



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ESTUDO DE ONDAS DE GRAVIDADE OBSERVADAS NA EMISSÃO DO OI630 nm
DA AEROLUMINESCÊNCIA NOTURNA

Gleuson Lima Maranhão

CAMPINA GRANDE

- Fevereiro 2016 -

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ESTUDO DE ONDAS DE GRAVIDADE OBSERVADAS NA EMISSÃO DO OI630 nm
DA AEROLUMINESCÊNCIA NOTURNA

Gleuson Lima Maranhão

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Campina Grande, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Física.

Área de Concentração: Alta Atmosfera

Orientadores:

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Prof. Dr. Igo Paulino da Silva

CAMPINA GRANDE

- Fevereiro 2016 -

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

M311e Maranhão, Gleuson Lima.
Estudo de ondas de gravidade observadas na emissão do OI630 nm da aeroluminescência noturna / Gleuson Lima Maranhão. – Campina Grande, 2016.
69f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia.
"Orientação: Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros, Prof. Dr. Igo Paulino da Silva".

1. Ondas de Gravidade. 2. OI630 nm (Aeroluminescência Noturna). 3. Aeroluminescência - Imagens. I. Medeiros, Amauri Fragoso de. II. Silva, Igo Paulino da. III. Título.

CDU 551.511.31 (043)

ESTUDO DE ONDAS DE GRAVIDADE
OBSERVADAS NA EMISSÃO DO OI630 NM DA
AEROLUMINESCÊNCIA NOTURNA

GLEUSON LIMA MARANHÃO

Aprovada em _____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Prof. Dr. Igo Paulino da Silva

Orientadores

Prof. Dr. Fernando Celso Perin Bertoni

Examinador Externo

Prof. Dr. Danievertton Meretti

Examinador Interno

”As nuvens mudam sempre de posição, mas são sempre nuvens no céu. Assim devemos ser todo dia, mutantes, porém leais com o que pensamos e sonhamos; lembre-se, tudo se desmancha no ar, menos as pensamentos.”

Paulo Beleki

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço a meus pais, Moacir e Maria do Socorro pela educação e sempre me deram motivos para acreditar no meu potencial. Também sou grato os meus irmãos, Gleide e Gleuydson, pelo incentivo, amizade e ajuda sempre que precisei.

Aos Professores Dr. Amauri Fragoso de Medeiros e Dr. Igo Paulino da Silva pela orientação na realização deste trabalho

Meus sinceros agradecimentos ao Professor Dr. Igo Paulino da Silva da Unidade Acadêmica de Física-UFCG pela colaboração, sempre que precisei foi bem atencioso.

Ao Professor Dr. Ricardo Arlen Buriti da Unidade Acadêmica de Física-UFCG pela sua colaboração neste trabalho e também por ter fornecido os dados dos ventos.

Aos Professores Dr. Jonh W. Meriwether da Universidade de Clemson e Dr. Jonathan J. Makela da Universidade de Illinois em Urbana-Champaign pelos dados coletados pelo interferômetro Fabry-Perot.

Ao aluno da graduação José André e o aluno da Pós-Graduação Solomon Otoo Lomotey, ambos da Unidade Acadêmica de Física -UFCG, pelas suas colaborações nesse trabalho.

Aos colegas de curso e amigos da UFCG que de alguma forma contribuíram para a realização desse trabalho.

À CAPES pela concessão da bolsa de mestrado.

Aos meus pais e irmãos.

Lista de Figuras

1.1	Ilustração das camadas da atmosfera terrestre de acordo com o perfil de temperatura.	3
2.1	As regiões do espectro de frequência para três tipos de ondas (Gravidade, Evanescente e Acústica).	13
2.2	Ilustração de uma onda de gravidade simples.	14
2.3	Ilustração de uma onda de gravidade aproximando de um nível crítico. . .	15
2.4	Perfil do número de onda vertical ilustrando a condição de ducto e também as regiões onde as ondas podem ser propagantes e evanescentes.	16
2.5	-(a) exemplo de onda de gravidade tipo banda, registrada na emissão do OH NIR (b) exemplo de onda de gravidade tipo ripple, registrada da emissão do OI 557,7 nm.	20
2.6	-Exemplo de onda tipo escada, registrada da emissão do OH.	20
2.7	-Exemplo de uma pororoca observada em Cachoeira Paulista. (a) emissão OI557,7 nm e (b) emissão do OH.	21
3.1	Ilustração de um imageador e alguns de seus componentes.	25
3.2	Ilustração do sistema óptico do imageador, que é utilizado para focalizar as emissões ópticas da aeroluminescência sobre o dispositivo CCD.	26
3.3	Ilustração dos componentes de um Interferômetro Fabry-Perot.	29
3.4	Ilustração de uma foto do Sky Scanner do Fabry-Perot localizado em São João do Cariri.	30
3.5	Duas placas planas transparentes possuem uma superfície refletora de 77% da transmissão da luz.	31
3.6	Ilustração das múltiplas reflexões para produzir interferência num interferômetro Fabry-Perot.	32

3.7	Ilustração do comportamento da função de Airy para diferentes valores de refletância(R).	34
3.8	Ilustração de interferência para a emissão do OI 630,0 nm registrada em Cajazeiras.	35
3.9	Ilustração da sequência do pré-processamento das imagens da aeroluminescência.	39
3.10	Imagem da camada de emissão do oxigênio atômico (OI630,0 nm) na noite de 21 de Abril de 2012.	41
3.11	Imagem em coordenada geográfica com as estrelas removidas, mapeada para uma área de 1536X1536 km.	42
3.12	Amplitude do espectro cruzado médio referente a uma sequência de 10 imagens.	42
3.13	Perfil do comportamento do vento médio zonal medidos para os meses de maio (a), junho (c), julho (e) e agosto (g).	45
3.14	Perfil do comportamento do vento médio meridional medidos para os meses de maio (b), junho (d), julho (f) e agosto (h).	46
3.15	Perfil do comportamento do vento horizontal na região termosfera-ionosfera, obtidos para às 02:00 UT do dia 24 de julho de 2012.	47
4.1	Histograma referentes aos comprimentos de onda horizontais.	52
4.2	Histograma referente aos períodos observados das ondas de gravidade de média escala.	53
4.3	Velocidade de fase horizontal das ondas de gravidade de média escala.	55
4.4	Histograma para os períodos intrínsecos.	58
4.5	Velocidade de fase horizontal intrínseca das ondas de gravidade de média escala.	59

Lista de Tabelas

3.1	Características dos filtros de interferência e altitudes médias das camadas da aeroluminescência.	27
3.2	Parâmetros da onda de gravidade observado em 21/04/2012	44
3.3	Ilustração do resumo de vento utilizando o IFP.	44
4.1	Parâmetros observados e intrínsecos das ondas de gravidade de média escala detectadas em São João do Cariri nas imagens do OI 630 nm.	50

Sumário

Agradecimentos	vii
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xii
Resumo	xv
Abstract	xvii
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Estrutura Vertical da Atmosfera Terrestre	2
1.2 Estudos Sobre Ondas de Gravidade, Um Breve Histórico	3
1.3 O Imageador Utilizado na Presente Dissertação	5
1.4 Objetivos	5
1.5 Estrutura da Dissertação	6
2 ONDAS DE GRAVIDADE	7
2.1 Teoria Linear das Ondas de Gravidade	7
2.2 Propagação de ondas de gravidade	12
2.3 Surgimento das Ondas de Gravidade.	16
2.4 Dissipação das Ondas de Gravidade na Termosfera	17
2.5 Observações de ondas de gravidade em imagens de aeroluminescência	18
2.6 Ondas de gravidade observadas no Brasil utilizando imageadores	19
3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	24
3.1 O Imageador	24
3.1.1 Descrição do Sistema Óptico do Imageador	25

3.1.2	Função do detector CCD (Charge CoupledDevice)	27
3.2	O instrumento Fabry-Perot	28
3.2.1	O Sky Scanner	29
3.2.2	Etalon	30
3.2.3	Geração de Interferência	31
3.2.4	Deslocamento Doppler	36
3.2.5	Alargamento Doppler	36
3.3	Metodologia de Análise de Imagens da Aeroluminescência	37
3.3.1	Pré-processamentos das imagens de aeroluminescência	37
3.3.2	Análise Espectral das Imagens de Aeroluminescência	39
3.3.3	Composição do banco de dados	44
3.3.4	Perfis de vento	45
3.3.5	Vento medido pelo interferômetro Fabry-Perot	45
3.3.6	Determinação dos Parâmetros Intrínsecos	46
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	49
4.1	Parâmetros das ondas de gravidade	49
4.1.1	Parâmetros observados	51
4.1.2	Parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade de média escala.	57
5	CONCLUSÕES	61
5.1	Sugestões Para Trabalhos Futuros	62
	Referências Bibliográficas	63

Resumo

Este trabalho analisa os parâmetros horizontais observados e intrínsecos (período, comprimentos de onda e velocidade de fase) de ondas de gravidade periódicas detectadas na emissão do OI630 nm da aeroluminescência noturna. As observações foram realizadas em São João do Cariri (coordenadas geográficas: $7.4^{\circ}S$; $36.5^{\circ}W$, coordenadas geomagnéticas: $0.480^{\circ}N$; $35.8^{\circ}E$). Foram observadas 51 ondas de gravidade entre setembro de 2011 e abril de 2015 utilizando um imageador de aeroluminescência. Foi possível estudar os parâmetros de 31 delas utilizando o método de análise espectral. As características espectrais dessas ondas se assemelharam com observações feitas em outras localidades, i.e., os períodos observados ficaram bem distribuídos entre 12 e 30 min, os comprimentos de onda horizontais entre 90 e 180 km e as velocidades de fase observadas entre 30 e 180 m/s. A maioria das ondas observadas apresentou direção de propagação para leste e nordeste. Medidas simultâneas de vento termosférico feitas por dois interferômetros Fabry-Perot, instalados em São João do Cariri e Cajazeiras (coordenadas geográficas: $6.9^{\circ}S$; $38.5^{\circ}W$, coordenadas geomagnéticas: $01.49^{\circ}N$; $33.4^{\circ}E$), também foram utilizadas para estimar os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade. O vento termosférico apresentou direção de escoamento predominantemente para sudeste. Os períodos observados das ondas de gravidade apresentaram mudanças, principalmente, entre 18 e 30 min comparados com os períodos intrínsecos. Todas as ondas com direção de propagação para norte e noroeste apresentaram redução na velocidade de fase horizontal observada quando comparadas com a velocidade de fase intrínseca. Da mesma forma, a maior parte das ondas com direção de propagação para nordeste apresentou redução na velocidade de fase observada. Por outro lado, a maioria das ondas com direção de propagação para sudeste apresentou aumento na velocidade de fase observada. Já para as ondas propagantes para leste, todas apresentaram aumento na velocidade de fase observada.

Palavras-chave: Ondas de gravidade, Imagens de aeroluminescência, Emissão do

OI630 nm, Parâmetros das ondas de gravidade.

Abstract

In this work, observed and intrinsic parameters (period, wavelength and phase speed) of gravity waves were studied using OI 630.0 nm airglow measurements. Those waves were observed at São João do Cariri (geographic coordinates: 7.4° S; 36.5° W, geomagnetic coordinates: 0.48° N, 35.8° L). A total of 51 gravity waves events were observed from September 2011 to April 2015 using an all sky airglow imager. Intrinsic parameters of 31 gravity waves were estimated using spectral analysis. The spectral characteristics of the waves are in agreement with observations made in other places around the world, i.e., the observed periods range between 12 and 30 minutes, the horizontal wavelengths from 90 to 180 km and the observed phase speed were from 30 to 180 m/s. Most of the observed waves showed the propagation direction to the east and northeast. Simultaneous measurements of the atmospheric wind made by two Fabry-Perot Interferometers, deployed at São João do Cariri and Cajazeiras (geographic coordinates: 6.9° S; 38.5° W, geomagnetic coordinates: 01.49° N; 33.41° L), were also used to estimate the intrinsic parameters of the gravity waves. The thermospheric wind blows predominantly to the southwest. The observed periods of the gravity waves showed changes, mainly between 18 and 30 min as compared to the intrinsic ones. All of the waves that had propagation direction to the north and northwest decreased their horizontal observed phase speed when they are compared to the intrinsic phase speed. Furthermore, most of the waves propagating to the northeast decreased their observed phase speed. On the other hand, most of the waves propagating to the southeast increased the observed phase speed. Thus, all of the waves propagating eastward had the observed phase speed increased.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Na atmosfera terrestre está sempre acontecendo importantes fenômenos físicos e químicos. Dessa forma, é de grande importância estudá-la, só assim, é possível monitorar as mudanças que nela ocorrem. Por exemplo, a região da média atmosfera (MLT), localizada entre 80 e 100 km de altura, é uma região rica em interação fotoquímica e dinâmica, nessa região encontra-se várias camadas de aeroluminescência, camadas essas de grande importância para os estudos das ondas de gravidade.

Luz proveniente advinda do céu noturno, aeroluminescência noturna, vem sendo observadas durante muitos anos. Nas últimas décadas, utilizando equipamentos sofisticados, foi possível investigar as propriedades deste fenômeno. Estes estudos revelaram a existência de diversas emissões noturnas, que são resultados de reações de quimiluminescência na alta atmosfera. Muitas dessas emissões acontecem na região da MLT.

As primeiras emissões a serem estudadas foram às linhas de emissão no visível do oxigênio atômico (OI557,7 nm) e o sódio (NAD) centrada em 589,2 nm, as quais possuem pico de emissão aproximadamente 96 e 90 km respectivamente. Em seguida, uma nova camada de emissão na banda da hidroxila (OH) foi descoberta, com pico de emissão aproximadamente de 87 km. Estudos realizados, utilizando fotômetro, revelaram que estas camadas de emissão não eram uniformes, elas apresentavam certas irregularidades, as quais passaram a ser chamadas de estruturas. Em alguns casos a intensidade de emissão variava ordenadamente, a qual apresentava um comportamento semelhante ao movimento de ondas. Com o aperfeiçoamento dos equipamentos utilizados para observar emissões de aeroluminescência, revelaram que estes movimentos de ondas são causados por passagem de ondas internas de gravidade de curto período através da camada de emissão. As ondas

de gravidade são geradas na atmosfera terrestre quando uma parcela de ar é perturbada do seu equilíbrio. Observações da aeroluminescência noturna na região da MLT, utilizando imageadores, tem sido bastante usada para o estudo da ocorrência, propagação e dissipação das ondas de gravidade. Estes estudos mostram que as ondas de gravidade são as maiores causadoras de perturbação de mesoescala na atmosfera. A maioria das fontes geradoras de ondas de gravidade encontra-se na região da troposfera terrestre, são elas: convecções térmicas, efeitos orográficos e cisalhamento do vento local (Gardner, 1995). Estas ondas apresentam importante papel na dinâmica da baixa e alta atmosfera.

1.1 Estrutura Vertical da Atmosfera Terrestre

Supõe-se que a atmosfera terrestre tenha cerca de 1000 km de espessura, com 99% de sua densidade concentrada na camada inferior até vinte quilômetros de altitude. Em altitudes superiores a vinte quilômetros o ar se torna rarefeito e perde a homogeneidade de sua composição, de modo que na camada da exosfera, moléculas isoladas de gases escapam à ação do campo gravitacional terrestre.

