

3	OH	20	H	45,79	63,43	28,71	25,53	-5,96	28,63
	OI630,0 nm	03	A	44,52	90,00	30,92	23,04	-----	-----
4	OH	20	H	45,79	63,43	28,71	25,53	-5,96	28,63
	OI630,0 nm	03	C	46,35	84,81	28,20	26,30	-----	-----
5	OH	22	B	85,33	0,00	41,61	32,81	-6,74	42,21
	OI630,0 nm	04	A	87,81	30,96	39,07	35,96	-----	-----
6	OI557,7 nm	19	P	46,35	5,19	29,32	26,74	-5,52	27,77
	OI630,0 nm	03	C	46,35	84,81	28,20	26,30	-----	-----

Nesta noite também foi verificado um evento de onda que apresentou parâmetros semelhantes quando observado se propagando nas emissões do OH, OI557,7 nm e OI630,0 nm. Esta onda, de acordo com seu valor de  $c_{gz}$ , satisfaz os intervalos de tempo necessário para ser observada se propagando nas emissões do OI557,7 nm e OI630,0 nm, e seus parâmetros estão apresentados na tabela 5.24.

Tabela 5. 24 - Eventos de onda que apresentaram parâmetros semelhantes quando foram observadas, respectivamente, nas emissões do OH, 557,7 nm e 630,0 nm, em 05 de maio de 2008.

Comparação	Emissão	Horário de observação (horas)	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	$C_x$ (m/s)	$T_o$ (min)	$C_{gz}$ (m/s)	$C_{gh}$ (m/s)
7	OH	19	O	76,32	63,43	32,20	37,92	-4,55	35,89
	OI 557,7 nm	19	I	80,95	18,43	35,28	36,71	-5,14	35,98
	OI 630,0 nm	04	F	72,05	39,29	32,11	35,90	-----	-----

A verificação da coerência nos quadros nos quais foram observadas as GWs ionosféricas que apresentaram parâmetros semelhantes as GWs mesosféricas, de acordo com seus respectivos valores de  $c_{gh}$ , está contida na tabela 5.25.

Tabela 5. 25 - Análise das velocidades horizontais de grupo dos eventos de ondas observados em 05 de maio de 2008 nas emissões mesosféricas e ionosféricas.

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros (Km)	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $c_{gh_{necessário}}$	Velocidade horizontal calculada $c_{gh_{calculado}}$	Porcentagem do $c_{gh_{calculado}}$ em relação à $c_{gh_{necessário}}$
1	I	-----	F	362,04	08 horas	12,57	24,41 m/s	94,19
2	O	-----	F	461,51	09 horas	14,24	32,89 m/s	130,97%
3	H	-----	A	572,43	07 horas	22,72	29,63 m/s	30,41%

Continuação da tabela 5.25.

Comparação	Quadro de observação da GW no OH	Quadro de observação da GW no O5	Quadro de observação da GW no O6	Distância horizontal entre quadros (Km)	Intervalo entre as observações	Velocidade horizontal necessária $c_{gh_{necessário}}$	Velocidade horizontal calculada $c_{gh_{calculado}}$	Porcentagem do $c_{gh_{calculado}}$ em relação à $c_{gh_{necessário}}$
4	H	-----	C	362,04	07 horas	14,37	28,63 m/s	99,23%
5	B	-----	A	256,00	06 horas	11,85	42,21 m/s	256,45%
6	-----	P	C	572,43	08 horas	19,88	27,77 m/s	39,69%
7	O	-----	F	461,51	09 horas	14,24	35,89 m/s	152,04%
	-----	I	F	362,04	09 horas	11,17	35,98 m/s	222,11%

### 5.1.9 Análise da velocidade do vento na direção de propagação das GWs

Realizadas as comparações entre os parâmetros característicos das GWs observados durante o ano de 2008 e as análises quanto às velocidades horizontais e verticais de grupo, selecionamos as ondas de gravidade que apresentaram forte evidência de terem se propagado da mesosfera à ionosfera, utilizando como critério o  $c_{gh}$  calculado contido em  $\pm 12\%$  do  $c_{gh}$  necessário. Estes eventos foram sumarizados na tabela 5.26 e seus parâmetros repetidos, conforme mostrados nas tabelas anteriores.

**Tabela 5. 26 – Eventos de ondas de gravidade que apresentaram evidências de propagação vertical da mesosfera à ionosfera em 2008.**

Data	Evento	Emissão atmosférica de observação	Horário de observação (horas)	Quadro observado	$\lambda_x$ (km)	$\phi$ (°)	$C_x$ (m/s)	$T_o$ (min)	$C_{gz}$ (m/s)	$C_{gh}$ (m/s)
01/04/2008	A	OI 557,7 nm	20	M	55,53	49,4	21,14	42,03	-9,33	39,13
		OI 630,0 nm	0	C	56,8	86,82	22,91	39,67	-----	-----
01/09/2008	B	OH	21	P	51,2	0	41,42	19,78	-10,86	40,06
		OI 630,0 nm	1	B	53,6	47,12	44,28	19,37	-----	-----
	C	OI 557,7 nm	0	D	49,04	163,3	39,18	20,03	-10,17	37,97
		OI 630,0 nm	4	O	44,91	37,88	36,77	19,54	-----	-----
03/05/2008	D	OH	19	E	54,27	-32,01	33,08	26,25	-6,68	33,06
		OI 630,0 nm	1	P	53,02	21,25	33,52	25,31	-----	-----
	E	OH	22	O	63,51	7,13	38,1	26,67	-7,56	38,13
		OI 630,0 nm	3	A	67,08	58,39	38,08	28,18	-----	-----
	F	OI 557,7 nm	19	C	32,38	34,7	23,36	22,18	-5,56	22,96
		OI 630,0 nm	3	M	31,75	60,26	22	23,09	-----	-----

**Continuação da tabela 5.25.**

03/05/2008	G	OI 557,7 nm	22	B	72,41	-8,13	41,53	27,9	-7,87	41,7
		OI 630,0 nm	3	O	65,96	104,9	39,13	26,97	-----	-----
03/09/2008	H	OI 557,7 nm	0	D	76,32	26,57	56,06	21,78	-13,29	53
		OI 630,0 nm	3	A	76,32	26,57	58,66	20,82	-----	-----
	I	OI 557,7 nm	21	A	65,55	-38,8	42,86	24,47	-9,2	42,56
		OI 630,0 nm	2	P	68,88	19,65	42,61	25,86	-----	-----
04/05/2008	J	OH	19	P	55,53	102,5	41,26	21,54	-10	40,38
		OI630,0 nm	23	C	54,81	74,48	44,27	19,81	-----	-----

Conhecidas as ondas que apresentaram características eminentes de propagação vertical da mesosfera à ionosfera, faz-se necessário analisar as velocidades de fase de tais eventos, comparando-as com as velocidades do vento na direção de propagação destas GWs. Esta comparação é necessária, pois o vento neutro se caracteriza como filtro selecionador quanto à propagação vertical das GWs (SHIOKAWA et al., 2009). Como mencionado na seção 2.8.7 sobre a propagação vertical de ondas de gravidade, quando uma onda de gravidade apresenta sua velocidade de fase com valor próximo ao valor do vento neutro, ocorre à absorção desta onda e ela deixa de existir. Desta maneira, apenas GWs com velocidade de fase superior a velocidade do vento neutro conseguem se propagar verticalmente, pois os níveis de absorção presentes na atmosfera atuam como filtros à propagação vertical da GW (VARGAS, 2007). A tabela 5.27 contém esta comparação entre os valores das velocidades.

O cálculo do valor da velocidade do vento na mesma direção de propagação de uma onda de gravidade,  $V$ , é expresso através da equação 5.3:

$$V_w = |V|. \cos \left[ \arctan \left( \frac{v_{meridional}}{v_{zonal}} \right) - \arctan \left( \frac{k_y}{k_x} \right) \right] \quad (5.3)$$

Na equação 5.3, o termo  $\arctan \left( \frac{v_{meridional}}{v_{zonal}} \right)$  possibilita calcular a direção na qual o vento está soprando e o termo  $\arctan \left( \frac{k_y}{k_x} \right)$  indica a direção de propagação da GW. O módulo da velocidade do vento é determinado através da equação 5.4:

$$|V| = \sqrt{(v_{zonal})^2 + (v_{meridional})^2} \quad (5.4)$$

**Tabela 5. 27 – Comparação ente os valores de velocidade de fase e velocidade do vento na mesma direção de propagação das GWs, em altitudes mesosféricas, que apresentaram evidências de propagação da mesosfera à ionosfera.**

<i>Data</i>	<i>Evento</i>	<i>Emissão</i>	<i>Horário de observação (horas)</i>	<i>Cx (m/s)</i>	<i>Velocidade do Vento (m/s)</i>
01/04/2008	A	OI 557,7 nm	20	21,14	-19,01
01/09/2008	B	OH	21	41,42	40,00
	C	OI 557,7 nm	0	39,18	28,04
03/05/2008	D	OH	19	33,08	13,51
	E	OH	22	38,1	16,57
	F	OI 557,7 nm	19	23,36	14,86
03/09/2008	G	OI 557,7 nm	22	41,53	104,51
	H	OI 557,7 nm	0	56,06	29,30
	I	OI 557,7 nm	21	42,86	42,88
04/05/2008	J	OH	19	41,26	-20,02

De posse da tabela 5.27 verifica-se que no evento G, da noite de 03 de setembro de 2008, a velocidade do vento foi muito superior à velocidade de fase da onda. Portanto, este evento de onda pode ser desconsiderado em termos da propagação vertical da mesosfera à ionosfera, pois neste caso, o vento deve ter atuado como agente filtrante à propagação vertical desta onda de gravidade (TAYLOR et al.,1998).

Outros dois casos interessantes ocorreram nos eventos B, da noite de 1º de setembro, e no evento I, da noite de 03 de setembro, nos quais a velocidade de fase das GWs apresentavam valores muito próximos à velocidade do vento na direção destas ondas. Nestas condições tais GWs podem sofrer absorção, mas neste trabalho elas foram consideradas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera.

Através desta análise foi possível obter mais consistência em relação aos eventos de onda que apresentaram características de propagação vertical da mesosfera à ionosfera. Observa-se que, exceto ao caso G observado na noite de 03 de setembro de 2008, todos os demais casos de ondas de gravidade que apresentam forte evidência de se propagarem da mesosfera à ionosfera (Tabela 5.26), apresentaram mudanças em suas direções de propagação de fase. Este fato revela que podem ocorrer mudanças nas direções de propagação de fase das GWs quando elas se propagam da mesosfera à ionosfera, possivelmente devido a gradientes horizontais de vento que proporcionam que as frentes de ondas experimentem rotação. Foi por

este motivo, que na metodologia deste trabalho não foram comparadas as direções de propagação de fase das GWs para avaliar a possibilidade de se tratar do mesmo evento de onda observado na mesosfera e na ionosfera.

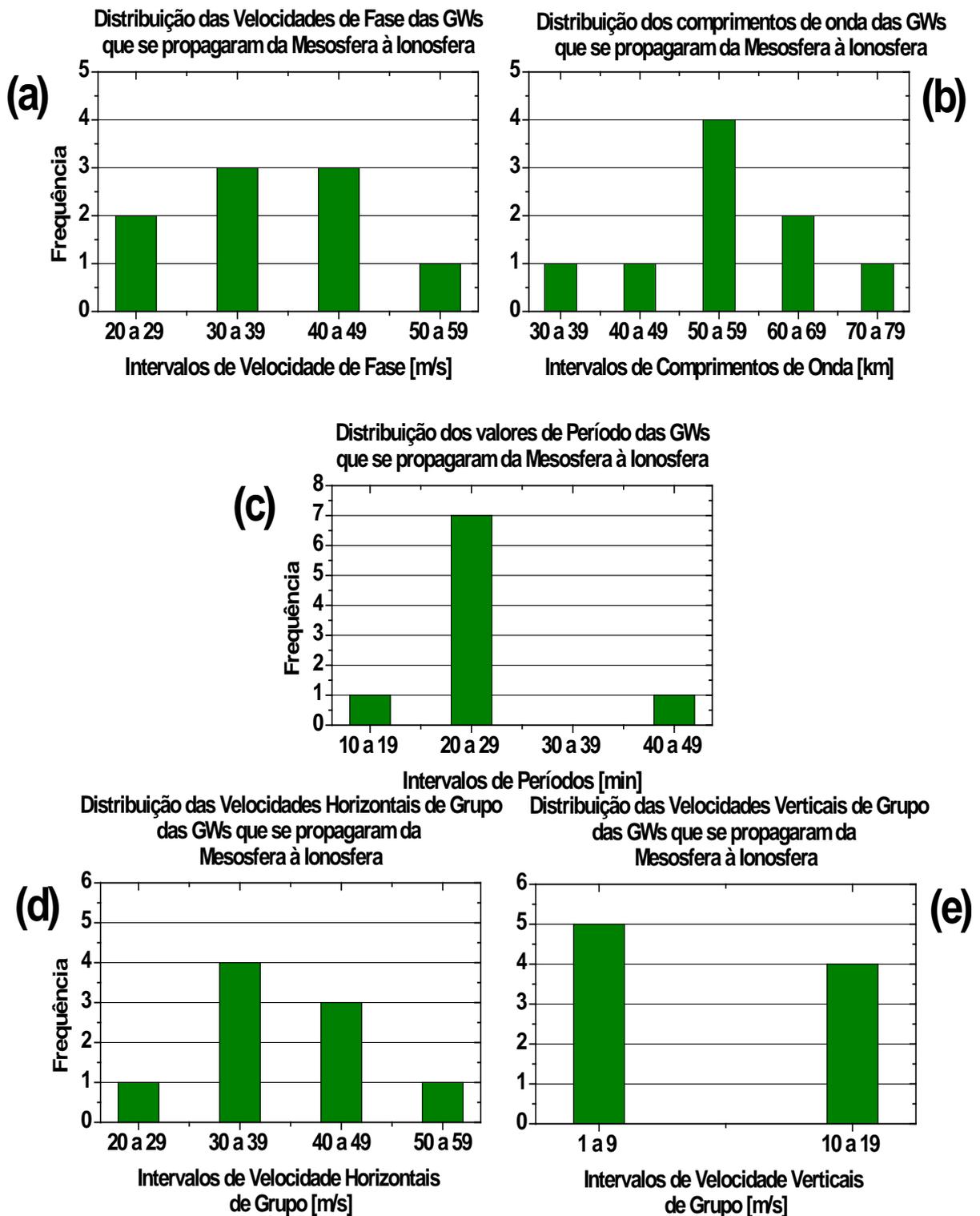
## **5.2 Discussão dos Resultados Obtidos com o Imageador**

Nesta seção são discutidas as interpretações e implicações dos resultados obtidos através do estudo da propagação vertical das GWs no acoplamento mesosfera-ionosfera.

Primeiramente, dentre todos os eventos observados, foram identificadas fortes evidências da ocorrência de nove eventos de ondas de gravidade que se propagaram verticalmente da mesosfera à ionosfera, e que mantiveram suas características de período, velocidade de fase e comprimento de onda.

A figura 5.2 mostra a distribuição dos parâmetros característicos das GWs que se propagaram verticalmente da mesosfera à ionosfera. A figura 5.2-a mostra que a distribuição das velocidades de fase destas GWs variaram desde 20 à 60 m/s. Verifica-se que 6 dos 9 eventos de ondas em questão, apresentaram velocidades de fase contidas no intervalo de 30 a 49 m/s. Esta distribuição dos valores de velocidades de fase é consistente com observações anteriores, tais como as ondas mesosféricas reportadas por Wrasse et al. (2006) sobre a estação de Cachoeira Paulista.

Através do gráfico da figura 5.2-b é possível claramente perceber que as ondas que se propagaram da mesosfera à ionosfera apresentaram comprimentos de onda que variaram de aproximadamente 30-80 km, mas em sua maioria tais valores estiveram compreendidos entre 50 e 59 km. Na figura 5.2-c é mostrada a distribuição dos períodos das GWs que se propagaram da mesosfera à ionosfera. Observa-se que 7 dos 9 eventos de ondas com tais características apresentaram períodos compreendidos entre 20 e 29 minutos. Esta distribuição de períodos concorda com os resultados reportados por Medeiros et al. (2003), que analisou 283 eventos sobre Cachoeira Paulista entre 2008 e 2009 e notou que os períodos das ondas na mesosfera superior variavam na sua maioria entre 5-35 min. Recentemente, Paulino (2012) investigou ondas de gravidade em altitudes ionosféricas na estação equatorial de São João do Cariri (7,4° S; 36,5° W) e observou que o maior número de evento de GWs nestas altitudes tinham períodos entre 20-40 min. Portanto, as GWs que se propagaram da mesosfera à ionosfera observadas no presente trabalho concordam com as observações realizadas sobre o setor Brasileiro.



**Figura 5. 2 - Distribuição dos parâmetros característicos das GWs observadas através do imageador e classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera. Painel (a): velocidades de fase; Painel (b): comprimentos de onda; Painel (c): períodos; Painel (d): velocidades horizontais de grupo; Painel (e): velocidades verticais de grupo.**

A figura 5.2-d mostra a distribuição das  $c_{gh}$  das GWs que se deslocaram verticalmente da mesosfera à ionosfera. Este parâmetro se apresentou menos esparso, sendo que aproximadamente 80% dos casos apresentaram valores entre 30 e 49 m/s. Observa-se que ao contrário da velocidade de grupo vertical, a componente horizontal da velocidade de grupo independe da altitude, pois as ondas podem propagar-se horizontalmente a partir da fonte numa velocidade praticamente constante.

As velocidades verticais das GWs que se propagaram de altitudes mesosféricas à altitudes ionosféricas estiveram distribuídas principalmente abaixo de 10 m/s. Através da figura 5.2-e observa-se que 44% das  $c_{gz}$  estiveram compreendidas entre 10 e 19 m/s e 56% apresentaram valores de até 9 m/s. Estimativas de velocidades verticais de grupo a partir dos parâmetros das ondas não foram encontrados na literatura para observações realizadas no setor brasileiro. Os resultados apresentados aqui para as ondas que se propagaram da mesosfera até a ionosfera são reportados pela primeira vez. Análise das características de velocidade de grupo e seus limites de validade foram publicados por outros autores a partir de modelagens. Por exemplo, velocidades de grupo verticais podem ser utilizadas como uma medida de velocidade de fluxo de energia para ondas de gravidade. No entanto, de acordo com Walterscheid e Hickey (2011) os efeitos de dissipação sobre ondas de gravidade na baixa termosfera, podem fazer com que as medidas de fluxo de energia através da velocidade de grupo percam o sentido. O processo de dissipação de ondas de gravidade torna-se importante acima dos 140 km devido aos efeitos da viscosidade molecular e da difusividade térmica associados com o decréscimo da densidade atmosférica.