A atmosfera da terra é dividida em camadas de acordo com as suas características térmicas, conforme mostra a Figura 1.1. Para cada camada da atmosfera terrestre a temperatura muda com relação à altitude, apresentando aumento ou decréscimo. A atmosfera da terra é dividida em:

Troposfera, que é a camada mais baixa e apresenta um decréscimo na temperatura com altitude, é também a região de interesse meteorológico onde ocorrem intensas convecções.

Estratosfera, exibindo um aumento de temperatura com altitude é nessa região onde encontra-se a camada de ozônio, camada essa de extrema importância para a manutenção da vida terrestre.

Mesosfera, a temperatura decresce com altitude, é uma região de grande interesse para estudos, pois nessa região localiza-se várias camadas de aeroluminescência (OH, Na, O₂ e OI 557,7 nm) e a partir das quais podem-se observar e investigar a atividade de ondas de gravidade.

Termosfera, a temperatura nessa região aumenta rapidamente com altitude podendo atingir de 500 a 2000 K, conforme seja a atividade solar. Nesta região é onde

acontece a emissão da aeroluminescência na linha vermelha do oxigênio OI630 nm.

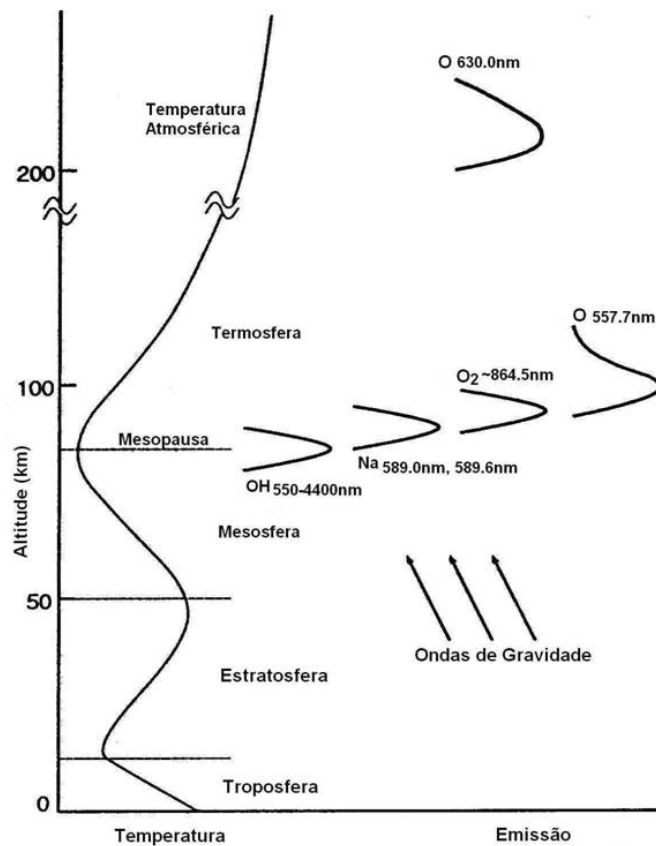


Figura 1.1: Ilustração das camadas da atmosfera terrestre de acordo com o perfil de temperatura.

Fonte: Adaptada de Maekawa (2000, p.04).

1.2 Estudos Sobre Ondas de Gravidade, Um Breve Histórico

Os estudos sobre ondas de gravidade na alta atmosfera tiveram início nos anos 50, a partir de observações de perfis irregulares do vento nesta região da atmosfera. Hines(1960) explicou que esses ventos não eram tão irregulares assim, era resultado de uma soma de modos de propagação de ondas internas, provocado pelo balanço de duas forças: a força de gravidade e o gradiente de pressão.

A partir de então, vários estudos sobre ondas de gravidade se iniciaram para tentar entender a sua influência na dinâmica da atmosfera. No início dos anos 80 ainda era limitado o conhecimento a respeito de onda de gravidade na média e alta atmosfera. Sabia-se que elas poderiam transportar energia e momento, conseqüentemente, poderiam influenciar na turbulência e mistura de uma determinada camada atmosférica, e provocar mudanças na velocidade do vento médio e na temperatura (Fritts, 1984). Porém pouco se sabia sobre as fontes de geração, o comportamento ao se propagarem com respeito à altitude, a transferência de energia para a atmosfera, e o processo de interação com outras ondas e com a atmosfera. Isso porque não havia instrumentos de pesquisa e métodos computacionais para estudar tais processos.

Lindzen (1981) estudou os aspectos das interações de ondas de gravidade com o fluxo médio, ele relatou que as ondas de gravidade com escalas horizontais aproximadamente a 1000 km eram responsáveis pela transferência de momento para a atmosfera.

Em seguida, Vicent e Reid (1983) e Meek et al. (1985) estudaram as escalas e as velocidades das ondas de gravidade e mostraram que as ondas com comprimento de onda de menores escala, aproximadamente a 100 km, eram mais importantes na transferência de momento para a atmosfera.

Seguindo a mesma linha de raciocínio do trabalho de Lindzen (1981), outros pesquisadores surgiram com novas ideias para tentar explicar a quebra de onda de gravidade e conseqüentemente a possível transferência de energia e momento na atmosfera. Estudos realizados por Weinstock (1984, 1985, 1986) sugeriram que o principal mecanismo para o processo de quebra de ondas de gravidade era a interação de onda a onda. Já estudos realizados por Fritts e Dunkerton (1985), aplicando técnicas de simulação numérica mostraram que as instabilidades convectivas eram mais importantes do que os processos ondas a ondas.

Nas últimas décadas, novas técnicas experimentais, métodos computacionais, e melhorias nas modelagens numéricas foram empregadas para melhor entender as ondas de gravidade em vários aspectos. Por exemplo: processo de instabilidade dinâmica, propagação vertical, variações verticais, sazonais e geográficas das ondas de gravidade só são possíveis de entender por meios de métodos observacionais. Já por meios de estudos numéricos é possível estudar as características de possíveis fontes de ondas e suas escalas, estruturas espectrais e transferência de energia, interação onda a onda e interação com o

escoamento básico.

Utilizando técnicas observacionais do fenômeno da aeroluminescência é possível registrar imagens de grandes dimensões horizontais (aproximadamente 700 km de raio na região da MLT). Ondas de gravidade que possuem comprimentos de onda horizontal inferior a 80 km são conhecidas como ondas de gravidade de pequena escala (do Inglês, Small, Scale Gravity Waves). Já para ondas de gravidade que seu comprimento de onda horizontal se estende até algumas centenas de quilômetros, elas são conhecidas de Média Escala (do Inglês, Medium-Scale Gravity Waves). Quanto maior for o comprimento de onda vertical maior é a possibilidade de elas atingirem altitudes mais elevadas.

1.3 O Imageador Utilizado na Presente Dissertação

O imageador utilizado nesta Dissertação é muito semelhante ao imageador da Universidade Estadual de Utah usado no trabalho de Medeiros (2001). Este equipamento possui um campo de visão de 180° do céu noturno. Possui uma roda composta de cinco filtros, um sistema mecânico faz com que a roda gire para as posições dos filtros que foram inseridos para o experimento. Os filtros mais comuns usados para estudar a dinâmica da MLT são: OI557,7 nm; OI630,0 nm, OI777,4 nm, OH NIR; $O_2(0,1)$ e fundo luminoso. Nesta dissertação foi utilizado apenas o filtro do OI630,0 nm.

Uma das vantagens da utilização do imageador para observar ondas de gravidade é a combinação da alta resolução espacial com a alta resolução temporal na visualização de uma grande área horizontal. E a desvantagem é que requerem boas condições do tempo e só pode ser realizadas à noite.

São João do Cariri é um lugar ideal para se observar eventos de fenômenos de ondas de gravidade utilizando o imageador, pois é uma cidade do interior da Paraíba que quase não chove em todas as estações do ano, sendo assim, o céu fica limpo de nuvens quase todo o ano e também por ter poucos habitantes na cidade esse lugar é livre de poluição de luzes.

1.4 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho foi analisar os parâmetros das ondas de gravidade de média escala sobre São João do Cariri (coordenadas geográficas: 7,4° S; 36,5°

W, coordenadas geomagnética: 0.480° N, 35.8° L), observando a emissão do OI630,0 nm da aeroluminescência noturna através de um imageador de céu completo, no período de setembro de 2011 a abril de 2015. Através da aplicação de análise da Transformada de Fourier Discreta em Duas Dimensões (2D-DFT), os parâmetros horizontal observados dessas ondas de gravidade foram estimados e analisados. Os resultados mostram semelhanças entre as características dos eventos com observações realizadas em outras localidades. Além das observações de imagens de aeroluminiscência, foi necessário coletar dados de vento, esses dados foram coletados a partir de dois interferômetros Fabry-Perot (PFI) instalados em São João do Cariri e Cajazeiras (coordenadas geográficas: 6.9° S; 38.5° W, coordenadas geomagnéticas: 01.49° N; 33.41° L), a partir destes dados os parâmetros intrínsecos das ondas foram calculados.

1.5 Estrutura da Dissertação

O presente trabalho está estruturado em cinco capítulos. No **Capítulo 2** são apresentados os estudos das ondas de gravidade, tais como: teoria linear, propagação de ondas de gravidade na atmosfera, surgimento das ondas de gravidade, dissipação das ondas de gravidade na termosfera, observações de onda de gravidade em imagens de aeroluminescência e ondas de gravidade observadas no Brasil utilizando imageador.

O **Capítulo 3** apresenta a descrição dos equipamentos utilizados para observar e estudar as ondas de gravidade, e também a descrição da metodologia empregada para determinar os parâmetros das ondas de gravidade. O **Capítulo 4** apresenta os resultados e discussões. E por fim, o **Capítulo 5** apresenta as conclusões e perspectivas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

ONDAS DE GRAVIDADE

Neste capítulo serão apresentados os estudos das ondas de gravidade de média escala, como: Teoria Linear, Propagação de ondas de gravidade na atmosfera, surgimento das ondas de gravidade, dissipação das ondas de gravidade na termosfera, observações de ondas de gravidade em imagens de aeroluminescência, e por fim, ondas de gravidade observadas no Brasil utilizando imageador.

2.1 Teoria Linear das Ondas de Gravidade

Ondas de gravidade são geradas por perturbações que ocorrem em uma parcela de fluido atmosférico, capaz de desestabilizar o equilíbrio hidrostático dessa parcela. Essas perturbações são provocadas por duas forças: a força de gravidade e o gradiente de pressão. Ondas de gravidade podem apresentar períodos de oscilações da ordem de minutos a horas e escala espacial de alguns quilômetros até centenas de quilômetros. Elas propagam-se ascendentemente na atmosfera e crescem em amplitude devido ao decréscimo da densidade atmosférica. Ao se propagarem na atmosfera podem se aproximar de uma região conhecida de nível crítico, no qual transferem energia e momento para o fluxo básico. Com isso podem provocar as seguintes mudanças: turbulência, aceleração do fluxo médio, instabilidade dinâmica e na temperatura.

Para movimentos ondulatórios de pequenas amplitudes, as ondas de gravidade podem ser descritas por uma teoria de perturbação de primeira ordem, assim torna o tratamento matemático mais fácil.

Como a densidade atmosférica decai exponencialmente com a altitude, as ondas de

gravidade crescem em amplitude à medida que essas ondas se propagam verticalmente. Então, a teoria linear não é mais importante, neste caso, os termos não lineares devem ser considerados no conjunto de equações para que se possa ter uma descrição completa desse movimento (BEER, 1974).

Neste trabalho foi utilizada a descrição matemática do trabalho desenvolvido por Gossard e Hooke (1975) que descrevem o movimento atmosférico, no sistema de coordenadas cartesiano na qual, x representa a coordenada norte, y coordenada leste e z a coordenada vertical (para cima), as equações são as seguintes:

$$\left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right) + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{F}, \quad (2.1)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (2.2)$$

$$C_v \frac{dT}{dt} + p \frac{DT}{dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) = Q, \quad (2.3)$$

$$P = \rho RT. \quad (2.4)$$

A Equação 2.1 descreve a conservação do momento, representada pelo campo de velocidade $\vec{v} = (u, v, w)$; o termo $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ representa a força de Coriolis, em que $\vec{\Omega} = (\Omega_x, 0, \Omega_z)$ representa a velocidade angular da Terra e \vec{g} está representando a aceleração da gravidade. As variáveis P , ρ e F representam respectivamente a pressão atmosférica, a densidade e as forças externas. A Equação 2.2 é a equação de conservação da massa ou equação da continuidade, que representa a conservação de massa dentro de um volume arbitrário qualquer. A Equação 2.3 representa a conservação da energia, onde o termo C_v representa o calor específico a volume constante e Q é o calor externo recebido por unidade de massa e tempo. O termo $\frac{DT}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla$ é o operador de Stoke que representa a derivada total do sistema e o termo $p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right)$ representa o trabalho realizado por uma parcela de ar ao ser comprimida ou expandida. A Equação 2.4 é a equação dos gases perfeitos, que é aplicada para condições de ar seco, no qual R representa a constante dos gases ideais e T a temperatura.

Esse modelo de equações é válido tanto para ondas de gravidade quanto para ondas acústicas, e supondo que não há incompressibilidade do meio, pode-se tomar uma direção

de propagação qualquer sobre o plano horizontal. Sendo assim, o vetor velocidade torna-se $\vec{v}(u, 0, w)$.

Como pode ser visto, as equações acima são compostas de termos não lineares, dificultando os cálculos matemáticos. Para facilitar os cálculos, será empregada a teoria linear ou a teoria da perturbação de primeira ordem (estado básico + perturbado) nos parâmetros das Equações 2.1 a 2.3. Assim, como segue abaixo:

$$\vec{u} = \vec{u}_0 + \epsilon \vec{u}_1, \quad (2.5)$$

$$\vec{w} = \vec{w}_0 + \epsilon \vec{w}_1, \quad (2.6)$$

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \epsilon \vec{P}_1, \quad (2.7)$$

$$\vec{\rho} = \vec{\rho}_0 + \epsilon \vec{\rho}_1. \quad (2.8)$$

Os parâmetros que são representados pelo subscrito 0 da Equação 2.5 à Equação 2.8 indica o estado básico e os parâmetros representados pelo subscrito 1 indica o estado perturbado, o parâmetro de perturbação da onda (ϵ) é proporcional ao desvio do estado médio, depende só da altura.

Substituindo às Equações 2.5 à 2.8 nas Equações 2.1 à 2.3 obtém-se equações de primeira ordem:

$$\rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial t} = -\frac{\partial P_1}{\partial x}, \quad (2.9)$$

$$\rho_0 \frac{\partial w_1}{\partial t} = -\frac{\partial P_1}{\partial x} - \rho_1 g, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + w_1 \frac{\partial p_1}{\partial z} = C_s^2 \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + w_1 \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right), \quad (2.12)$$

em que C_s representa a velocidade do som que está relacionado com p_0 e ρ_0 por $C^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$ o parâmetro γ representa a relação entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante.