Em altitudes ionosféricas as ondas de gravidade são referidas como distúrbios ionosféricos propagantes (TIDs). Tais distúrbios, capazes de se propagarem na ionosfera, são entendidos como flutuações na densidade de plasma, e são classificados de acordo com suas características. Desta forma, TIDs com período superiores a 1 hora e velocidade de fase maiores que 300 m/s são classificadas como distúrbios ionosféricos propagantes de larga escala (LSTIDs). Por sua vez, TIDs que apresentam curto período, ou seja, períodos entre 10 minutos e 1 hora, e velocidades de fase de até 300 m/s, são chamadas de distúrbios ionosféricos propagantes de média escala (MSTIDs) (HERNANDES-PAJARES, 2006; CANDIDO, et al. 2008).

Desta forma, através da tabela 5.26, é possível afirmar que através das observações e análises conduzidas neste estudo, as ondas de gravidade que se propagaram verticalmente à ionosfera, podem ser classificadas, quando observadas nestas altitudes, como MSTIDs.

Outra informação relevante se refere às fontes atribuídas às gerações das LSTIDs e MSTIDs. O primeiro grupo, isto é, as LSTIDs, estão relacionadas a distúrbios geomagnéticos que, em elevadas latitudes, aquecem a termosfera através do efeito Joule. Este aquecimento da atmosfera neutra ocasiona uma transferência de energia às regiões de baixa latitude, na forma de ondas termosféricas que, em elevadas altitudes, interagem com os íons, podendo ser observadas como LSTIDs. Por sua vez, as MSTIDs estão relacionadas a fenômenos meteorológicos que ocorrem na baixa atmosfera, tais como ventos e convecções. Tais fenômenos atuam como mecanismos geradores das GWs que podem se propagar verticalmente e se manifestar como MSTIDs em altitudes ionosféricas, devido as colisões entre as moléculas neutras e ionizadas (HERNANDES-PAJARES, 2006).

Assim sendo, o parágrafo anterior reforça a possibilidade de propagação vertical da mesosfera à ionosfera das ondas observadas na tabela 5.26 pois, como já mencionado, todas elas podem ser classificadas em altitudes ionosféricas como MSTIDs e, desta forma, apresentam evidências de terem sido geradas na baixa atmosfera, de onde se propagaram verticalmente à alta atmosfera.

A altura de dissipação das ondas de gravidade na região da termosfera depende sensivelmente da frequência intrínseca e das escalas horizontais e verticais das GWs, tanto quanto da temperatura termosférica (VADAS et al, 2005). Segundo os mesmos autores, ondas de gravidade com elevados comprimentos verticais penetram mais em altitudes maiores do que as GWs com menores comprimentos verticais. Outro fator importante é a temperatura termosférica, pois quanto mais quente estiver a termosfera, mais liberdade terá as GWs para se propagarem à elevadas altitudes.

Um trabalho semelhante a esta pesquisa foi realizado por Shiokawa et al (2009). Neste artigo os autores observaram eventos semelhantes de ondas de gravidade nas emissões do OI557,7 nm e OI630,0 nm. Estas ondas foram observadas simultaneamente e na mesma localização em ambas as emissões de luminescência atmosférica.

De acordo com os autores as estruturas vistas na emissão da linha vermelha do oxigênio atômico foram provenientes de contaminações da emissão termosférica do OI557,7 nm. Na ocasião o imageador observou a mesma GW nas emissões do OI630,0 nm e OI557,7 nm, pois em latitudes equatoriais ocorre uma significativa quantidade de emissão do OI557,7 nm a partir da termosfera entre 200 e 300 km de altitude.

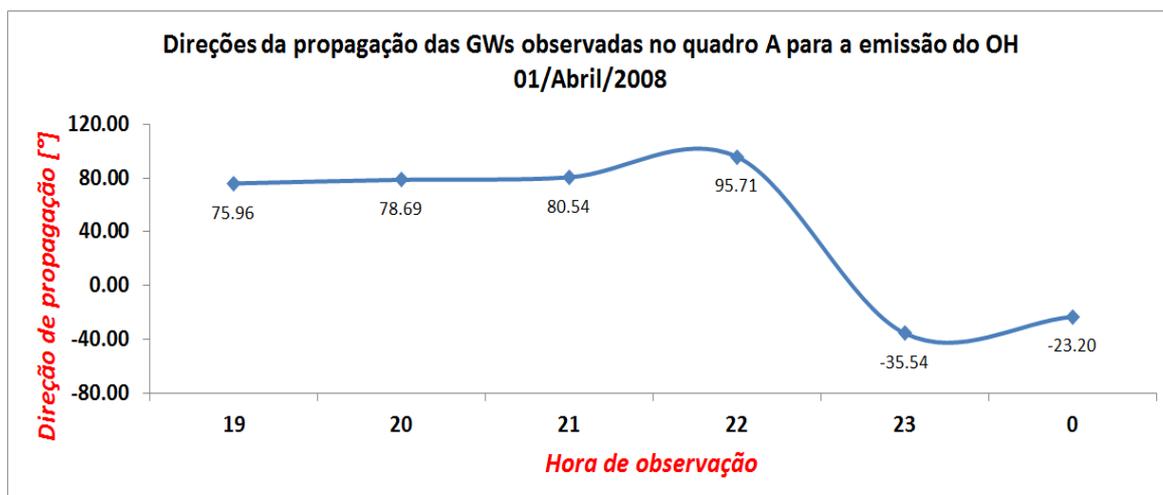
Para evitar problemas semelhantes aqueles encontrados por Shiokawa et al (2009) foram considerados, neste estudo, a velocidade vertical de grupo e a velocidade horizontal de

grupo das GWs em altitudes mesosféricas. Considerou-se ainda que estes valores de velocidade de grupo permanecessem constantes ao longo da propagação vertical/horizontal das GWs e, desta forma, calculou-se o tempo necessário para que tais ondas se propagassem verticalmente da mesosfera à ionosfera e a distância horizontal percorrida por elas durante este mesmo intervalo de tempo. Salienta-se que o intervalo de tempo entre as observações mesosféricas e ionosféricas foi um dos principais parâmetros selecionadores para caracterização das GWs verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera.

Um fator característico deste trabalho foi a não consideração da direção de propagação das GWs nas comparações entre os parâmetros de onda observados na mesosfera e na ionosfera. Caso a direção de propagação das GWs tivesse sido considerada, como critério para confirmação das GWs mesosféricas que se propagaram verticalmente à ionosfera, este estudo teria encontrado apenas um único caso que apresentaria tal evidência, ou seja, o caso H observado em 3 de setembro de 2008 (Tabela 5.26). Salienta-se que a direção de propagação é caracterizada pela distribuição das fontes de geração destas ondas. As perturbações que ocorrem na troposfera, tais como tempestades, massas de ar, frentes, e ventos que incidem sobre montanhas, são exemplos de possíveis mecanismos de geração de ondas de gravidade observadas na mesosfera. Em São José dos Campos, os ventos incidindo sobre as montanhas da Serra do Mar e a Serra da Mantiqueira, em conjunto com a entrada de sistemas frontais e as convecções troposféricas são potenciais fontes troposféricas das ondas de gravidade que se propagam até a mesosfera.

A identificação das fontes troposféricas de ondas de gravidade pode ser feita empregando a técnica reversa de *Ray Tracing*, o que possibilita determinar as coordenadas da retrotrajetória das ondas de gravidade observadas na região mesosférica. No entanto, Wrasse (2005) analisou um ano de dados entre 1998 e 1999 de luminescência atmosférica em Cachoeira Paulista (22,7°S, 45°O), uma estação próxima a São José dos Campos, e observou que em mais de 70% dos casos não era possível identificar a fonte troposférica, pois as ondas atingiram a condição de  $m^2 < 0$  ou atingiram uma região de nível crítico ( $|m^2| \rightarrow \infty$ ).

Fundamentado nesta observação realizou-se o estudo do grau de variação das direções horizontais de propagação das GWs para a mesma região do céu para os eventos da Tabela 5.26. Por exemplo, o caso mostrado na figura 5.3 ilustra a variação da direção de propagação horizontal das GWs para o quadro A na emissão do OH das 19 as 00 hora do dia primeiro de abril de 2008.

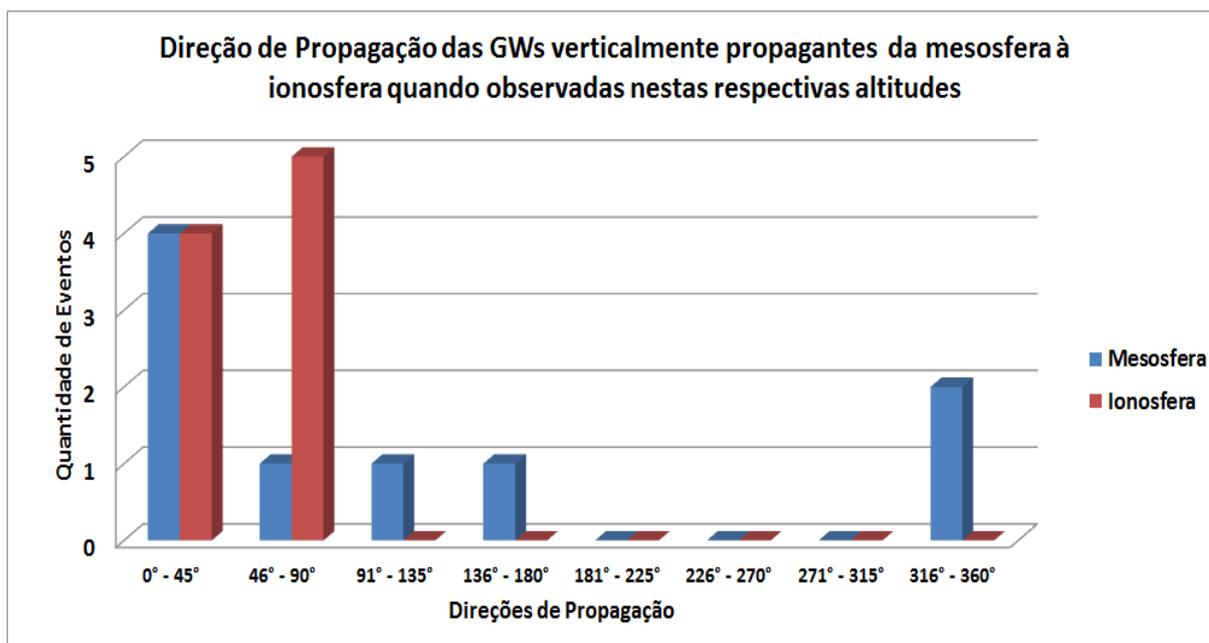


**Figura 5. 3 - Mudanças nas direções horizontais de propagação para as GWs observadas no quadro A da noite de 1º de abril de 2008, observadas entre as 19 e 00 hora na emissão do OH.**

A partir do gráfico ilustrado na figura 5.3 é possível verificar que a GW sofre uma mudança gradual em sua direção de propagação. Todavia, entre 22 e 23 horas passa a ser observada ainda no quadro A outra GW que apresenta direção de propagação completamente diferente da primeira onda de gravidade observada poucas horas antes.

Neste trabalho as GWs apresentaram elevada anisotropia. Em sua maioria as ondas mesosféricas que se propagaram verticalmente à ionosfera foram observadas, quando na mesosfera, se propagando entre  $0^\circ$  e  $45^\circ$ , e quando na ionosfera, se propagando entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico apresentado na figura 5.3 mostra as direções de propagação das GWs verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera quando tais ondas foram observadas nestas respectivas altitudes.

Através da figura 5.4 é possível perceber que as ondas de gravidade que se propagaram verticalmente até a ionosfera apresentaram acentuada tendência de propagação na direção nordeste. Segundo Nakamura et al. (1999) a direção de propagação das ondas de gravidade varia de acordo com a ação dos efeitos filtrantes do vento neutro. Shiokawa et al. (2009) enfatiza que a direção de propagação das ondas de gravidade também estão condicionadas às localizações de suas fontes.



**Figura 5. 4 – Direções das GWs verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera quando tais ondas foram observadas nestas respectivas altitudes.**

Mediante a tais informações, observou-se neste estudo que oito dos nove eventos de ondas de gravidade caracterizados potencialmente como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera, experimentaram variações em suas direções de propagação. Atribui-se estas variações nas direções de propagação das GWs à ação do vento neutro que, de alguma forma ainda não entendida, rotacionou as frentes de ondas das GWs durante suas propagações verticais/horizontais. Com isso, se as ondas observadas neste estudo forem de origem mesosférica, isso pode ser explicado por um intenso cisalhamento vertical no vento em torno dos 90 km de altitude (CLEMESH e BATISTA, 2008) dando origem as ondas de gravidade de curto período (entre ~20 e 60 minutos). Ondas com mesmo período e mesmo comprimento de onda podem ou não serem absorvidas pelo vento dependendo da direção com que a onda se propague em relação ao vento (NIELSEN, 2007). Além disso, ondas observadas em altitudes mesosféricas podem ter sido geradas distantes de São José dos Campos, e terem se propagado como ondas canalizadas, para em seguida atingirem as camadas de airglow como ondas propagantes verticalmente. Estas ondas podem ter sido geradas in-situ ou ainda apresentarem um comportamento evanescente.

Uma onda de gravidade pode ser absorvida pela ação dos ventos se ela encontrar um nível crítico. Isso acontece quando a onda de gravidade tem velocidade de fase horizontal igual a componente horizontal do vento. Nesse caso, a frequência intrínseca da onda tende a

zero e, conseqüentemente, seu período tende a infinito, o que faz com que a onda desapareça naquele nível (PAULINO, 2012).

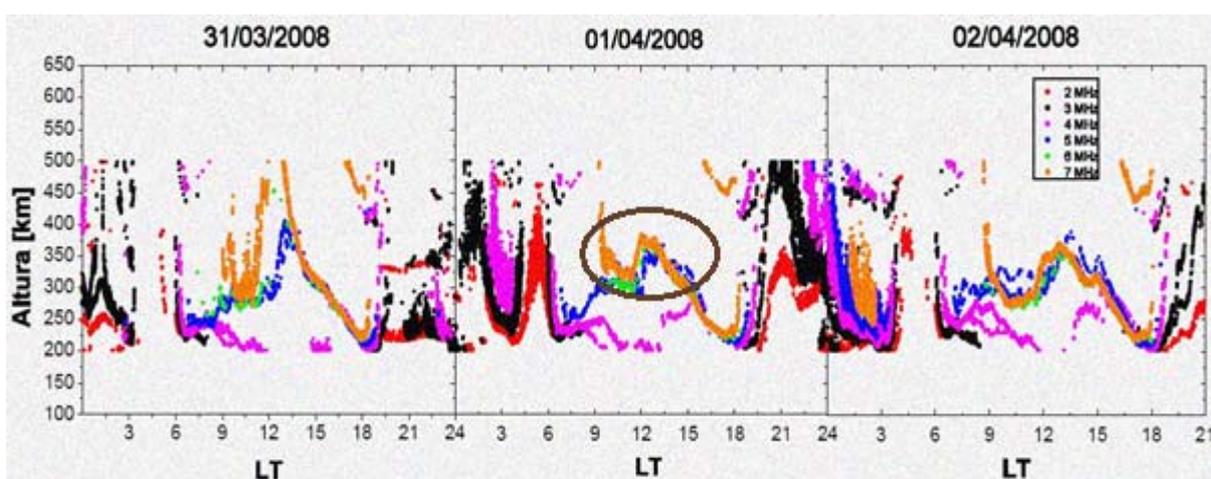
### 5.3 Ondas estimadas através do uso da ionossonda

Um dos objetivos deste trabalho é a realização da comparação entre os parâmetros característicos das ondas ionosféricas estimadas através do uso da ionossonda. É importante ressaltar que as estimativas de ondas utilizando os gráficos de isofrequência registrados pela ionossonda somente são possíveis de serem realizadas para os dados gravados durante o horário diurno. Isso se deve essencialmente devido a dois fatores: (a) nas primeiras horas da noite a ionosfera sofre uma subida brusca devido a extensão para baixa-latitude da intensificação do pico pré-reversão, e; (b) a presença de irregularidades na densidade do plasma ionosférico durante a noite que causam espalhamento nos sinais refletidos para as múltiplas frequências. A assinatura destes fenômenos nos gráficos de isofrequência acaba impossibilitando a estimativa das ondas.

Como explicado na seção metodologia, as análises ionosféricas conduzidas através do uso da ionossonda foram realizadas em uma sequência de três dias centrados na noite de observação das GWs verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera, observadas com o imageador. Assim, por exemplo, em 1° de abril de 2008, através do imageador, foi possível observar um evento de GW verticalmente propagante da mesosfera à ionosfera. Logo, as análises da ionossonda referentes a este evento de GW foram realizadas nos dias 31 de março, 1° de abril e 2 de abril. A análise desta sequência de dias possibilitou verificar, caso as características de onda observadas com o imageador fossem também identificadas com a ionossonda no dia anterior, e o comportamento ionosférico antes da chegada da GW à ionosfera e o intervalo de tempo que esta onda pôde ser observada em altitudes ionosféricas.

O círculo desenhado sobre o gráfico de isofrequência na Figura 5.5 referente à 1° de abril de 2008 mostra o único momento no qual foi possível obter dados de onda para este dia, através da ionossonda. A resolução temporal de 100s das quais são gerados os gráficos de isofrequência permite estudar ondas ionosféricas com períodos maiores do que 5 minutos. Para este dia, por exemplo, foi observado entre aproximadamente 09:00 e 13:00 LT variações na altura para as frequências de 5 MHz (azul), 6 MHz (verde) e 7 MHz (laranja). Os máximos e mínimos nas variações com a altura ocorrem primeiro na frequência de 7 MHz, e então poucos minutos após em 6 MHz e em 5 MHz. A onda inferida apresentou velocidade de fase

vertical ( $V_z$ ) de cerca de 5,79 m/s, com período de 135 minutos e comprimento de onda vertical ( $\lambda_z$ ) de aproximadamente 47 km. Se nós compararmos com os parâmetros das ondas estimadas do imageador horas após, entre 20:00 e 00:00 LT (Tabela 5.26), nota-se que a partir da ionossonda a onda estimada tem uma velocidade de fase ~75% menor e o período de mais de 95 minutos de diferença. De acordo com Fritts e Vadas (2008) as GWs que penetram na ionosfera têm os seus comprimentos de onda vertical aumentados e, geralmente, variam entre aproximadamente 150 e 500 km. Fagundes et al. (2008) utilizou a técnica de Oliveira (2007) e observou em São José dos Campos durante um período de máximo na atividade solar velocidades de fase da ordem de 60 a 140 m/s com períodos de até 60 minutos e comprimentos de onda vertical variando entre 150 e 500 km. Portanto, as ondas estimadas durante 01/04/2008 entre 09:00 e 13:00 LT a partir dos dados de ionossonda não concordam com as principais características das ondas de gravidade na região F ionosférica.