Admitindo que a solução para as equações acima seja do tipo onda plana, tem-se:

$$(U, V, W, P) = (u_0, v_0, w_0, p_0) \exp[i(\omega t - K_x x - K_y y - K_z z)] \quad (2.13)$$

Neste caso U, V, W, P são as quantidades perturbadas, ω é a frequência da onda e os parâmetros k_x e k_z correspondem o número de onda horizontal e vertical. Nesse trabalho considera-se o caso de uma atmosfera básica, sem viscosidade, sem difusividade, sem rotação da Terra como já foi dito anterior, mas, porém com cisalhamento na vertical. Então o conjunto de Equações 2.9 a 2.12 podem ser escrito da seguinte maneira:

$$\frac{DU}{Dt} + w \frac{\partial u_0}{\partial z} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{DV}{Dt} + w \frac{\partial v_0}{\partial z} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{\rho_s} \frac{1}{C_s^2} \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial U}{\partial x} + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \Gamma \right) w = 0, \quad (2.16)$$

$$\left(\frac{D^2}{Dt^2} + N^2 \right) W + \frac{1}{\rho_s} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \Gamma \right) P = 0. \quad (2.17)$$

O parâmetros ρ_s representa a densidade média do gás majoritário no estado básico a uma altura de referência e C_s representa a velocidade do som, já o parâmetros Γ representa a influência do gradiente de densidade nos termos inerciais, que é também conhecido como o coeficiente de Eckart, expresso por:

$$\Gamma = \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{C_s^2}. \quad (2.18)$$

Já o parâmetro N é a frequência angular de BrüntVäisälä, expresso por:

$$N^2 = -g \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{C_s^2} \right). \quad (2.19)$$

Por meio da aproximação hidrostática, $\rho \propto p \propto \exp\left(\frac{gz}{RT}\right)$, obtém uma expressão mais simples para a frequência de BrüntVäisälä, essa nova expressão será aproximada por:

$$N^2 = \frac{g^2}{RT} \left(1 - \frac{RT}{C_s^2} \right) = \frac{g^2}{RT} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right). \quad (2.20)$$

O operador de Stokes pode ser reescrito por:

$$\frac{D}{Dt} = ik [u(z) - c] = -i\omega, \quad (2.21)$$

em que, c representa a velocidade de fase da onda e ω a frequência angular ou aparente.

A frequência angular intrínseca $\hat{\omega}$ pode ser determinada por um observador que se desloca junto com o vento médio de fundo, que está associado à frequência angular ou aparente, da seguinte maneira:

$$\hat{\omega} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{u}. \quad (2.22)$$

Nesse caso o vetor \vec{k} representa o número de onda horizontal e o vetor \vec{u} representa o vento na horizontal.

No momento em que as ondas estão se movendo mais rápido que o vento, pode-se afirmar que, $\hat{\omega}$ é positivo, quando isso não acontece, $\hat{\omega}$ é negativo, no caso em que as soluções sejam proporcionais a $\exp[i(kx - \omega t)]$. Substituindo a Equação 2.21 nas Equações 2.16 e 2.17, pode-se eliminar P e U , e chegar à seguinte relação:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \left[\frac{N^2}{(u_0 - C)^2} - \frac{u_0''}{u_0 - c} - \frac{2\Gamma u_0}{u - c} - K_h^2 - \Gamma^2 \right] w = 0, \quad (2.23)$$

em que, $u_0'' = \frac{\partial^2 u_0}{\partial z^2}$

Desprezando os efeitos de compressibilidade (ondas acústicas), ou seja, $\Gamma = 0$, a Equação 2.23 é conhecida como equação de Taylor-Goldstein, que é o ponto de partida para a análise dos efeitos do cisalhamento e gradientes térmicos sobre o regime de propagação das ondas de gravidade. Dessa forma, tem-se

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \left[\frac{N^2}{(u_0 - C)^2} - \frac{u_0''}{u_0 - c} - K_h^2 \right] w = 0, \quad (2.24)$$

sendo N^2 e u_0 funções da altura variando lentamente. Nessas condições pode ser usada a conhecida aproximação WKB* que é utilizada para determinar a solução da equação de Taylor-Goldstein; portanto a equação de Taylor-Goldstein pode ser reescrita como segue abaixo:

$$m^2 = \left[\frac{N^2}{(u_0 - C)^2} - \frac{u_0''}{u_0 - c} - K_h^2 \right]. \quad (2.25)$$

no qual, $m = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ refere-se ao número de onda vertical e $K_h = \frac{2\pi}{\lambda_h}$ representa o número de onda horizontal.

2.2 Propagação de ondas de gravidade

A Equação 2.25 possui dois tipos de soluções, são elas: 1) para $m^2 > 0$, essas ondas são conhecidas como propagantes, pois essas ondas propagam-se livremente em função da altura; 2) No caso em que $m^2 < 0$ essas ondas são conhecidas como ondas evanescentes, ou seja, ondas que não podem se propagar na vertical.

Portanto, as ondas de gravidade podem ser classificadas de duas maneiras: Propagantes e evanescentes. As ondas propagantes possuem características de propagação tanto na horizontal quanto na vertical, enquanto que as ondas evanescentes se propagam apenas na horizontal. Com respeito às ondas propagantes, essas ondas incluem as ondas internas de gravidade, à medida que essas ondas se propagam verticalmente na atmosfera, sua amplitude aumenta, já que a densidade atmosférica decresce, assim, mantendo a conservação da energia.

As ondas de gravidade ocorrem em diferentes regiões do espectro de frequência. Para regiões de altas frequências ($\omega > \omega_a$), são denominadas ondas acústicas, já para regiões de baixas frequências ($\omega < \omega_g$), são denominadas pelas ondas internas de gravidade, onde, ω_a é a frequência de corte acústica e $\omega_g = N$ é a frequência de Brunt-Väisälä. Entre estas duas frequências ($\omega_g < \omega < \omega_a$), as ondas são denominadas evanescentes. A Figura 2.1 mostra as regiões do espectro de frequência onde as ondas internas de gravidade, as ondas acústicas e evanescentes se encontram.

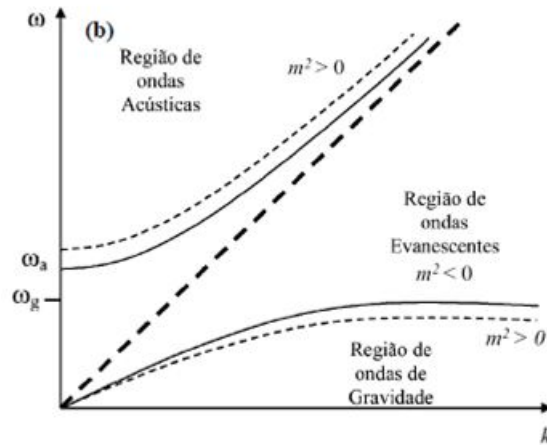


Figura 2.1: As regiões do espectro de frequência para três tipos de ondas (Gravidade, Evanescente e Acústica).

Fonte: Beer (1974, p.75)

A Figura 2.2 ilustra uma onda de gravidade simples. Para baixas frequências as partículas se movem perpendicularmente à direção de fase de propagação da onda e a energia se propaga em ângulo reto em relação à velocidade de fase. A amplitude da onda aumenta com a altitude, já que a densidade atmosférica diminui com a altitude, mantendo o fluxo de energia constante (Hargreaves, 1992).

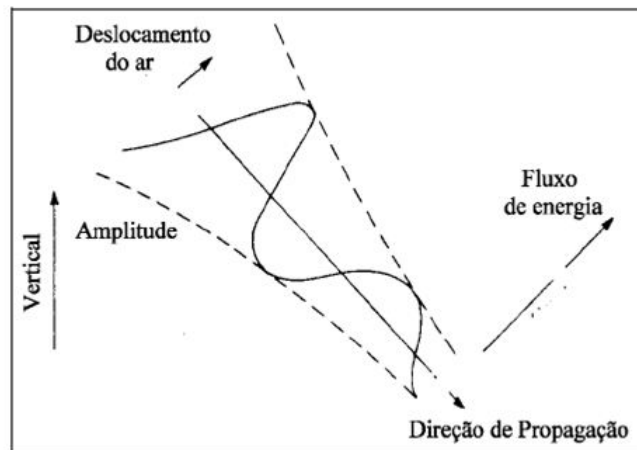


Figura 2.2: Ilustração de uma onda de gravidade simples.

Fonte: Adaptada de Hargreaves (1992, p.126)

Ao se propagarem na atmosfera, as ondas de gravidade podem encontrar uma região onde o vento médio possui a mesma velocidade de fase dessa onda, já que os ventos atmosféricos podem variar com a altitude. Essa região é denominada de nível crítico.

Esse nível crítico pode ser representado matematicamente pela singularidade na solução da equação de Taylor-Goldstein, Equação 2.24, isso ocorre quando a velocidade do vento médio, u_0 é igual à velocidade horizontal de fase da onda de gravidade $u_0(Z_0) = c$.

A Figura 2.3 ilustra o comportamento de uma onda de gravidade ao se aproximar de um nível crítico. Ao se aproximar do nível crítico, a frequência intrínseca da onda tende a zero ($\hat{\omega} \rightarrow 0$) fazendo com que o número de onda vertical tenda ao infinito ($m \rightarrow \infty$). Com isso a propagação vertical da onda passa a ser muito lenta, e também não consegue se propagar na horizontal. Sendo assim, elas serão rapidamente absorvidas.

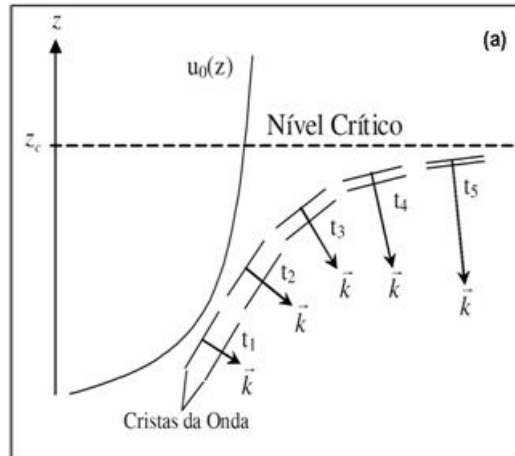


Figura 2.3: Ilustração de uma onda de gravidade aproximando de um nível crítico.

Fonte: Adaptada de Gossard e Hook, (1975, p.178).

Uma das principais causas que podem influenciar na propagação das ondas de gravidade está diretamente associada com a temperatura e o vento. Quando isso acontece pode causar reflexão das ondas ou também pode ocorrer a formação de canais onde essas ondas podem se propagar. Devido ao gradiente de pressão, estes canais passam a ser chamado de ducto térmico, ou, se for causado por gradiente de vento, pode ser chamado de ducto Doppler (ISLER et al., 1997). A partir da Figura 2.4 pode ser ilustrada uma condição de ducto, região de $m^2 > 0$ limitada por $m^2 < 0$. Se esse ducto permanece formado por um longo tempo e possuir uma extensão grande comparada com o comprimento de onda horizontal, a onda conseguirá se propagar por longa distância horizontal.

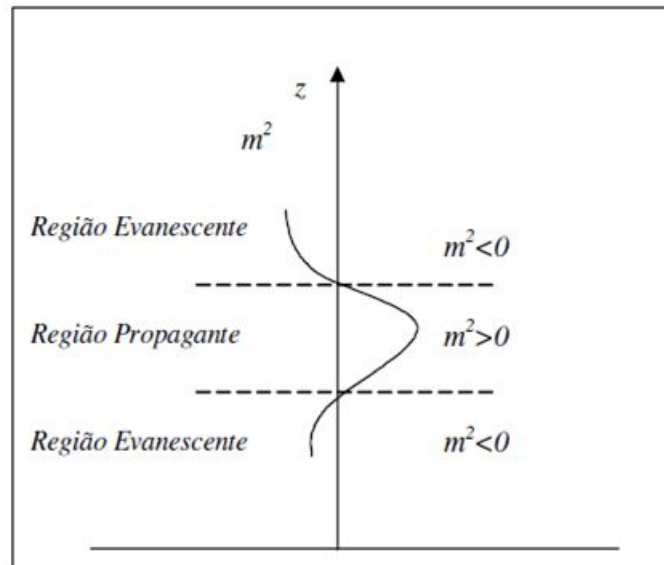


Figura 2.4: Perfil do número de onda vertical ilustrando a condição de ducto e também as regiões onde as ondas podem ser propagantes e evanescentes.

Fonte: Adaptada de Chimonas e Hines, (1986, p.1220).

2.3 Surgimento das Ondas de Gravidade.

Hines (1960) demonstra duas teorias para o surgimento das ondas de gravidade. A primeira afirma que as ondas de pequena escala na região da mesosfera eram resultado da energia vinda das oscilações de mares atmosférica. A segunda teoria era devida aos ventos que tinham origem na região da troposfera ou poderia ser também da região da estratosfera.

É de grande interesse entender as possíveis fontes de geração das ondas de gravidade, para isso, foram realizados vários estudos, o qual, mostraram que as possíveis fontes está fortemente associado com os efeitos orográficos, convecção térmica e também com o cisalhamento do vento local. Segundo FRITTS; ALEXANDER (2003), o surgimento das ondas de gravidade pode também ser influenciado em locais preferenciais ou por meio da dinâmica específica de larga escala. Para o caso das altas latitudes, as ondas de gravidade podem surgirem devido ao efeito Joule (TAYLOR; HAPGOOD, 1988).

Estudo realizado por Medeiros (2001) em Cachoeira Paulista (23°S, 45°W), utilizando imagens de satélites e dados de um sensor de relâmpago Lightning Imaging Sensor

(LIS), a bordo do satélite Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM), associou o surgimento das ondas de gravidade com fortes regiões de convecção.

Wrasse (2004) estudou as possíveis fontes de geração das ondas de gravidade e o estudo da sua propagação. As ondas de gravidade na região mesosférica foram observadas pelo imageador de aeroluminescência noturna no Observatório de Cachoeira Paulista ($23^{\circ}S, 45^{\circ}W$) e no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) em São João do Cariri ($7^{\circ}S, 36^{\circ}W$). Com o objetivo de investigar as possíveis fontes de geração das ondas foi implementado a técnica de ray tracing. Os resultados obtidos mostraram que 16% das ondas observadas em Cachoeira Paulista tem sua origem na região troposférica. Ele mostrou que as possíveis fontes de geração destas ondas está fortemente associados as frentes frias, as fortes convecções e o efeito orográfico. Os resultados encontrados para São João do Cariri mostraram que 23% das ondas tem origem na região da troposférica. A principal fonte de geração destas ondas foi a forte convecção troposférica.

2.4 Dissipação das Ondas de Gravidade na Termosfera

Estudar a propagação de ondas de gravidade na região da MLT é de grande importância, pois nesta região da atmosfera a dissipação não é tão importante.

Por outro lado, ondas de gravidade que se propagam acima da região da turbopausa (região fronteira com a mesopausa), dois processos são destaques, o amortecimento das ondas de gravidade que é devido à viscosidade cinemática e à difusividade térmica, porém esses dois processos dependem dos parâmetros das ondas, no entanto, para grandes comprimentos de onda vertical e velocidade de grupo vertical alta essas ondas se propagam para maiores altitudes antes mesmo de serem dissipadas (VADAS; FRITTS, 2005).