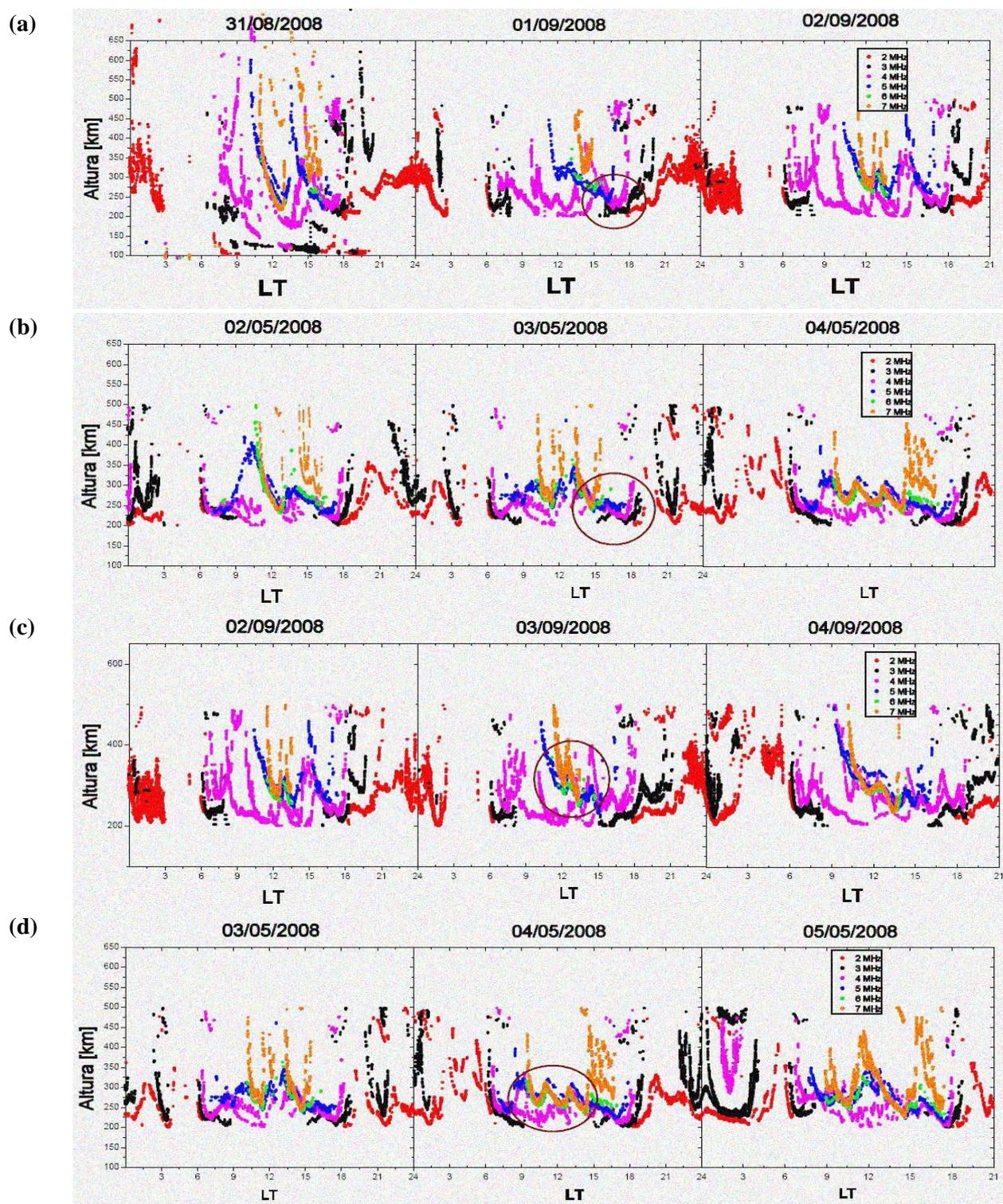


**Figura 5.5 - Gráficos de isofrequência obtidos através da ionossonda, referente à análise da GW classificada como verticalmente propagante da mesosfera à ionosfera observada com o imageador na noite de 1° de abril de 2008.**

A seguir, na Figura 5.6 são mostrados os gráficos de isofrequência para as noites de 1° de setembro (a), 3 de maio (b), 3 de setembro (c) e 4 de maio de 2008 (d). Da mesma forma que explicado para a figura 5.5, os círculos desenhados sobre os gráficos de isofrequência mostram o único momento no qual foi possível estimar os parâmetros de ondas.

É possível notar nos gráficos de isofrequência apresentados na figura 5.6, que para as frequências de 5, 6 e 7 MHz as mudanças com as alturas entre os máximos e mínimos dos traços ocorreram com uma diferença de fase muito pequena. Esta mudança quase que sincronizada com a altura para as três frequências podem ainda estar associadas a efeitos de

campos elétricos que deslocaram a ionosfera para cima ou para baixo como um todo (FAGUNDES et al., 2008).



**Figura 5. 6 - Gráficos de isofrequência obtidos através da ionossonda, referentes à análise das GW classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera observadas com o imageador em: painel (a): 1º de setembro de 2008; painel (b): 3 de maio de 2008; painel (c): 3 de setembro de 2008; painel (d): 4 de maio de 2008.**

Desta forma, apresentam-se na tabela 5.28 as características das ondas observadas através da ionossonda, para as noites nas quais foram identificadas, com o imageador, ondas de gravidade com características de propagação vertical da mesosfera à ionosfera. Os resultados sugerem claramente que todos os eventos de ondas, estimados dos resultados de isofrequência, durante o período diurno que antecede às observações dos imageadores não estão associados a ondas de gravidade, pois a velocidades de fase e o comprimentos de ondas verticais são muito menores do que aqueles observados em altitudes da região F ionosférica.

**Tabela 5. 28- Parâmetros das ondas observadas através da ionossonda CADL.**

<i>Data</i>	<i>Período [min]</i>	<i>Amplitude [km]</i>	<i>V<sub>z</sub> [m/s]</i>	<i>λ<sub>z</sub> [km]</i>
01/04/2008	135	12,50	5,79	46,88
01/09/2008	54	21,50	9,95	32,25
03/05/2008	156	27,25	6,58	61,61
03/09/2008	85,8	35,75	13,70	70,27
04/05/2008	108	14,0	6,76	45,65

Através da tabela 5.28 é possível construir os gráficos das distribuições dos valores de período, amplitude, velocidade vertical e comprimento vertical das ondas observadas através da ionossonda, conforme apresentado na figura 5.7.

A maior parte destas GWs apresentaram valores de período que extrapolaram 100 minutos. Basicamente, as amplitudes das GWs ionosféricas observadas com a ionossonda apresentaram valores de até 40 km. Observa-se que a maioria destes eventos apresentaram amplitudes entre 11 e 30 km. Nota-se ainda que três ondas, dentre os cinco eventos considerados, apresentaram velocidades verticais de grupo entre 6 e 10 m/s. Quanto ao comprimento vertical das GWs ionosféricas observadas através da ionossonda, verifica-se que 60% dos eventos apresentaram comprimentos verticais de 26 a 50 km.

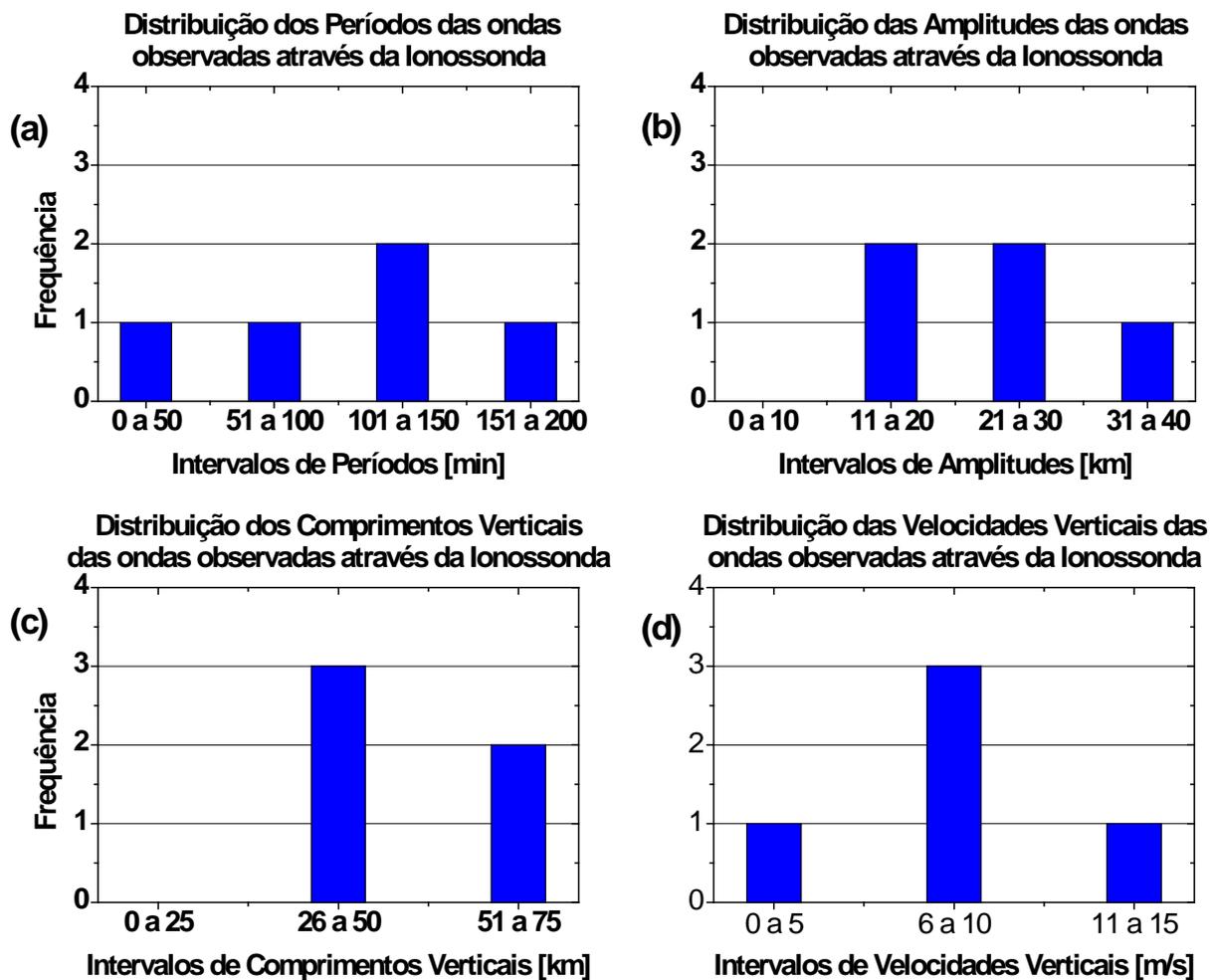


Figura 5.7 – Parâmetros característicos das ondas observadas através da ionossonda. Painel (a): distribuição dos períodos; Painel (b): amplitudes; Painel (c): comprimentos verticais; Painel (d) velocidades verticais.

## CAPÍTULO 6

### CONCLUSÕES

Neste capítulo são resumidas as principais conclusões desse trabalho e serão sugeridos alguns trabalhos futuros que poderão ser realizados empregando outras técnicas que poderão complementar esta dissertação.

#### 6.1 Conclusões do Trabalho

Neste trabalho foram analisadas oito noites de observação de luminescência atmosférica nas linhas do OH, OI557,7 nm e OI630,0 nm. Foram observadas nas linhas de emissão do OH e do OI557,7 nm um total de 2208 eventos que indicam a presença de ondas de gravidade na mesosfera, porém avaliando os critérios de seleção para confirmação da propagação vertical da mesosfera à ionosfera, nove eventos apresentaram forte evidência de terem se propagado verticalmente entre estas duas regiões. Na linha de emissão do OI630,0 nm foram observados 1104 eventos que sugeriram a presença de GWs na ionosfera. Todas as GWs classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera só puderam ser caracterizadas e observadas com a utilização do imageador. Dentre os nove eventos mais criteriosamente analisados, quatro foram percebidos na mesosfera através das observações da camada de emissão do OH e os outros cinco foram verificados na mesosfera a partir da emissão do OI557,7 nm. As ondas de gravidade que se propagaram de regiões mesosféricas às regiões ionosféricas, observadas com a utilização do imageador, apresentaram em sua maioria:

- Comprimentos de onda entre 50 e 59 km;
- Velocidades de fase entre 40 e 49 m/s;
- Períodos entre 20 e 29 minutos;
- Velocidade vertical de grupo de até 9 m/s, e;
- Velocidade horizontal de grupo entre 30 e 49 m/s.

Pela primeira vez foram apresentadas estimativas de velocidade de grupo vertical e horizontal sobre o setor brasileiro utilizando os parâmetros medidos das ondas de gravidade

que se propagaram da mesosfera até a ionosfera. Na mesosfera a estimativa das velocidades de grupo verticais pode ser utilizada como uma medida de velocidade de fluxo de energia para ondas de gravidade, no entanto deixa de ser válida em altitudes da base da região F ionosférica.

Os nove eventos criteriosamente analisados neste estudo, cujas ondas de gravidade se propagaram verticalmente até a atmosfera superior, podem ser classificadas em altitudes ionosféricas como MSTIDs, pois seus períodos variaram entre 10 minutos e 1 hora, e as velocidades de fase foram inferiores a 300 m/s. No entanto, velocidades de fase de até 60 m/s, como os observados neste trabalho podem atingir a baixa ionosfera, sendo que aquelas cujas velocidades de fase foram maiores podem ter sido mais efetivas ao se propagarem verticalmente e terem atingido altitudes mais elevadas até a ionosfera. Como as ondas apresentaram dimensões de média escala, existem maiores chances de estarem relacionadas a fenômenos meteorológicos que ocorreram na baixa atmosfera, tais como frentes, ventos ou convecções troposféricas. Os baixos valores estimados de velocidades verticais de grupo (até 9 m/s) diminuem, por exemplo, a possibilidade destas ondas terem sido geradas por fontes de calor transientes (ALEXANDER e HOLTON, 2004).

Neste trabalho foi possível verificar que podem ocorrer mudanças nas direções de propagação de fase das GWs quando elas se propagam da mesosfera à ionosfera, possivelmente devido a gradientes horizontais de vento que proporcionam que as frentes de ondas experimentassem rotação. A direção de propagação é caracterizada pela distribuição das fontes de geração destas ondas. As GWs classificadas como verticalmente propagantes da mesosfera à ionosfera (observadas com o imageador) apresentaram ainda forte tendência de se propagarem:

- Entre 0° e 45° quando observadas na mesosfera, e;
- Entre 0° e 90° quando observadas na ionosfera.

As ondas diurnas estimadas na ionosfera através da utilização da ionossonda instalada em São José dos Campos apresentaram em sua maioria:

- Períodos superiores a 100 minutos;
- Amplitudes de até 40 km;
- Velocidades verticais de grupo variando entre 6 e 10 m/s, e;
- Comprimentos verticais variando entre 26 a 50 km.

As ondas observadas a partir dos gráficos de isofrequência revelaram para todos os eventos nos dias que antecederam às observações dos imageadores não estarem associadas a ondas de gravidade. Isso, pois as velocidades de fase e os comprimentos de ondas verticais são muito menores do que aqueles observados em altitudes da região F ionosférica. Portanto, as fontes que geraram as GWs observadas nos imageadores não estavam atuando durante o horário do dia quando foram observadas as ondas nos traços da ionossonda. É possível que as oscilações na ionosfera observados com a ionossonda estejam associadas a efeitos de campos elétricos que deslocaram a ionosfera para cima ou para baixo como um todo para as três frequências analisadas neste trabalho (FAGUNDES et al., 2008).

Não foi investigado o papel das ondas de gravidades que se propagaram da mesosfera até a ionosfera, observadas neste trabalho, na geração de depleções (bolhas) na densidade do plasma. Apenas no evento de 01/04/2008 espalhamentos do tipo “range” foram observados nos ionogramas em São José dos campos minutos após as GWs terem sido observadas nas emissões do OI 630,0 nm. Estes espalhamentos são assinaturas típicas da presença de irregularidades no plasma ionosférico. Para realizar uma análise mais aprofundada sobre a geração de bolhas na ionosfera, seria necessário avaliar muitos outros eventos, associá-los com medidas da ionosfera, e complementar a análise com simulações numéricas para investigar o acoplamento em detalhes.

## 6.2 Sugestões de Trabalhos

A continuidade da investigação conduzida neste trabalho de mestrado pode ser contemplada com a inserção de parâmetros de temperatura e a realização da técnica *Ray Tracing*. O estudo do comportamento dos ventos e temperatura é fundamental para conhecimento da propagação vertical de ondas de gravidade, pois estes fatores podem atuar como agentes determinantes para ocorrência de dutos. O emprego da técnica do *Ray Tracing* poderá fornecer subsídios importantes para a validação de um possível evento de onda que tenha se propagado da mesosfera à ionosfera e que não foram considerados aqui como potencialmente propagantes. Esta técnica, através da utilização de dados de ventos e temperaturas, poderá reconstruir os cenários reais da atmosfera e, por este motivo, permitir a análise das condições as quais as GWs estariam expostas. Desta forma é possível identificar, conhecendo as características da GW, até qual ponto a onda será capaz de se propagar.

Uma segunda proposta de trabalho seria utilizar os valores de amplitudes da GWs observadas, como entradas em modelos de geração de irregularidades de plasma. Com isso, seria possível estudar o papel das ondas de gravidade na geração das bolhas ionosféricas.