Tratado a frequência intrínseca complexa e um número de onda real dentro da relação de dispersão, a amplitude da onda de gravidade decai no tempo, desse modo podem-se obter soluções para qualquer valor de viscosidade cinemática e difusividade térmica. Sendo assim é possível descrever o caminho que as ondas fazem na atmosfera durante a dissipação.

2.5 Observações de ondas de gravidade em imagens de aeroluminescência

São inúmeras as técnicas utilizadas para observar as ondas de gravidade na média atmosfera. Por meio destas técnicas se torna possível delinear as principais características das ondas de gravidade, tais como: velocidade de fase, comprimento de onda, variabilidade (latitudinal, sazonal e temporal) e evidências de saturação. Destas diversas técnicas utilizadas para os estudos das ondas de gravidade as que mais se destacam são: Observações por meio de traços meteóricos, liberação de compostos químicos, radares meteóricos, radares de laser, nuvens noctiluscentes e imageadores de aeroluminescência.

Para uma revisão mais detalhada das técnicas citadas acima, pesquise os trabalhos de Wrasse (2004), Medeiros (2001), Alencar Filho (2007) e Paulino (2012). Há várias evidências da existência de estruturas de ondas de gravidade na região da termosfera-ionosfera. Ondas de gravidade na região da ionosfera recebem o nome de distúrbio ionosférico propagantes (TIDs, do Inglês, "Traveling Ionospheric Disturbances").

A observação a partir de imagens de aeroluminescência na região da MLT indicam que as ondas de gravidade se propagam de uma altitude inferior podendo se propagar para um nível superior. O uso de imagens de aeroluminescência tem se destacado cada vez mais no estudo da propagação de ondas de gravidade, por exemplo, uma onda canalizada é possível acompanhar seu deslocamento por longas distâncias horizontais.

A aeroluminescência é um fenômeno óptico da atmosfera terrestre que ocorre entre 80 e 300 km de altitude, consistindo na emissão da radiação eletromagnética pelos constituintes atmosférico em decorrência de processos de reações fotoquímicas e iônicas. Sendo assim, a atmosfera terrestre emite luzes num espectro desde o ultravioleta até o infravermelho. A observação deste fenômeno é útil para o sensoriamento remoto da média e alta atmosfera, uma vez que as medidas de variações temporais e espaciais fornecem importantes informações sobre processos físicos (propagação de onda, ventos e temperatura) e químicos (reações entre os constituintes) desta região. Em períodos noturnos se torna mais simples separar as emissões da aeroluminescência do espectro de radiação celeste. As principais camadas de emissões de aeroluminescência encontram-se na região da MLT, estas emissões são: OH NIR; OI 557,7 nm; NaD centrada em 589,0 nm e $O_2(0-1)$, porém existem outras emissões com intensidades significativas de altitudes superiores, são elas:

OI630 nm e OI777,4 nm.

As primeiras observações do fenômeno de aeroluminescência foram realizadas no início da década de 1930, as quais pode medir emissões do OI557,7 nm e do NaD. Em 1950 Chapman (1951) explicou a emissão da linha verde (OI557,7 nm) essa teoria é válida até os dias atuais. Estudos realizados por Meinel (1950) mostrou que a emissão mais forte do espectro de aeroluminescência é a OH NIR.

As camadas de emissão da MLT têm espessura de 6-10 km sendo possível estudar ondas de gravidade de comprimentos de onda vertical maiores que este limite. Também, é possível estudar ondas de gravidade de grandes dimensões horizontal (comprimentos de onda horizontal de dezenas a centenas de quilômetros), para isso, é preciso imagens fotográficas obtidas do céu desde que tenha uma extensão considerável.

Avanços no desenvolvimento de equipamentos capazes de fotografar o céu contribuíram bastante para o estudo das ondas de gravidade nesses comprimentos de onda. Além do mais, observações de aeroluminescência são de grande importância para melhor entender o processo de propagação das ondas de gravidade geradas na baixa atmosfera e seus efeitos na termosfera-ionosfera.

2.6 Ondas de gravidade observadas no Brasil utilizando imageadores

Nesta subseção será apresentado um breve resumo dos trabalhos realizados em diferentes regiões do Brasil utilizando o imageador.

Os primeiros estudos sobre ondas de gravidade por meio de observações de imagens de aeroluminescência no Brasil foram feitas por Taylor et al. (1997). Nestes primeiros estudos foi possível registrar um número de ~ 50 eventos de ondas de gravidade, observações essas em Alcântara ($2, 3^{\circ}S$; $44, 5^{\circ}W$), no qual, dois tipos (ou grupos) majoritários de ondas foram identificados e classificados de acordo com suas estruturas, são elas: bandas e ripples.

Dando continuidade aos trabalhos sobre ondas de gravidade no Brasil, foi instalado um imageador tipo All-Sky em Cachoeira Paulista. Essas observações foram utilizadas no trabalho de Medeiros (2001) para estudar as características das ondas de gravidade naquela localidade. Neste trabalho, além dos dois fenômenos de ondas de gravidade

observado (tipo "ripples" e bandas), um novo evento de onda foi registrado, o qual recebeu o nome de "bore".

A Figura 2.5 ilustra dois eventos de ondas de gravidade observados por Medeiros (2001).

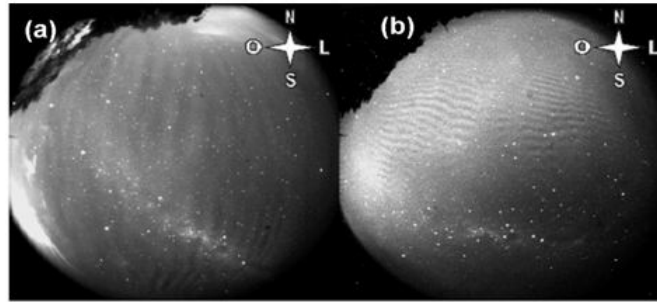


Figura 2.5: -(a) exemplo de onda de gravidade tipo banda, registrada na emissão do OH NIR (b) exemplo de onda de gravidade tipo ripple, registrada da emissão do OI 557,7 nm.

Fonte:Adaptada de Medeiros (2001, p.83)

Medeiros (2001) registrou outro tipo de onda do tipo escada (ladder), com grande amplitude. As ondas desse tipo são resultados da superposição de duas ondas tipo bandas que podem se propagar com azimutes diferentes. A Figura 2.6 mostra um exemplo desse tipo de onda.

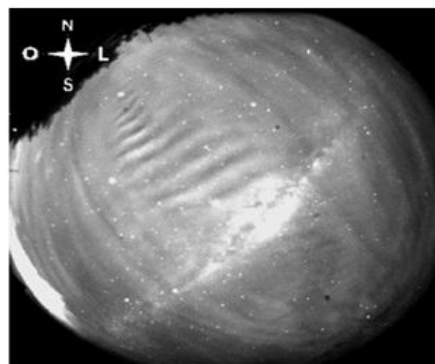


Figura 2.6: -Exemplo de onda tipo escada, registrada da emissão do OH.

Fonte:Medeiros (2001, p.83)

Em setembro de 2000, um outro imageador All-Sky foi instalado no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), na cidade de São João do Cariri ($7,4^{\circ}S$; $36,5^{\circ}W$). Dois anos foram coletados os dados necessários por Machado (2002), para fazer uma caracterização dos eventos tipo banda e tipo ripple naquela localidade. Resultados esses foram comparados com as medidas realizadas em Cachoeira paulista.

Outro tipo de onda de frente mesosférica identificado no Brasil foi denominada de bore, recebeu esse nome devido aparência com as pororocas de rios. Este evento de onda pode ser registrado em imagens do OH NIR e OI 557,7 nm.

As primeiras pororocas observadas no Brasil foram identificadas por Medeiros et al. (2001). Pode ser visto na Figura 2.7 um exemplo de pororoca mesosférica observada em Cachoeira Paulista nas emissões do OH e do OI557,7 nm.

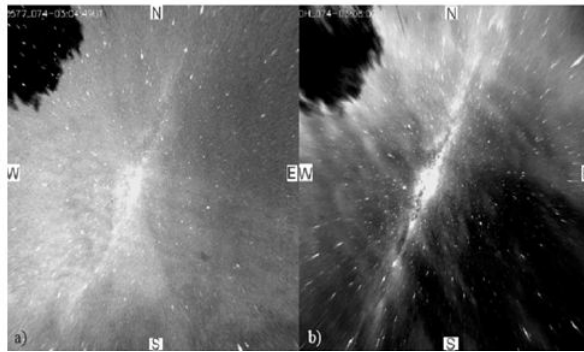


Figura 2.7: -Exemplo de uma pororoca observada em Cachoeira Paulista. (a) emissão OI557,7 nm e (b) emissão do OH.

Fonte: Medeiros et al. (2001, p.2850).

Medeiros et al., (2005b) observaram ondas de gravidade na região da MLT em três diferentes localidades brasileira, eles mostraram que a direção preferencial de propagação das ondas é do continente para o oceano. Sendo assim, as possíveis fontes de geração destas ondas observadas podem estar localizadas no continente da America do sul. Além do mais, o sistema de vento na troposfera, estratosfera e baixa mesosfera podem filtrar espectro de ondas de gravidade na altitude das emissões de aeroluminescência. Com isso, estudos mais cuidadosos se deram início sobre as possíveis fontes de ondas de gravidade nesta localidade.

Estudos de ondas de gravidade na emissão do OH da aeroluminescência noturna, observadas por um imageador All-Sky, na localidade de Cachoeira Paulista, foi possível investigar o espectro das ondas de gravidade (Vargas, 2004). Os dados foram submetidos à análise espectral FFT bidimensional e tridimensional. Aplicando a análise espectral bidimensional, foi possível determinar o espectro unidimensional do número de onda horizontal das oscilações presente em um conjunto definidos de imagens. Já a análise tridimensional, forneceu o cálculo do espectro bidimensional não-ambíguo do número de onda horizontal e do espectro angular, para dois diferentes tipos de ondas de gravidade: tipo banda e ripples. O resultado para o espectro angular mostrou que as bandas exibem características de sazonalidade durante o período analisado, e apresentou direção de propagação preferencial para leste durante o verão e noroeste durante a primavera. Já as ripples apresentaram direção de propagação preferencial para o noroeste durante o inverno, outono e primavera.

Já Wrasse (2004) estudou as possíveis fontes de geração das ondas de gravidade e o estudo de sua propagação na atmosfera. As imagens de ondas de gravidade foram obtidas por um imageador All-Sky nas localidades de Cachoeira Paulista e São João do Cariri. A técnica de ray tracing foi empregada para determinar a retrotrajetória descrita pelas ondas. Ele encontrou que 16 % das ondas observadas em Cachoeira Paulista tiveram origem na troposfera, e as possíveis fontes de geração destas ondas foram: frentes frias, convecções troposféricas, e o efeito orográfico. Já os resultados encontrados para São João do Cariri mostraram que 23 % das ondas observadas também tiveram origem na região troposférica, e foram associadas a fortes convecções troposférica.

Vargas (2008) estudou o fluxo de momento de ondas de gravidade propagando-se até a região da MLT, observadas através de imagens de aeroluminescência, observadas

nas localidades de São João do Cariri e Cachoeira Paulista. Os resultados mostraram que as ondas de gravidade perturbaram as emissões de aeroluminescência entre 2,6 e 5 %, e transportaram fluxo de momento de 4,2 e 11,1 m/s^2 .

Imagens observadas por um imageador tipo All-Sky, instalado na localidade de Palmas (10,1°S; 48,2°W), região central do Brasil, entre setembro de 2007 e dezembro de 2008, foram utilizadas para estudar e caracterizar ondas de gravidade nesta localidade (Almeida, 2010). Neste estudo as ondas de gravidade apresentaram variações sazonais na direção de propagação que foram associadas a fortes convecções na região da troposfera.

Dados coletados durante a campanha SpreadFEX (do inglês, "Spread-F Experiment"), entre o período de setembro a novembro de 2009, foram usados para estudar a propagação vertical de 26 ondas de gravidade de média escala (Paulino, 2012). As imagens de aeroluminescência foram observadas na localidade de São João do Cariri por um imageador All-Sky, e a partir da técnica de traçador de trajetórias, seus deslocamentos na atmosfera foram estimados. Para usar essa metodologia foi necessário construir um banco de dados de vento e temperatura desde a superfície até 400 km de altitude. Os resultados obtidos pela retrotrajetórias para dois eventos apontaram complexos convectivos como possíveis fontes geradoras. Já para outros casos uma frente fria coincidiu com a posição troposférica estimada para o evento. Os resultados encontrados pela técnica do traçador de trajetórias para a região da termosfera-ionosfera mostraram que existem relações lineares entre: períodos das ondas de gravidade e o tempo gasto antes de se dissiparem, os comprimentos de onda horizontal e as distâncias horizontais percorridas e as velocidades de fase horizontais e as altitudes alcançadas.

Capítulo 3

INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Este presente capítulo é destinado à descrição dos instrumentos (imageador e interferômetro Fabry-Perot), e metodologia empregadas na caracterização das ondas de gravidade.

3.1 O Imageador

Imagens obtidas das camadas da aeroluminescência por meio do imageador fornecem o conjunto de dados necessários para o estudo da atividade de ondas de gravidade na região da alta atmosfera. O imageador é basicamente composto de uma parte óptica e de um dispositivo CCD (acrônimo de Charge Coupled Device) na base, possui a capacidade de detectar variações de intensidade das camadas de aeroluminescência noturna registrando as imagens obtidas em forma de arquivos digitais. O sistema é constituído por uma lente do tipo olho de peixe ($f/4$) com um campo de visão de 180° , ou seja, possui uma visão completa do céu local, um sistema óptico, e uma roda de filtros, a Figura 3.1 ilustra bem esse sistema. Esse mesmo sistema é refrigerado para poder diminuir o ruído na obtenção das imagens. Além do mais, esse sistema é alimentado por uma fonte externa e é controlado por um microcomputador que controla todo o sistema para o armazenamento dos dados obtidos.

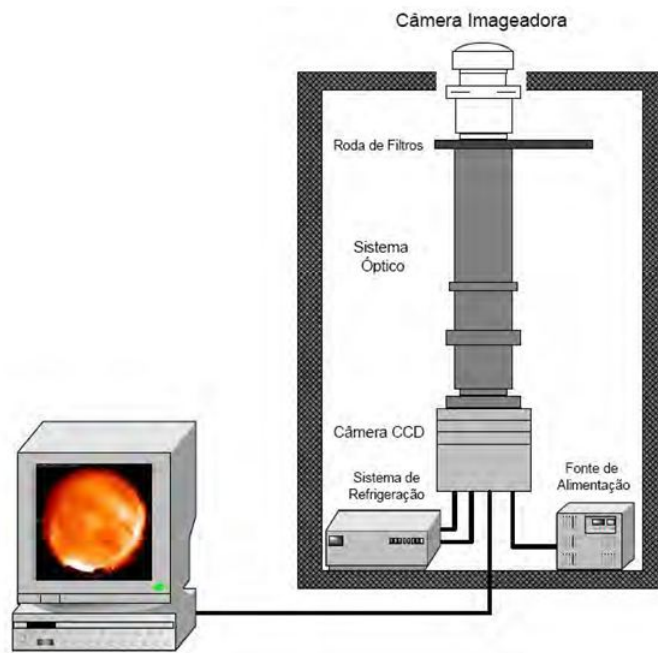


Figura 3.1: Ilustração de um imageador e alguns de seus componentes.