## REFERÊNCIAS

- ALEXANDER, M.J.; HOLTON, J.R. On the Spectrum of Vertically Propagating Gravity Waves Generated by a Transient Heat Source. **Atmos. Chem. Phys.**, v.4, p. 923-932, 2004.
- AFRAIMOVICH, E. L. et al. Observation of large-scale traveling ionospheric disturbances of auroral origin by global GPS networks. **Earth Planets Space**, v. 52, p. 669–674, 2000.
- ALTADILL, D.; SOLÉ, J.G.; APOSTOLOV, E.M. Vertical Structure of a Gravity Wave Like Oscillation in the Ionosphere Generated by the Solar Eclipse of August11, 1999. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. A10, p.21419-21428, 2001.
- AMORIM, D. C. M. **Frentes de Onda na Termosfera Observadas com o Imageador All-Sky na Linha de Emissão OI 630,0 nm no Setor Brasileiro de Baixas Latitudes: Relatório final de Projeto de Iniciação Científica (Pibic/Cnpq)**. São José dos Campos: INPE, 2007.
- ARANHA, S. L. **Estudo de Ondas Planetárias na Ionosfera em Baixas Latitudes e Região Equatorial**. Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia)Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, São José dos Campos, SP. 2006.
- ATKINS, P.; JONES, L. **Princípios de Química: Questionando a Vida Moderna e o Meio Ambiente**. 3ª ed. Porto Alegre: Bookman, 2005.
- BOSKA, J.; LASTOVICKA, J. Gravity Wave Activity in the Lower Ionosphere and the F2 Region – Similarities and Differences. **Adv. Space Res.**, v. 18, n. 3, p. 127-130, 1996.
- BOSKA J.; SAULI P. Observations of Gravity Waves of Meteorological Origin in the F Region Ionosphere. **Phys. Chem. Earth**, v. 26, n. 6 , p. 245 -428, 2001.
- BOSKA, J. et al. Diurnal Variation of Gravity Wave Activity at Midlatitudes in the Ionospheric F Region. **Stud. Geophys. Geod.**, v. 47, p. 579- 586, 2002.
- CANDIDO, C. M. N. et al. Statistical Analysis of the Occurrence of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances Over Brazilian Low Latitudes Using OI 630,0 nm Emission All-Sky Images. **Geophysical Research Letters**, v. 35, n. 17, 2008. DOI: 10.1029/2008GL035043,
- CHAMBERLAIN, J. W. **Physics of the Aurora and Airglow**. Washington: American Geophysical Union, 1995.
- CHUNG, J.K.; KIM, Y.H.; WON, Y.I. **Observation of Mesospheric Waves with an All-Sky Camera in Korean Peninsula**. *Advances in Space Research*, v. 32, n. 5, p. 825-830, 2003. DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00414-9.
- CLEMESHA, B.; BATISTA, P. Gravity waves and wind-shear in the MLT at 23°S. **Advances in Space Research**, v. 41, n. 9, p. 1472-1477, 2008.

CORREA, J. A. S. **Estudo de Meteoros e Investigações de seus Efeitos na Ionosfera com Dados do Radar Skymet e GPS**. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2003.

DOU, X. et al. Variability of Gravity Wave Occurrence Frequency and Propagation Direction in the Upper Mesosphere Observed by the OH Imager in Northern Colorado. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 72, n. 5–6, p. 457–462, Apr. 2010. DOI:10.1016/j.jastp.2010.01.002, 2010.

EISBERG, R.; RESNICK, R. **Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas**. Rio de Janeiro: Campus, 1979.

FAGUNDES, P. R. et al. Observations of Daytime F2-Layer Stratification Under the Southern Crest of the Equatorial Ionization Anomaly Region. *Journal of Geophysical Research*, v. 112, 2007. Doi:10.1029/2006JA011888,207.

FECHINE, J. et al. First Observation of an Undular Mesospheric Bore in a Doppler Duct. *Ann. Geophys.*, v.27, p. 1399–1406, 2009.

FREITAS, T. F. **Determinação da Densidade Eletrônica no Pico da Camada F Ionosférica Utilizando as Imagens na Emissão do  $\text{OI-777,4 nm}$** . Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, São José dos Campos, SP. 2007.

FRITTS, D. C. A Review of Gravity Wave Saturation Processes, Effects, and Variability in the Middle Atmosphere. *Pageoph*, v. 130. P. 343-371, 1989.

FRITTS D. C.; LUO, Z. Gravity Wave Forcing in the Middle Atmosphere Due to Reduced Ozone Heating During a Solar Eclipse. *Journal of Geophysical Research*, v. 98, n.D2, p. 3011-3021, 1993.

FRITTS D. C.; ALEXANDER M. J. **Gravity Wave Dynamics and Effects in the Middle Atmosphere**. *Reviews of Geophysics*, v. 14, n.1, 1003, 2003. DOI: 10.1029/2001RG000106

FRITTS, D.C.; VADAS, S. L. Gravity Wave Penetration into the Thermosphere: Sensitivity to Solar Cycle Variations and Mean Winds. *Ann. Geophys.*, v. 26, p.3841–3861, 2008.

FRITTS, D. C. et al. The Spread F Experiment (SpreadFEx): Program Overview and First Results. *Earth Planets Space*, v. 61, p. 411–430, 2009.

GAVRILOV, N. M.; FUKAO, S. Hydrodynamic Tropospheric Wave Sources and Their Role in Gravity Wave Climatology of the Upper Atmosphere from the MU Radar Observations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 63, n.9, p. 931–943, 2001.

HARGREAVES, J. K. **The Solar Terrestrial Environment**. Cambridge, Cambridge University Press, 1979.

HERNANDES-PAJARES, M.; JUAN, J. M.; SANZ, J. Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances Affecting GPS Measurements: Spatial and Temporal Analysis. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A07, p.S11, 2006. doi:10.1029/2005JA011474

HOLTON, J. R.; BERES, J. H.; ZHOU, X. On the Vertical Scale of Gravity Waves Excited by Localized Thermal Forcing. **American Meteorological Society**, v. 59, p. 2019–2023, 2002.

HUNSUCKER, R. D. Atmospheric Gravity Waves Generated in the High-Latitude Ionosphere: A Review. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 20, n. 2, p. 293-315, 1982.

JESUS, R. **Estudos de Eventos do Tempo Espacial (“Space Weather”) e a Ocorrência de Bolhas de Plasmas Ionosféricas no Setor Brasileiro e Japonês Usando Sondagem Ionosférica**. Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) – Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, São José dos Campos, 2008.

JIN, H. et al. Vertical Connection from the Tropospheric Activities to the Ionospheric Longitudinal Structure Simulated by a New Earth’s Whole Atmosphere-Ionosphere Coupled Model. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, n. A1, p. 316 2011. doi:[10.1029/2010JA015925](https://doi.org/10.1029/2010JA015925).

KELLEY, M.C. **The Earth’s Ionosphere Plasma Physics and Electrodynamics**. New York: Academic Press. 2009.

KIRCHHOFF, V. J. H. **Introdução à Geofísica Espacial**. São Paulo: Nova Stella, 1991.

LANE, T.P.; CLARK, T.L. Gravity Waves Generated by the Dry Convective Boundary Layer: Two-Dimensional Scale Selection and Boundary-Layer Feedback. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, v.128, p. 1543–1570, 2002.

LANE, T.P.; SHARMAN, R.D. Gravity Wave Breaking, Secondary Wave Generation, and Mixing Above Deep Convection in a Three-Dimensional Cloud Model. **Geophysical Research Letters**, v. 33, L23813, DOI: 10.1029/2006GL027988, 2006.

LI, T. et al. Seasonal and Interannual Variability of Gravity Wave Activity Revealed by Long-term Lidar Observations Over Mauna Loa Observatory, Hawaii. **Journal of Geophysical Research**, v. 115, n. d13103, 2010. doi:[10.1029/2009JD013586](https://doi.org/10.1029/2009JD013586).

LASTOVICKA, J. Effects of Gravity Waves and Planetary Waves on the Lower ionosphere as Obtained from Radio Wave Absorption Measurements. **Phys. Chem. Earth**, v. 26, n.6, p. 381-386, 2001.

LIU, C. H. Acoustic Gravity Waves in the Ionosphere/Thermosphere System. **Adv. Space Res.**, v. 12, n. 6, p. 187-199, 1992.

LU, W.; FRITTS, D. C. Spectral Estimates of Gravity Waves Energy and Momentum Fluxes. Part III: Gravity Wave-Tidal Interactions. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 50, n. 22, p. 3714–3727, 1993.

MACDOUGALL, J. W.; GRANT, I. F.; SHEN, X. The Canadian Advanced Digital Ionosonde: Design and Results. **URSI INAG Ionospheric Station Inf. Bulletin**, UAG-104, 1995. Disponível em: [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/publications/stp\\_uag/uag\\_numbered/uag-104.pdf](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/publications/stp_uag/uag_numbered/uag-104.pdf). Acesso em: mar. 2013.

MEDEIROS, A. F. **Observações de Ondas de Gravidade Através do Imageamento da Aeroluminescência**. Tese (Doutorado em Ciência Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP. 2001.

MEDEIROS, A. F. et al. An investigation of gravity wave activity in the low-latitude upper mesosphere: Propagation direction and wind filtering. **Journal of geophysical research**, v. 108, n. D14, p.4411, 2003. doi:10.1029/2002JD002593.

WANG M. et al. Monitoring Global Traveling Ionospheric Disturbances Using the Worldwide GPS Network During the October 2003 Storms. **Earth Planets Space**, v. 59, p. 407-419. 2007.

MITRA, S.K. **The Upper Atmosphere**. Institute of Radio Physics and Electronics. Calcutta :University College of Science, 1952.

MOOR, L. P. **Estudo das Irregularidades Ionosféricas da Região F Durante um Período de Atividade Solar Mínima**. Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) – Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, São José dos Campos, 2011.

MUELLA, M. T. A. H. **Ionossonda e Digissonda: História do Desenvolvimento, Evolução, Técnica e Metodologias**. Trabalho (Monografia apresentada como parte das exigências da disciplina de Instrumentação de Geofísica Espacial) Mestrado em Geofísica Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, 2003.

MUELLA, M. T. A. H. **Ventos Termosféricos Meridionais Inferidos por meio de Sondagens Ionosféricas**. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP. 2004.

MURAYAMA, Y.; TSUDA, T.; FUKAO, S. Seasonal Variation of Gravity Wave Activity in the Lower Atmosphere Observed with MU Radar. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D11, p.23,057-23,069, Nov. 1994.

NAKAMURA, T. et al. Seasonal Variations of Gravity Wave Structures in OH airglow with a CCD Imager at Shigaraki. **Earth Planets Space**, v. 51, p. 897–906, 1999.