Fonte: Wrasse (2004)

3.1.1 Descrição do Sistema Óptico do Imageador

O sistema óptico do imageador é composto por uma lente olho de peixe que possui um campo de visão de 180° , capaz de obter uma imagem completa do céu local, cinco filtros de interferência, um conjunto de lentes telecênicas, e também constituído por uma lente acromática e outra objetiva, conforme mostra a Figura 3.2.

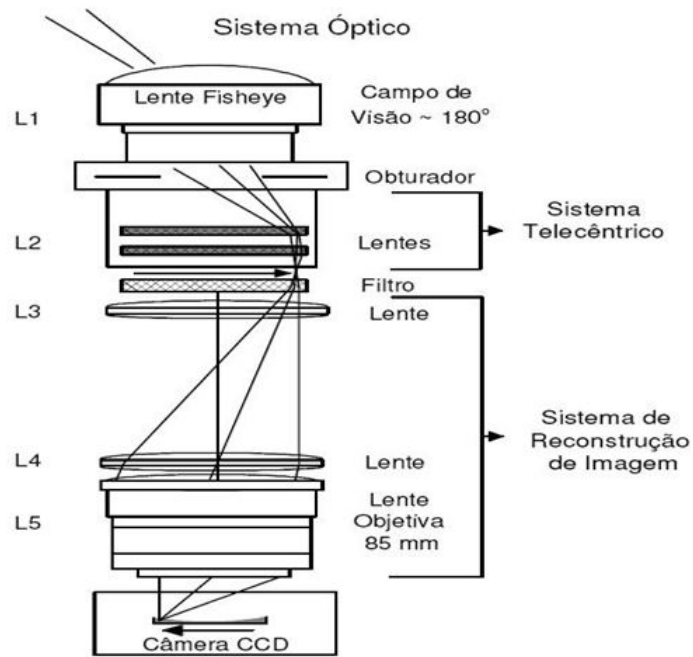


Figura 3.2: Ilustração do sistema óptico do imageador, que é utilizado para focalizar as emissões ópticas da aeroluminescência sobre o dispositivo CCD.

Fonte: Wrasse (2004)

O feixe de luz emitido pela emissão da aeroluminescência primeiro encontra a lente olho de peixe (lente L1), e produz uma imagem primária, de tamanho igual a do filtro de interferência, o segundo passo, a luz passa pelo conjunto de lentes que se dá o nome de sistema telecêntrico (lentes L2), estas lentes são responsáveis por fazer com que os raios de luz advindos da lente (L1) fiquem paralelos ao eixo do sistema óptico. Para isso, o comprimento focal destas lentes (L2) deveria ser igual à sua distância até o plano principal da lente (L1). Os raios de luz ao passar pelas lentes (L2), suas trajetórias serão interrompidas pelos filtros de interferência. Como já foi dito anteriormente, são cinco os filtros de interferência, os quais transmitem apenas as faixas do espectro de luz que realmente é de interesse. Os mais usados são os filtros do OI557,7 nm; OI630,0 nm; OI777,4 nm; OH; $O_2(0,1)$ e fundo luminoso. Os filtros são trocados de acordo com a necessidade do experimento via um microcomputador. A Tabela 3.1 ilustra bem as características desses filtros.

Tabela 3.1: Características dos filtros de interferência e altitudes médias das camadas da aeroluminescência.

Fonte: Medeiros (2001).

Filtro	$\lambda(nm)$	Largura de banda	Altura Média (km)
OI	557,7	2,65	~ 96
OI	630,0	3,3	~ 275
Fundo luminoso	578	2,67	-
$O_2(1,0)$	865,5	12	~ 94
OH	715-930	215	~ 87

Após a filtragem da componente da luz, o sinal segue para outro sistema de lentes (L3, L4, L5) que são encarregados de reconstruir a imagem sobre o detector CCD. No final de todo o processo a luz é projetada sobre toda a área do detector CCD, com isso, tem um melhor aproveitamento de todo o sistema óptico.

3.1.2 Função do detector CCD (Charge CoupledDevice)

O detector CCD é um sensor captador de imagens, o qual é organizado na forma de uma matriz retangular. O tamanho do sensor CCD é definido pelo número de linhas e colunas da matriz. Quanto maior for o sensor CCD, maior será a quantidade de pixels, conseqüentemente melhor será a qualidade das imagens captadas. Cada pixel do detector pode ser identificado pelos índices i (linha) e j (coluna).

O detector CCD tem a função de converter fótons de luz incidentes em elétrons e armazenar no detector até serem lidos, então, os dados são produzidos para poderem ser apresentados como imagem. As funções básicas para um detector CCD gerar uma imagem são quatro:

- 1- Gerar e armazenar cargas elétricas;
- 2-Transferir as cargas elétricas para o processo de leitura;
- 3-Converter o sinal analógico em quatro dígitos;
- 4-Armazenar os dados digitas em forma matricial.

A câmara CCD possui importantes propriedades, como: obter uma imagem do céu em alta resolução em pequeno tempo, alta eficiência quântica ($\sim 70\%$ no visível), baixo ruído térmico ($\sim 0,5$ elétrons/pixel/segundo), baixo ruído de leituras (15 elétrons/pixel)

e uma alta linearidade (0,05%).

3.2 O instrumento Fabry-Perot

No final do século XIX dois físicos experimentais franceses, por meio de experimentos perceberam que era possível usar o fenômeno de interferência de múltiplos feixes para diferenciar comprimentos de ondas muito próximos entre si. Eles criaram um dispositivo utilizando uma dupla interface refletora separada por uma distância d (etalon), esse instrumento recebeu o nome de Fabry-Perot em homenagem aos seus nomes Charles Fabry e Alfred Perot. Tinha como principal objetivo operar em medidas espectroscópicas, atualmente pode ser encontrado em diversos instrumentos de metrologia de grande precisão.

O interferômetro Fabry-Perot é um instrumento de grande importância, pois, ele fornece os dados do vento e temperatura termosférica através de observações da emissão do OI630,0 nm. Em torno de 250 km de altitude a linha vermelha do OI630,0 nm possui um pico de máxima emissão, ideal para o estudo da dinâmica da baixa termosfera. Dentro dessa faixa de emissão o perfil vertical da temperatura e do vento é basicamente constante. Com isso, o interferômetro Fabry-Perot é o instrumento mais usado na atualidade para realizar medidas de temperatura e ventos nesta região da atmosfera.

A Figura 3.3 ilustra o interferômetro Fabry-Perot, que é composto basicamente por um:

- 1- Sky Scanner formada por dois espelhos, por meio de motores de passo pode mudar em diferentes direções.
- 2- Etalon, cuja finalidade é a formação de franjas de interferências.
- 3- Sistema Ótico, que tem a função de corrigir os padrões de interferência produzidos pelo Etalon.
- 4- Câmara CCD, transforma o sinal ótico em pulso elétrico.

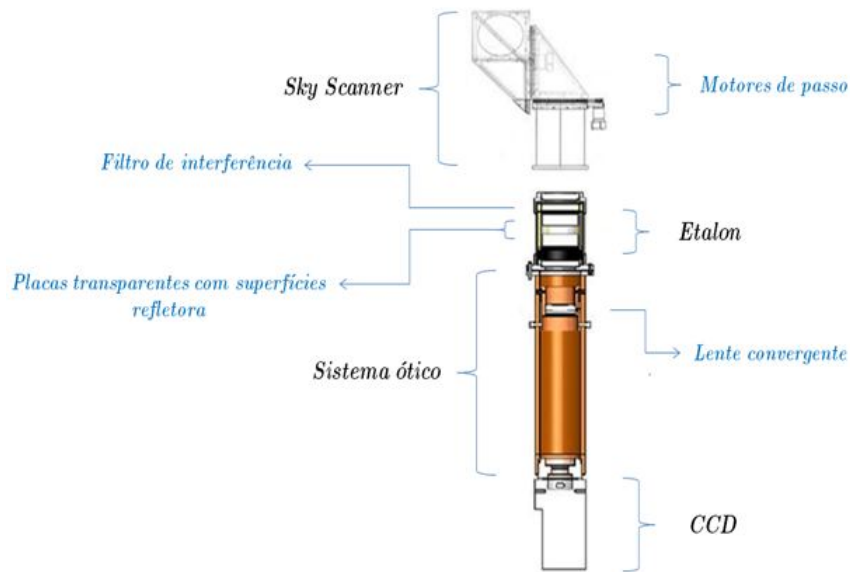


Figura 3.3: Ilustração dos componentes de um Interferômetro Fabry-Perot.

FONTE: Silva (2013)

3.2.1 O Sky Scanner

O Sky Scanner é composto por dois espelhos planos, um desses espelhos tem a função de realizar a varredura no eixo de elevação, o outro espelho fica com a função de fazer a varredura no eixo azimutal, portanto, o Sky Scanner é capaz de observar em qualquer direção. Esses espelhos são controlados por dois motores de passo, como são dois os eixos de rotação e dois motores de passo, então, é um motor para cada eixo de rotação. A calibração das posições do Sky Scanner pode ser feita tomando a posição do Sol, da Lua ou outros astros, como estrelas. Após a calibração do Sky Scanner a precisão estimada para os ângulos zenitais e azimutais é de $\pm 0,2^\circ$. A Figura 3.4 ilustra uma fotografia do Sky Scanner do Interferômetro Fabry-Perot que se encontra localizado em São João do Cariri.

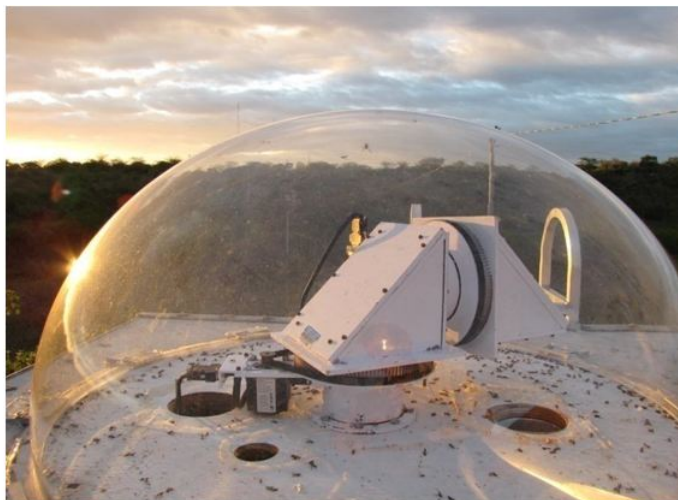


Figura 3.4: Ilustração de uma foto do Sky Scanner do Fabry-Perot localizado em São João do Cariri.

FONTE: Silva (2013).

3.2.2 Etalon

A principal finalidade do Interferômetro Fabry-perot é na formação de franjas de interferência, para que essas franjas de interferência ocorram é preciso o uso de duas placas planas transparentes paralelas e separadas por uma distância d . Se as duas placas paralelas mantêm uma distância constante d essa configuração passa a ser chamada de Etalon. A Figura 3.5 ilustra estas duas placas planas transparentes.

O etalon possui distância de separação de 1,5 cm, de modo a se obter 77% de transmissão da luz para a emissão do OI630,0 nm, sendo assim a perda espectral na funcionalidade do equipamento será pouca. Possui índice de refração igual a 1 e abertura de 42 mm de diâmetro. O sistema é mantido fechado e controlado termicamente para poder operar em uma temperatura de $35,0^{\circ}\text{C} \pm 0,1^{\circ}\text{C}$. As lentes possuem uma distância focal de 30 cm, projetando as franjas de interferência sobre uma câmera CCD de resolução 1024 X 1024 pixels, cada franja possui 13 μm de comprimento.



Figura 3.5: Duas placas planas transparentes possuem uma superfície refletora de 77% da transmissão da luz.

Fonte:John Meriwether.

3.2.3 Geração de Interferência

A Figura 3.6 está mostrando um esquema de duas placas separadas por uma distância fixa d (etalon), no qual uma onda plana, representada por I_1 , incide sobre a primeira placa formando um ângulo de incidência θ_i com o eixo vertical tracejado, o ângulo de refração entre as placas é denotado por θ_t . Entre as placas o índice de refração é n e fora delas o índice de refração é igual à unidade. As placas possuem coeficientes de reflexão e transmissão igual a r e t , respectivamente, com $|r|^2 + |t|^2 = 1$, que significa que não ocorrem perdas internas durante a reflexão.

Como pode ser visto na Figura 3.6, parte da onda será refletida representada por R_1 e R_2 e parte será transmitida para a lente convergente representada por T_1 e T_2 . A parte transmitida sobre a lente convergente será projetada sobre o anteparo podendo produzindo franjas de interferência.

No momento que a onda encontra a outra interface o processo começa a se repetir, parte da onda será transmitida (T_1) dirigida a uma lente convergente. A outra parte da onda será refletida na placa de baixo do Etalon retorna em direção da placa superior, que será novamente transmitida e refletida. Depois de várias reflexões a luz chega ao

anteparo após percorrer diferentes caminhos. Esse é o processo responsável por produzir interferência sobre o anteparo.

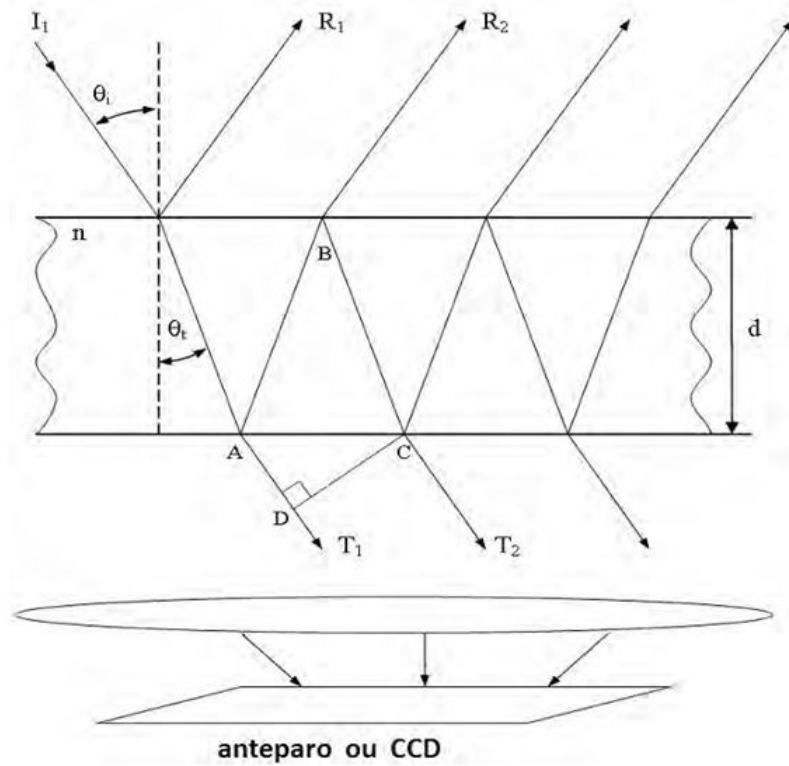


Figura 3.6: Ilustração das múltiplas reflexões para produzir interferência num interferômetro Fabry-Perot.