NAPPO, C. J. **An Introduction to Atmospheric Gravity Waves**. San Diego, Calif.: Academic, 2002. (International Geophysics Series, v.85).

NIELSEN, K. et al. Climatology of Short-Period Mesospheric Gravity Waves Over Halley, Antarctica (76°97'02S, 27 °97'02W). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 71, p. 991–1000, 2009.

OLIVEIRA, V. K. **Estudo da Propagação de Ondas de Gravidade na Ionosfera em Baixas Latitudes usando Técnicas de Rádio sondagem.** Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) – Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, São José dos Campos, 2007.

OLIVER, W. L.v et al. A Climatology of F Region Gravity Wave Propagation Over the Middle and Upper Atmosphere Radar. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A7, p. 499-512, Jul. 1997.

PAULINO, I. **Estudo da Propagação de ondas de gravidade na Termosfera-Ionosfera.** Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP. 2012.

PILLAT, V. G.; ABALDE, J. R. **Calibração da lente do fotômetro imageador utilizando o programa UASDA: Univap All Sky Data Analysis.** In: IV ENCONTRO LATINO AMERICANO DE PÓS-GRADUAÇÃO, 4., 2004, São José dos Campos. **Anais...** São José dos Campos: Univap, 2004. v. 1. p. 192-196.

PILLAT, V. G. **Estudo da Ionosfera em Baixas Latitudes Através do Modelo Computacional Lion e Comparação com Parâmetros Ionosféricos Observados.** Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) – Universidade do Vale do Paraíba, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento, São José dos Campos, 2006.

PILLAT, V. G.; GUEDE, J. R. A.; FAGUNDES, P. R. **Programa para análise de imagens dos fotômetros imageadores: UASDA - Univap All Sky Data Analysis.** In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE SENSORIAMENTO REMOTO, 14., 2009, Natal. **Anais...** São José dos Campos: INPE, 2009. p. 1691-1698.

RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. **Introduction to Ionospheric Physics.** New York: Academic Press, 1969.

SALBY, M. L. **Fundamentals of Atmospheric Physics.** San Diego, Calif.: Academic Press, 1996.

SATO, K. et al. On the Origins of Mesospheric Gravity Waves. **Geophysical Research Letters**, v. 36, n. L19801, 2009. DOI:10.1029/2009GL039908.

SAULI, P. et al. Detection of the Wave-Like Structures in the F-Region electron Density: Two Station Measurements. **Stud. Geophys. Geod.**, v. 50, p. 131-146, 2006.

SETTY, C. S. G. K.; GUPTA, A. B.; NAPGAL, O. P. Ionospheric Response to Internal Gravity Waves Observed at Delhi. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, p.1351-1361, 1973.

SHIOKAWA, K. et al. Imaging Observations of the Equatorward Limit of Midlatitude Traveling Ionospheric Disturbances. **Earth Planets Space**, v. 54, p. 57-62, 2002.

SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T. Propagation Characteristics of Nighttime Mesospheric and Thermospheric Waves Observed by Optical Mesosphere Thermosphere Imagers at Middle and Low Latitudes. **Earth Planets Space**, v. 61, p. 479–491, 2009.

SHUNK, R. W.; NAGY, A. **Ionospheres: Physics, Plasma Physics and Chemistry**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

SNIVELY, J. B.; PASKO, V. P. Breaking of Thunderstorm-generated Gravity Waves as a Source of Short-Period Ducted Waves at Mesopause Altitudes. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 24, p. 2254, 2003. DOI: 10.1029/2003GL018436,

DE, S. S. et al. Heating of the Auroral Ionosphere by Traveling Ionospheric Disturbances Initiated by Atmospheric Gravity Waves. **Annals of Geophysics**, v. 53, n.2, p. 33-37. 2010. DOI: 10.4401/ag-4717.

SWENSON, G.R.; LIU, A.Z. A Model for Calculating Gravity Wave Energy and Momentum Flux in the Mesosphere from OH Airglow. **Geophysical research letters**, v. 25, n. 4, p. 477-480, Feb. 1998.

SWENSON, G.R.; ALEXANDER, M.J.; HAQUE, R. Dispersion Imposed Limits on Atmospheric Gravity Waves in the Mesosphere: Observations from OH Airglow. **Geophysical research letters**, v. 27, n. 6, p. 875-878, 2000.

SWENSON, G. R.; LIU A. Z.; TANG, J. High Frequency Atmospheric Gravity Wave Damping in the Mesosphere. **Advances in Space Research**, v. 32, n. 5, p. 785–793, Sep. 2003, DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00399-5.

TAORI, A. et al. Simultaneous Mesosphere-Thermosphere-Ionosphere Parameter Measurements Over Gadanki (13,5°N, 79,2 °E): First Results. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, n.A07308, 2011. doi:10.1029/2010JA016154.

TASCIONE, T. F. **Introduction to the Space Environment**. Malabar: Orbit book company, 1988.

TAYLOR, H. J.; HAPGOOD, M. A. On the Origin of Ripple-Type Wave Structure in the OH Nightglow Emission. **Planet Science**, v. 38, n. 11, p.1421-1430, 1990.

TAYLOR, M. J. et al. Evidence of Preferential for Gravity Wave Propagation Due to Wind Filtering in the Middle Atmosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 98, n. A4, p. 6047-6057, Apr. 1993.

TAYLOR, M. J.; FRITTS, D. C.; ISLER, J. R. Determination of Horizontal and Vertical Structure of a Unusual Pattern of Short Period Gravity Waves Images During ALOHA-93. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 20, p. 2837-2840, Oct. 1995.

TAYLOR, M. J. et al. Possible Evidence of Gravity Wave Coupling Into the Mid-Latitude F Region Ionosphere During the SEEK. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 11, p. 1801-1804, June 1998. DOI:10.1029/97GL03448

TAYLOR, Michael J. et al. Recent progress in mesospheric gravity wave studies using nightglow imaging system. **Rev. Bras. Geof.**, São Paulo, v. 25, 2013. Available from <[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S0102-261X2007000600007&lng=en&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-261X2007000600007&lng=en&nrm=iso)>. access on 12 Mar. 2013. <http://dx.doi.org/10.1590/S0102-261X2007000600007>.

TAYLOR, M. J. et al. Characteristics of Mesospheric Gravity Waves Near the Magnetic Equator, Brazil, During the SpreadFEx Campaign. **Ann. Geophys.**, v. 27, p. 461-472, 2009.

TOHMATSU, Takao. **Compendium of aeronomy**. Tokyo: Terrapub, 1990. 509P (Developments in earth and planetary sciences, 07)

TSUGAWA, T. et al. Damping of Large-Scale Traveling Ionospheric Disturbances Detected with GPS Networks During the Magnetic Storm. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n.A3, p. 1127, 2003. Doi:10.1029/2002JA009433.

VADAS, S. L AND D. C. FRITTS. Thermospheric Responses to Gravity Waves: Influences of Increasing Viscosity and Thermal Diffusivity. **J. Geophys. Res.**, v. 110, D15103, 2005. doi:10.1029/2004JD005574,

VARGAS, F. **Investigação do Fluxo de Momento das Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera Através da Aeroluminescência**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP. 2007.

VARGAS, F. et al. Gravity Wave Amplitudes and Momentum Fluxes Inferred from OH Airglow Intensities and Radar Winds During SpreadFEx. **Ann. Geophys.**, v. 27, p. 2361-2369, 2009.

VINCENT, R. A. Gravity-Wave Motions in the Mesosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 46, n. 2, p. 119-128, 1984.

VINCENT, R. A. Gravity Wave Coupling from Below: A Review. In: TSUDA, Toshitaka, (ed.) et al. **Climate and Weather of the Sun-Earth System (VAWSES)**: Selected Papers from the 2007 Kyoto Symposium. Tokyo: TERRAPUB, 2009. Disponível em: <<http://www.terrapub.co.jp/onlineproceedings/ste/CAWSES2007/>>. Acesso em; mar. 2013

WALTERSCHEID, R. L.; HICKEY, M. P. Group Velocity and Energy Flux in the Thermosphere: Limits on the Validity of Group Velocity in a Viscous Atmosphere. **Journal of geophysical research**, v. 116, n. D12101, 2011. doi: 10.1029/2010JD014987,

WRASSE, C. M.; **Estudos de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP. 2005.

WRASSE, C. M. et al. Mesospheric Gravity Waves Observed Near Equatorial and Low-Mid Latitude Stations: Wave Characteristics and Reverse Ray Tracing Results. **Ann. Geophys.**, v. 24, p. 3229-3240, 2006.

WRASSE, C. M. et al . Determinação dos parâmetros de ondas de gravidade através da análise espectral de imagens de aeroluminescência. **Rev. Bras. Geof.**, São Paulo, v. 25, n. 3, Sept. 2007a. Available from <[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S0102-261X2007000300003&lng=en&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-261X2007000300003&lng=en&nrm=iso)>. access on 14 Mar. 2013. <http://dx.doi.org/10.1590/S0102-261X2007000300003>.

WRASSE, C. M. et al . Ondas de gravidade na estratosfera terrestre inferida através da técnica de rádio ocultação de GPS. **Rev. Bras. Geof.**, São Paulo, 2007b. Available from <[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S0102-261X2007000600008&lng=en&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-261X2007000600008&lng=en&nrm=iso)>. access on 14 Mar. 2013. <http://dx.doi.org/10.1590/S0102-261X2007000600008>.

YANG, G. Gravity Wave Parameters and Their Seasonal Variations Derived from Na Lidar Observations at 23°S. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. D21107, 2006. DOI:10.1029/2005JD006900.