Fonte:Hedlund (2009)

Analisando matematicamente os caminhos óticos percorridos pelas ondas sobre os pontos A, B, C e D, até atingirem a lente convergente, a diferença de caminho percorrido por elas pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\overline{ABC} - \overline{AD} = 2dncos\theta_t. \quad (3.1)$$

A diferença de fase entre as ondas (T_1 e T_2) até atingirem a lente convergente pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi dncos\theta_t}{\lambda}, \quad (3.2)$$

em que, λ representa o comprimento de onda incidente na placa, n é o índice de refração entre as placas, d a distância entre as placas e θ_t o ângulo de transmissão formado entre as placas com o eixo tracejado vertical.

A primeira onda transmitida para a lente convergente pode ser escrita da seguinte maneira:

$$E_t = E_0 t^2 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (3.3)$$

Na Equação 3.3 o termo E_0 representa a amplitude da onda. Sendo assim, $E_0 t^2$, $E_0 t^2 r^2$, $E_0 t^2 r^4$, \dots representam as amplitudes dos feixes transmitidos até a lente convergente. Portanto, o somatório de todos os feixes de onda transmitido até a lente pode ser escrito por:

$$E_t = E_0 t^2 + E_0 t^2 r^2 e^{i\Delta\phi} + E_0 t^2 r^4 e^{i\Delta\phi} + \dots \quad (3.4)$$

ou

$$E_t = E_0 t^2 (1 + r^2 e^{i\Delta\phi} + r^4 e^{i\Delta\phi} + \dots) = \frac{E_0 t^2}{1 - r^2 e^{i\Delta\phi}}. \quad (3.5)$$

Usando a Equação 3.5 a intensidade da onda transmitida pode ser escrita da seguinte maneira:

$$I_T = E_t E_t^* = I_0 \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + F \text{sen}^2 \frac{\Delta\phi}{2}}, \quad (3.6)$$

no qual, I_0 é a intensidade da onda incidente na primeira placa antes mesmo de sofrer a primeira reflexão e transmissão, R a refletância, T a transmitância e o último

termo que está escrito da seguinte forma, $\frac{1}{1+F\text{sen}^2\frac{\Delta\phi}{2}}$ é conhecido como função de Airy e F é o coeficiente de finesse dado por:

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}. \quad (3.7)$$

O coeficiente de finesse está relacionado com a largura entre as franjas de interferência.

A Figura 3.7 mostra o comportamento da função de Airy para diferentes valores de refletância R . As curvas da figura representam a distribuição de intensidade para as franjas de interferência.

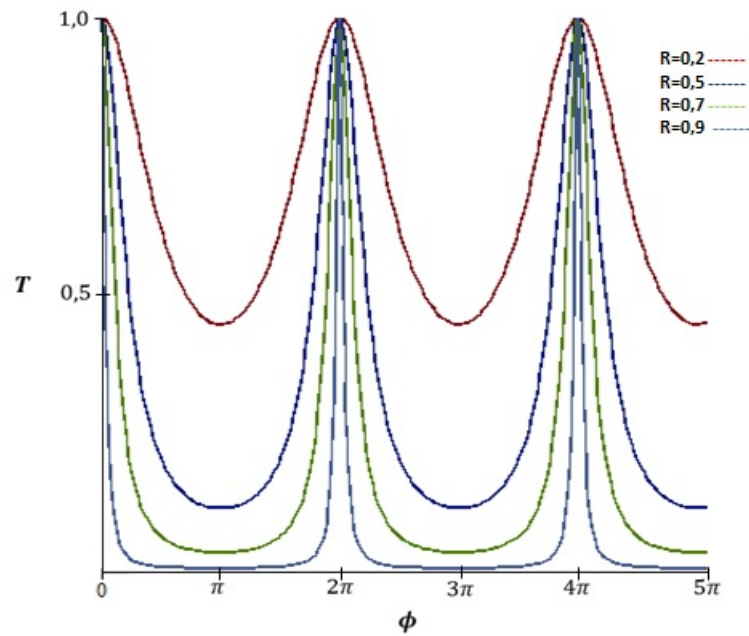


Figura 3.7: Ilustração do comportamento da função de Airy para diferentes valores de refletância(R).

Para valor pequeno de R , o coeficiente de finesse será pequeno, tornando a distância entre as franjas de interferência pequena. Já para valor de R próximo de 1 o coeficiente de finesse será grande, no entanto, as distâncias entre as franjas de interferência será grande. A Figura 3.7 mostra que a função atinge um máximo se o argumento $\frac{\Delta\phi}{2}$ do seno da função for múltiplo de π e mínimo caso contrário.

Sendo assim, para as franjas terem intensidade máxima é preciso que o argumento $\frac{\Delta\phi}{2}$ do seno da função seja múltiplo de π , ou seja:

$$\frac{\Delta\phi}{2} = N\pi \quad (3.8)$$

Nesse caso o N é um inteiro. Substituindo o valor de $\Delta\phi$ na Equação 3.8, tem-se

$$2N\pi = \frac{4\pi d n \cos\theta_t}{\lambda} \quad (3.9)$$

em que, N representa a ordem de interferência.

Se o ângulo de incidência da onda muda, conseqüentemente a projeção muda sobre o anteparo. Com isso, forma-se interferência na forma de círculos conforme está representado na Figura 3.8.

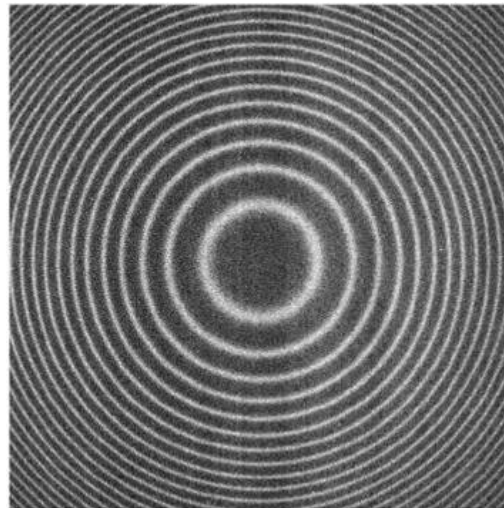


Figura 3.8: Ilustração de interferência para a emissão do OI 630,0 nm registrada em Cajazeiras.

Fonte: Makela et al. (2011)

3.2.4 Deslocamento Doppler

O Deslocamento Doppler é uma característica encontrada nas ondas quando emitidas ou refletidas por um objeto que se encontra em movimento com relação a um observador. Se uma fonte S de ondas se move com velocidade relativa v_s em relação a um detector D, o comprimento de onda identificado pelo detector será:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\left(1 - \frac{v_s}{c}\right)}, \quad (3.10)$$

em que, c é a velocidade de fase da onda e λ_0 comprimento de onda da fonte.

Analisando a Equação 3.10 pode se notar que, para $v_s > 0$ (fonte distante do detector) o valor de λ aumenta, se $v_s < 0$ (fonte próxima do detector) o valor de λ diminui.

Determinando a fonte e a posição do receptor, é possível calcular a velocidade de deslocamento da fonte através da Equação 3.11

$$v_s = \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)c. \quad (3.11)$$

Com a Equação 3.11 é possível determinar a velocidade do vento termosférico utilizando o Interferômetro Fabry-Perot. Isto só é possível porque medidas do comprimento de onda (630,0 nm) da linha vermelha do oxigênio atômico, fornecem toda a informação da velocidade do vento termosférico oriundo das altitudes onde a concentração das reações químicas que produzem essa linha de emissão é expressiva. Pois o vento neutro ao soprar em uma determinada direção carrega com sigo as reações químicas. Neste caso, se o interferômetro Fabry-Perot medir pulsos luminosos da linha vermelha, implica que o vento está se afastando. Se medir para a linha azul, nesse caso implica que o vento está soprando na direção do interferômetro Fabry-Perot.

3.2.5 Alargamento Doppler

Para uma fonte geradora da onda que não é perfeitamente homogênea o sinal detectado pelo observador não é bem uma linha espectral e sim uma pequena faixa espectral ou banda. Essa ampliação das linhas espectrais recebe o nome de efeito Doppler causado pelo movimento aleatório das partículas. Diferentes velocidades das partículas devido ao movimento térmico resultam em diferentes deslocamentos. Estes diferentes deslocamentos

dependem da frequência do espectro, massa da partícula e da temperatura. Resultado do aquecimento térmico as partículas se movem em diferentes direções até mesmo na direção do observador, sendo assim, a radiação observada será maior que a do emissor.

O Interferômetro Fabry-Perot apontado para uma determinada região do céu coleta a luz vinda da região da atmosfera. Logo, a estimativa da temperatura da determinada região da atmosfera é fornecida por meio da largura das franjas de interferência. O alargamento Doppler é resultado do movimento das partículas atmosféricas devido às características térmicas locais pode ser aproximado pela distribuição de Maxwell-Boltzmann, matematicamente pode ser escrito da seguinte maneira (REIF, 2008):

$$g(\lambda) = \left(\frac{Mc_f^2}{2\pi k_B T \lambda_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\left(-\frac{Mc_f^2}{2\pi k_B T} \right) \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} \right)}, \quad (3.12)$$

no qual, M é a massa da partícula, k_B é constante de Boltzmann, T é a temperatura, c_f velocidade de fase e λ_0 corresponde ao comprimento de onda referente ao pico da distribuição.

Só é possível usar a Equação 3.12 porque a temperatura da região da atmosfera em estudo se comporta de forma ordinária. Sendo λ_0 o valor médio dessa distribuição, a variância pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\sigma^2 = \frac{K_B T \lambda_0}{Mc^2}. \quad (3.13)$$

Pela Equação 3.13 pode-se perceber que a variância é proporcional à temperatura de uma parcela da atmosfera em estudo.

3.3 Metodologia de Análise de Imagens da Aeroluminescência

3.3.1 Pré-processamentos das imagens de aeroluminescência

É de extrema importância a realização do pré-processamento das imagens de aeroluminescência, só assim é possível analisar e extrair os parâmetros das ondas de gravidade. A técnica do pré-processamento transforma o sistema de coordenadas da CCD para um novo sistema de coordenadas geográfico. Mais detalhes sobre a técnica de pré-

processamento pode ser encontrado no trabalho de Medeiros (2001), Santos (2003), Maekawa (2000) e Wrasse (2004).

Segundo Wrasse (2004), o pré-processamento das imagens de aeroluminescência pode ser resumidos nas seguintes etapas:

1. A primeira etapa para a realização do pré-processamento das imagens de aeroluminescência visa alinhar o topo da imagem com o norte geográfico. Para isso é preciso que a imagem sofra uma transformação de rotação sob um ângulo adequado, afim que o topo das imagens corresponda ao norte geográfico.

2. A segunda etapa do pré-processamento consiste em remover as estrelas das imagens. A remoção das estrelas é de extrema importância devido as suas contaminação luminosa do espectro das ondas.

3. A terceira etapa do pré-processamento das imagens de aeroluminescência consiste mapear as imagens originais para um novo sistema de coordenadas, pois a projeção do céu noturno sobre a câmera CCD é distorcida devido ao formato da lente olho de peixe. Para esse novo sistema de coordenadas o zênite está localizado na origem do sistema.

4. A quarta etapa do pré-processamento das imagens consiste em determinar a fração da flutuação de intensidade das imagens de aeroluminescência. Sendo assim, é possível medir o percentual sobre o quanto a intensidade de um determinado pixel variou num determinado instante. O imageador por não fornacer valores absolutos de intensidade luminosa, a fração da flutuação de intensidade é um bom parâmetro quando desejar conhecer a variação da luminosidade das camadas de emissão de aeroluminescência. O cálculo da fração de intensidade é determinado pela seguinte equação:

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{I - \bar{I}}{\bar{I}}, \quad (3.14)$$

onde I representa a intensidade luminosa contida numa imagem e \bar{I} representa a intensidade média luminosa da imagem.

5. A quinta etapa, consiste em filtrar as imagens.

6. A sexta e última etapa, as imagens será submetidas a uma função de ponderação que visa minimizar os lóbulos laterais dos picos significantes do espectro.

Essas etapas são ilustradas na Figura 3.9.

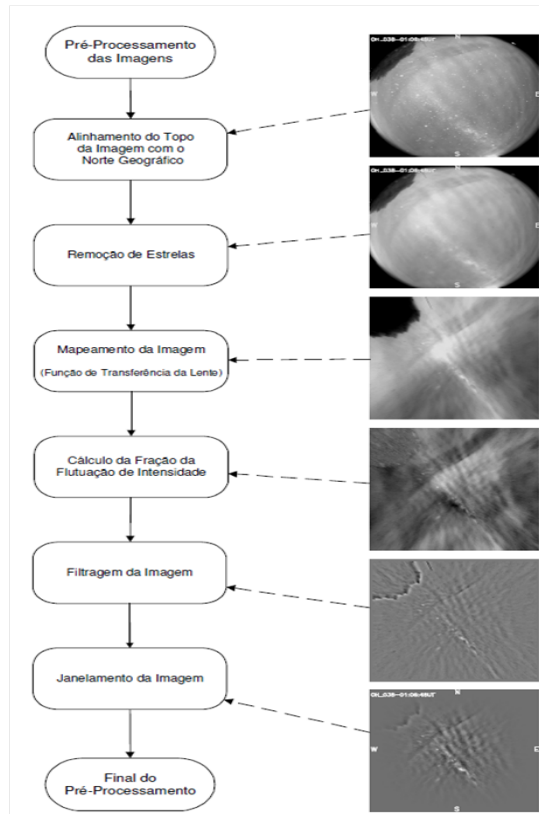


Figura 3.9: Ilustração da sequência do pré-processamento das imagens da aeroluminescência.

Fonte: Wrasse (2004)

3.3.2 Análise Espectral das Imagens de Aeroluminescência

Para dar início a análise espectral das imagens de aeroluminescência é preciso identificar o evento da onda de gravidade de interesse. Depois, escolhe uma sequência de imagens que contenha toda a informação do evento. As imagens são pré-processadas seguindo todos os passos conforme foi discutido anteriormente, então, escolhe uma região para aplicar a análise espectral. Em seguida, aplica-se a transformada de Fourier discreta ao conjunto de dados selecionados. A transformada de Fourier discreta em duas dimensões (DFT-2D) é expressa por:

$$F(k, l) = \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} (e^{-i\frac{2\pi xk}{M}}) (e^{-i\frac{2\pi yk}{N}}) f(x, y) \quad (3.15)$$

No qual $F(k,l)$ é a transformada de Fourier da função $f(x,y)$, k e l representam o número de onda zonal e meridional respectivamente, $M \times N$ representa a dimensão da

imagem analisada.

O espectro de potência em duas dimensões é definido pelo módulo quadrático da transformada de Fourier, ou seja, $|F(k, l)|^2$. No qual, é aplicada a região de interesse em todo conjunto de imagens. Mais detalhes sobre o espectro de potência pode ser encontrado no trabalho de Wrasse (2004).

O espectro de potência é simétrico em relação à origem, ou seja, $|F(k, l)|^2 = |F(-k, -l)|^2$, existindo assim, uma ambiguidade de 180° na direção de propagação da onda. Com isso, somente a metade do espectro resultante contém a informação desejada. Sendo assim, o sentido de propagação da onda não pode ser determinado diretamente através do espectro de potência. Então, pode ser feita a visualização de uma sequência de animações de imagens que contenha toda a informação do evento de interesse, determinando visualmente o sentido de propagação da onda.

Outro método utilizado é a determinação do espectro cruzado entre duas imagens sucessivas. No qual, fornece um valor complexo que contém informações da amplitude e da fase dos dois sinais.

Escolhendo duas imagens sucessivas, nas quais, são representadas por $f(x, y)$ e $g(x, y)$ respectivamente, o espectro cruzado entre essas imagens é dado por:

$$C(k, l) = F(k, l)G^*(k, l) \quad (3.16)$$

no qual $F(k, l)$ e $G(k, l)$ representam as transformadas de Fourier discretas e $G^*(k, l)$ representa o complexo conjugado de $G(k, l)$. Ao selecionar um número n de imagens o espectro cruzado será computado para $n-1$ imagens, o espectro cruzado resultante será a média de $n-1$ espectros computados.

O módulo do espectro cruzado ($|C(k, l)|^2$) fornece a amplitude do espectro cruzado, e a fase do espectro cruzado é dado por:

$$\varphi(k, l) = \arctg \frac{\text{Im}C(k, l)}{\text{Re}C(k, l)}, -\pi \leq \varphi \leq \pi \quad (3.17)$$

A diferença de fase causada pela propagação da onda é associada ao número de onda (k, l) para qual a amplitude do espectro cruzado é máxima.

A Figura 3.10 mostra uma imagem da camada do oxigênio atômico, linha vermelha, detectada na noite de 21 de abril de 2012 na localidade de São João do Cariri as 22:00

hora local, em coordenadas padrão. Com direção e sentido de propagação para o sudeste.

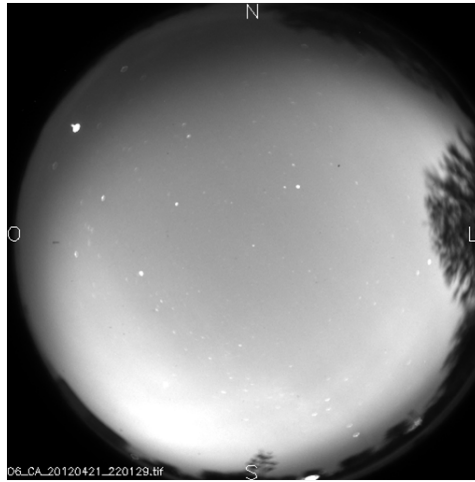


Figura 3.10: Imagem da camada de emissão do oxigênio atômico (OI630,0 nm) na noite de 21 de Abril de 2012.

A Figura 3.11 ilustra a mesma imagem da Figura 3.10 linearizada em 1536 X 1536 km e com as estrelas removidas. O retângulo sobre a imagem representa a região onde será aplicada a análise espectral, fornecendo todas as características das ondas de gravidade que atravessam esta região.

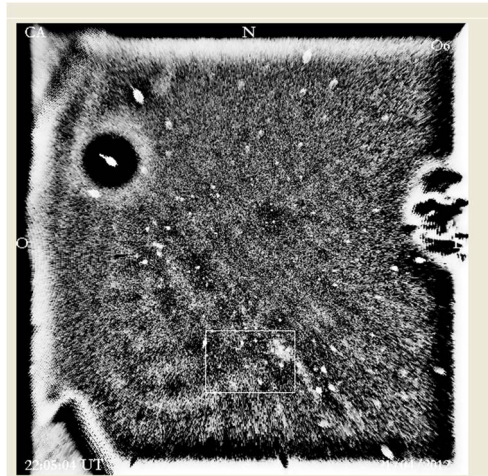


Figura 3.11: Imagem em coordenada geográfica com as estrelas removidas, mapeada para uma área de 1536X1536 km.

A Figura 3.12 mostra o resultado da análise espectral de uma sequência de 10 imagens, no qual é apresentada a amplitude do espectro cruzado médio em função dos números de onda zonal e meridional.

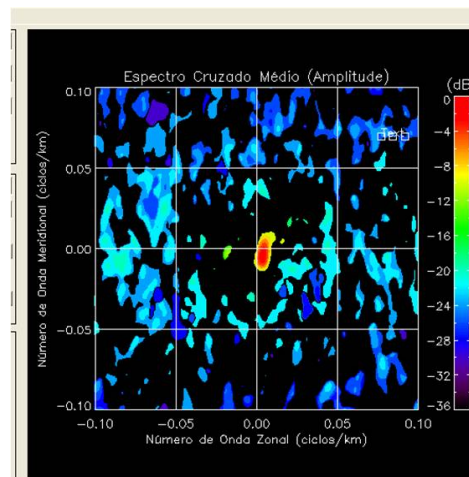


Figura 3.12: Amplitude do espectro cruzado médio referente a uma sequência de 10 imagens.

Na Figura 3.12 os números de onda para qual a amplitude é máxima correspondem ao evento de onda identificado na Figura 3.10 e 3.11. Seguindo o procedimento descrito por Maekawa (2000), o espectro cruzado fornece os parâmetros das ondas de gravidade. Para qual, o número de onda (k, l) , com a maior amplitude do espectro cruzado é escolhido como sendo o número de onda correspondente ao evento de onda analisado. A diferença de fase $(\Delta\varphi(k, l))$ entre duas imagens sucessivas é equivalente a fase do espectro cruzado para estes números de onda.

Desse modo, a velocidade de fase observada (C_O) pode ser determinada pela seguinte relação:

$$C_0 = \frac{1}{\sqrt{l^2 + k^2}} \cdot \frac{\Delta\phi(k, l)}{360^\circ} \cdot \frac{1}{\Delta t} \quad (3.18)$$

no qual, Δt corresponde a diferença temporal entre duas imagens sucessivas e $\frac{1}{\sqrt{l^2 + k^2}} = \lambda_h$ corresponde ao número de onda horizontal.

O período observado pode ser determinado pela seguinte relação:

$$T_0 = \frac{\lambda_h}{C_0} \quad (3.19)$$

Após coletar medidas de dados de vento, é possível determinar o período intrínseco da onda através da velocidade de fase intrínseca, dada por:

$$C_i = C_0 - \bar{u} \quad (3.20)$$

no qual, \bar{u} é o vento médio na direção de propagação da onda. Portanto o período intrínseco pode ser determinado da seguinte relação:

$$T_i = \frac{\lambda_h}{C_i}. \quad (3.21)$$

Os ventos utilizados no presente trabalho foram obtidos por dois interferômetros Fabry-Perot instalados em São João do Cariri e Cajazeiras.

A Tabela 3.2 apresenta a direção φ de propagação, os parâmetros observados (comprimento de onda, velocidade de fase observada, período observado) e intrínsecos da onda horizontal correspondentes ao pico principal detectado na análise espectral do evento na Figura 3.10 e 3.11.

Tabela 3.2: Parâmetros da onda de gravidade observado em 21/04/2012

Data	UT	$\lambda_h(km)$	$t_0(min)$	$t_i(min)$	$C_o(m/s)$	$C_i(m/s)$	φ°
21/04/2012	21:32-22:05	142,6	14,8	31,07	160,7	76,48	158

3.3.3 Composição do banco de dados

Conhecer o vento horizontal na região da termosfera-ionosfera é fundamental para entender a dinâmica local da atmosfera e também é útil para estimação dos parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade que foram observadas nas imagens do OI630,0 nm.

Dois interferômetros Fabry-Perot instalados nas localidades de São João do Cariri e Cajazeiras realizaram medidas simultâneas na maioria das noites. No entanto, para o período de dados utilizados nesse trabalho ocorreram noites em que não foram possíveis registrar medidas, devido a problemas técnicos ou mesmo sem vento. Para essas noites foi utilizado o vento médio mensal avaliado a partir de todas as medidas realizadas no respectivo mês. A Tabela 3.3 mostra todas as noites que não foram possíveis registrar medidas.

O vento horizontal é dividido em duas componentes, uma sopra na direção zonal (leste-oeste) e a outra na direção meridional (norte-sul). As medidas foram realizadas em um intervalo de tempo entre 21:00 hora universal finalizando às 7:00 hora universal do dia seguinte.

Tabela 3.3: Ilustração do resumo de vento utilizando o IFP.

Noites	IFP
11/05/2012	N
13/05/2012	N
25/07/2013	N
28/07/2013	N
19/06/2014	N
19/08/2014	N
24/08/2014	N
27/08/2014	N

3.3.4 Perfis de vento

Para compor o banco de dados de vento foram utilizados dois interferômetros Fabry-Perot um instalado na localidade de São João do Cariri (7.4° S; 36.5° W) e o outro em Cajazeiras (6.9° S; 38° W).

3.3.5 Vento medido pelo interferômetro Fabry-Perot

Esses interferômetros Fabry-Perot realizaram medidas da linha vermelha do oxigênio atômico seguindo uma sequência cíclica apontando primeiro para o zênite e segue para as direções norte, leste, sul e oeste. Cada ciclo dura aproximadamente 27 minutos e possui um ângulo de elevação de 45° .

Como foi mencionado anterior, algumas das noites de observações do fenômeno de ondas de gravidade não foram possíveis registrar medidas do vento termosférico. Para compor os dados dessas noites foi calculado o vento médio mensal estimado a partir de todas as observações feitas no respectivo mês.

O perfil do comportamento desses ventos são mostrados nas Figuras 3.13 e 3.14. As linhas contínuas nos painéis (a), (c), (e) e (g) representam os ventos médios zonais para os meses de maio, junho, julho e agosto. As linhas tracejadas nos painéis (b), (d), (f) e (h) representam os ventos médios meridionais para os respectivos meses.

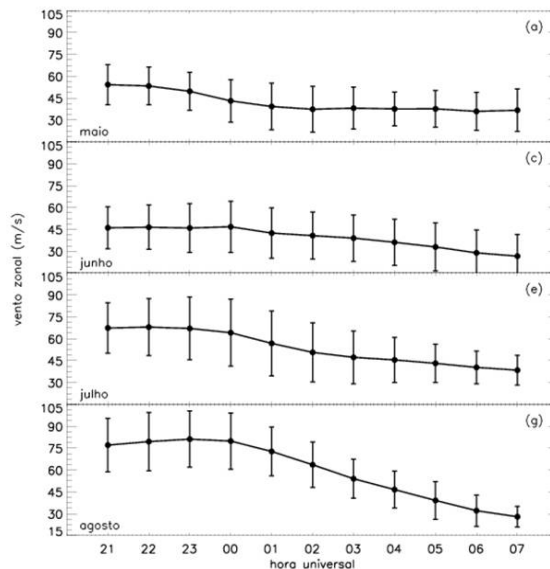


Figura 3.13: Perfil do comportamento do vento médio zonal medidos para os meses de maio (a), junho (c), julho (e) e agosto (g).

As barras de erro representam os desvios padrões dos ventos médios.

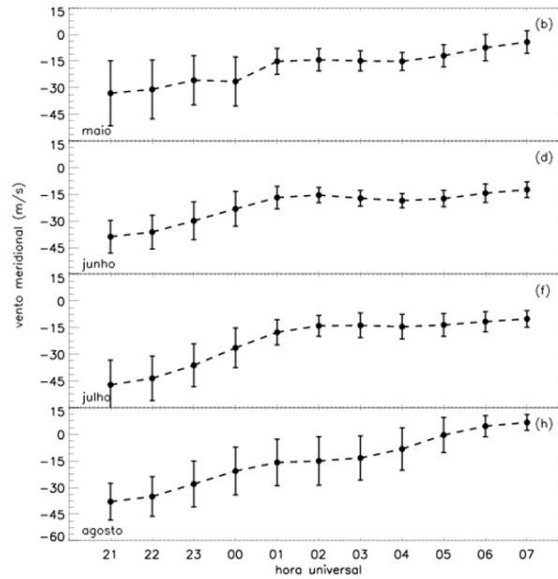


Figura 3.14: Perfil do comportamento do vento médio meridional medidos para os meses de maio (b), junho (d), julho (f) e agosto (h).

3.3.6 Determinação dos Parâmetros Intrínsecos

É de grande importância conhecer o vento horizontal na região termosfera-ionosfera, só assim é possível estimar os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade. O cálculo para obter os parâmetros intrínsecos consistem nos parâmetros reais das ondas extraindo o efeito do vento, conforme é mostrado na Equação abaixo,

$$\omega_{ir} = \omega - kU - lV, \quad (3.22)$$

em que k e l representam o número de onda zonal e meridional, respectivamente. A componente do vento na direção zonal (leste-oeste) é representada por U e V representa a componente meridional (norte-sul).

Utilizando a Equação 3.22 calcula-se a frequência intrínseca, conhecendo a frequência intrínseca é possível calcular o período e a velocidade de fase horizontal intrínseca.

Por meio da Equação 3.22 é possível observar as mudanças que o vento provoca na propagação das mesmas. As ondas de gravidade são drasticamente afetadas pelo escoamento do vento, desde que se propaguem na direção de escoamento do vento, por

outro lado, ondas de gravidade com propagação vertical ao escoamento do vento quase não são afetadas, conforme pode ser visto no Capítulo 4.

Dois interferômetros Fabry-Perot, instalados nas localidades de São João do Cariri e Cajazeiras realizaram medidas da linha vermelha do oxigênio atômico seguindo uma sequência cíclica que se inicia no zênite e segue para as direções norte, leste, sul e oeste. Cada ciclo dura aproximadamente 27 minutos e as imagens são obtidas com um ângulo de elevação de 45°. Sendo assim, as medidas nas direções zonal e meridional são espaçadas ~ 480 km.

A Figura 3.15 mostra o perfil do comportamento do vento horizontal, obtidos às 22:00 UT (tempo universal) do dia 24 de julho de 2012. Os ventos medidos com direções de escoamento para leste (cruzes roxa) e oeste (quadrados azuis) foram calculados utilizando o modelo Madrigal. O mesmo procedimento é aplicado para o vento norte (triângulo verde) e sul (quadrado azul).

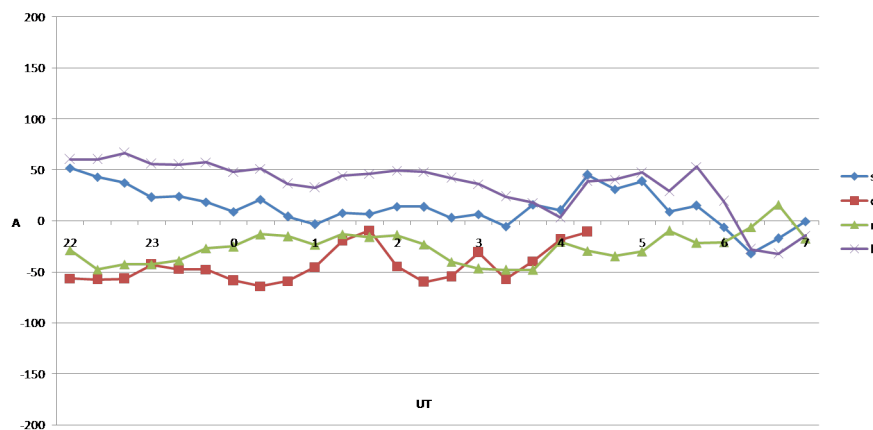


Figura 3.15: Perfil do comportamento do vento horizontal na região termosfera-ionosfera, obtidos para às 02:00 UT do dia 24 de julho de 2012.

As componentes do vento zonal e meridional são obtidas, pelas Equações 3.23 e 3.24, respectivamente.

$$u = \frac{V}{\sin(\theta)\cos(\alpha)}, \quad (3.23)$$

onde V representa o vento neutro, θ representa o ângulo azimutal e α representa o ângulo de elevação.

$$v = \frac{V}{\cos(\theta)\sin(\alpha)}, \quad (3.24)$$

Substituindo as Equações 3.23 e 3.24 na Equação 3.22, obtém-se todas as informações necessárias referente aos parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade.

Capítulo 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os principais resultados obtidos a partir das observações das imagens de aeroluminescência realizadas em São João do Cariri. As imagens foram obtidas através do imageamento do céu noturno, usando um imageador de visada completa do céu. Essas medidas foram realizadas entre setembro de 2011 a abril de 2015. Nesse período de observações, foram identificados 51 eventos de ondas de gravidade de média escala, desses 51 eventos conseguimos analisar e estudar as características espectrais de 31 deles. Além das imagens de aeroluminescência, utilizamos medidas de vento obtidas por dois interferômetros Fabry-Perot, um instalado em Cajazeiras e outro em São João do Cariri. A partir dos dados de vento foi possível determinar os parâmetros intrínsecos das ondas.

4.1 Parâmetros das ondas de gravidade

A Tabela 4.1 mostra os parâmetros observados, intrínsecos e também os dados de ventos. Com relação aos dados de vento nas noites que não foram possíveis realizar medidas do vento, utilizamos na determinação dos parâmetros o vento médio representativo do mês de observação. O vento horizontal com direção de escoamento zonal e meridional são mostrados nas colunas U e V respectivamente. Conforme já foi mencionado anterior, O comprimento de onda (λ_h), o período (τ_o) e a velocidade de fase (C_o) foram estimados e analisados através da aplicação da Transformada de Fourier Discreta em Duas Dimensões (2D-DFT). Utilizando os dados das colunas U e V foi possível calcular o período (τ_i) e a velocidade de fase (C_i) intrínseca das ondas de gravidade.

Tabela 4.1: Parâmetros observados e intrínsecos das ondas de gravidade de média escala detectadas em São João do Cariri nas imagens do OI 630 nm.

Data	UT	λ_H (km)	τ_0 (min)	τ_i (min)	C_0 (m/s)	C_i (m/s)	ϕ°	U	V
14/04/2012	22:43 -> 23:15	171,7	13,4	10,2	214,0	279,9	116,6	-32,3	83,7
21/04/2012	21:32 -> 22:05	142,6	14,8	31,1	160,7	76,5	158,2	132,1	-37,7
22/04/2012	21:57 -> 22:24	122,6	11,5	19,2	178,0	106,2	151,4	66,0	-45,5
25/04/2012	23:25 -> 00:01	149,2	20,7	17,2	120,1	144,8	29,1	30,9	-45,5
11/05/2012	00:59 -> 01:26	89,8	14,8	13,1	101,3	114,3	15,3	44,4	-25,8
13/05/2012	22:48 -> 23:13	152,8	20,6	15,9	123,4	159,7	354,3	53,3	-30,9
14/05/2012	21:53 -> 22:25	169,6	20,4	16,5	138,6	170,9	6,3	87,7	-42,2
16/05/2012	21:49 -> 22:28	139,1	24,8	16,2	93,5	143,1	5,2	90,5	-58,1
18/05/2012	00:50 -> 01:18	67,2	38,1	16,5	29,4	67,7	336,8	57,5	-17,0
12/06/2012	22:24 -> 23:00	152,8	21,0	14,4	121	176,6	5,7	105,1	-66,1
13/06/2012	23:36 -> 23:56	152,8	23,0	13,9	111	182,9	354,3	128,9	-59,6
15/06/2012	21:58 -> 22:12	112,9	33,5	44,8	56,2	41,9	17,1	60,2	-3,7
07/09/2012	21:34 -> 21:59	190,5	27,5	18,1	115,6	175,7	7,1	86,9	-71,5
16/07/2012	21:48 -> 22:27	170,7	32,9	20,7	86,5	137,2	0	50,8	-50,7
19/07/2012	21:34 -> 21:59	150,6	15,7	12,8	159,9	195,7	11,3	70,6	-50,6
24/07/2012	02:02 -> 02:22	117,8	20,7	13,2	95	149,1	327,5	45,0	-35,6
15/08/2012	21:57 -> 22:19	114,5	14,6	12,7	130,4	150,5	26,6	57,6	-51,0
07/05/2013	23:40 -> 00:02	108,6	14,4	13,9	125,6	130,5	8,1	97,7	-18,7
25/07/2013	22:23 -> 22:44	147,1	16,1	14,1	152,1	174,5	16,7	67,9	-43,5
28/07/2013	21:47 -> 22:07	162,8	16,2	31,8	167,1	85,4	122	67,3	-47,2
08/01/2013	00:01 -> 00:19	139,6	18,5	14,4	126	161,7	0	92,6	-35,9
08/04/2013	22:43 -> 23:02	106,5	63,9	36,5	27,8	48,6	33,7	77,9	-77,0
08/10/2013	23:18 -> 23:36	150,6	17,5	15,5	143,2	162,4	11,3	111,7	-41,7
23/05/2014	21:20 -> 21:37	131,7	27,4	74,0	80,2	29,7	121	41,6	-28,7
25/05/2014	21:41 -> 22:03	128,0	18,6	13,9	114,7	153,3	0	75,9	-38,6
27/05/2014	01:12 -> 01:39	142,0	27,5	45,1	86	52,5	56,3	78,6	-57,2
16/06/2014	23:31 -> 23:58	142,6	27,9	41,3	85,3	57,5	68,2	59,9	-75,3
19/06/2014	22:59 -> 23:17	114,5	23,8	34,8	80,2	54,9	63,4	46,5	-36,2
19/08/2014	23:10 -> 23:30	137,4	21,1	23,6	108,6	97,2	26,6	81,1	-27,9
24/08/2014	04:47 -> 05:02	137,4	37,4	25,6	61,2	89,5	333,4	46,5	-8,3
27/08/2014	00:44 -> 01:04	134,7	20,7	38,6	108,7	58,2	52,1	79,8	-20,7

4.1.1 Parâmetros observados

A Figura 4.1 mostra o histograma dos comprimentos de onda horizontais (em km) das ondas de gravidade observadas. Esses estão distribuídos, principalmente, entre 90-180 km com o máximo de ocorrência entre 120-150 km. Apenas uma onda possui comprimento de onda horizontal superior a 200 km e duas inferiores a 90 km. O comprimento de onda médio e o desvio padrão também foram calculados e são mostrados na Figura 4.1 com respectivos valores de 137 km e 26 km.

A distribuição dos comprimentos de ondas observados é consistente com observações anteriores realizadas na localidade de São João do Cariri (Paulino et al., 2015). A principal diferença foi que os comprimentos de onda horizontal estudadas por Paulino et al. (2015) variaram entre 100-200 km e apresentaram um máximo de ocorrência entre 120-140 km, isto é, as diferenças foram pequenas, indicando que os parâmetros observados das ondas de gravidade permanecem praticamente inalterados, tendo em vista que as observações de Paulino et al. (2015) foram realizadas entre 2000 e 2010.

Estudo realizado em Yonaguni (123°E ; 24.5°N) no Japão, por Narayanan et al. (2014), durante um período de dois anos de coletas de dados, em que, corresponde a condição de mínimo e máxima solar, usando a mesma técnica de observação do presente trabalho, eles estudaram ondas periódicas MSTIDs, os comprimentos de onda horizontal observados ficaram distribuídos entre 100-500km. A área observada por meio de imagens de aeroluminescência abrange a região de transição entre baixa para médias latitudes na ionosfera. Eles mostraram que os comprimentos de onda apresentaram valores superiores durante o período de mínimo solar.

Similarmente, Garcia et al. (2000), utilizando a mesma técnica de observação, estudaram ondas periódicas em Arecibo (66.8°W ; 18.5°N) Porto Rico, os comprimentos de onda ficaram distribuídos entre, 50-500 km, resultados semelhantes a Narayanan et al. (2014).

Shiokawa et al. (2003), utilizando a mesma técnica de observações, estudaram características de ondas periódicas MSTIDs, observadas em duas estações, Rikubetsu (43.5°N ; 34.8°W) e Shigaraki (34.9°N ; 25.4°W), no Japão para dois anos de coletas de dados perto do período de máximo solar, mostraram que os comprimentos de onda estavam bem distribuídos entre 100-300 km.

No entanto, o resultado encontrado para os comprimentos de onda horizontal ob-

servados por Paulino et al. (2015) apresentaram poucas diferenças comparados com o resultado do presente trabalho, tendo em vista que Paulino et al. (2015) estudaram um número de eventos (98) ondas de gravidade entre o período de 2000 a 2010, indicando que os parâmetros observados das ondas de gravidade permanecem praticamente inalterados. Enquanto o resultado encontrado para os comprimentos de ondas das MSTIDs no trabalho de Narayanan et al. (2014) apresentaram valores superiores comparados com o do presente trabalho, tendo em vista que eles estudaram as MSTIDs para o período de mínimo e máximo solar. Eles mostram que as MSTIDs apresentaram valores superiores durante o mínimo solar. Resultados similar foi obtido por Garcia et al. (2000). Já os resultados encontrados por Shiokawa et al. (2003) apresentaram valores não muitos superiores comparados com o presente trabalho, como já era de se esperar, pois as MSTIDs que eles estudaram correspondem quase ao período de máximo solar.

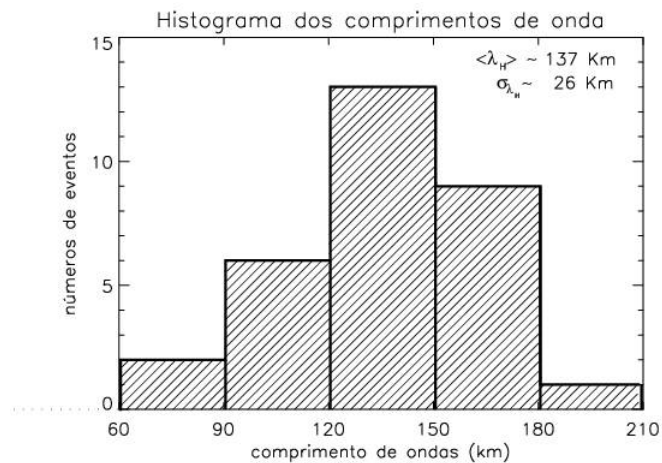


Figura 4.1: Histograma referentes aos comprimentos de onda horizontais.

Na Figura 4.2 pode ser visto o histograma para os períodos observados. Pode-se notar que os períodos observados das ondas estão distribuídos praticamente entre 12-30 min e apresenta um máximo de ocorrência entre 18-24 min, apenas uma onda teve período superior a 42 min. O período médio e o desvio padrão também foram calculados com respectivos valores de 23 min e 10 min.

Os períodos observados também são consistente comparados com as observações realizadas por Paulino et al. (2015), ou seja, eles observaram períodos distribuídos entre

10-35 min e apresentaram um máximo de ocorrência entre 15-20 min, apenas duas delas tiveram períodos maiores que 45 min.

Os períodos observados das ondas estão bem distribuídos entre, 12-30min, no qual, apresentam períodos curtos em comparação com a média escala observadas na região da MLT (Taylor et al. 2009).

Portanto, como já era de se esperar, o resultado para os períodos observados das ondas de gravidade do presente trabalho comparados com os períodos observados das ondas de gravidade do trabalho de Paulino et al. (2015), apresentaram poucas diferenças, confirma que os parâmetros observados das ondas permanecem praticamente inalterados. As observações realizadas por Narayanan et al. (2014) no Japão, mostraram que os períodos observados das MSTIDs periódicas são superiores comparados a São João do Cariri. Tendo em vista que, Narayanan et al. (2014) estudaram ondas periódicas para atividade de máximo e mínimo solar. No trabalho de Shiokawa et al. (2003), eles mostraram que há uma tendência para o período observado das MSTIDs em Shigaraki ser mais longo do que em Rikubetsu na primavera e verão, e vice-versa no outono e inverno.

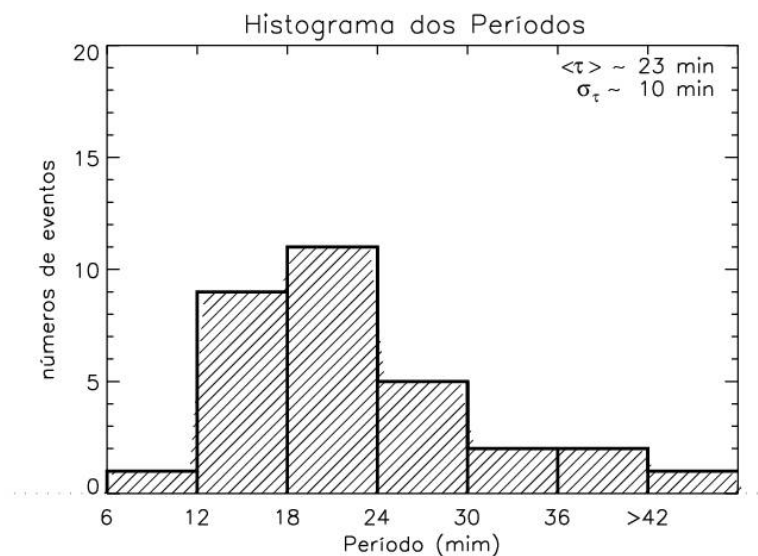


Figura 4.2: Histograma referente aos períodos observados das ondas de gravidade de média escala.

Na Figura 4.3 podem ser vistos a velocidade de fase horizontal observada e a direção horizontal de propagação de cada onda de gravidade representada pelas setas de cor preta. O comprimento das setas indicam o módulo da velocidade de fase e a direção das setas apontam para a direção de propagação das ondas. A direção de escoamento do vento e o módulo do vento são representados pelas setas de cor vermelha e também são mostrados na Figura 4.3. As linhas tracejadas da Figura 4.3 são isolinhas de velocidade de fase e espaçadas a cada 50 m/s.

Na Figura 4.3, nota-se que a direção de propagação das ondas é, preferencialmente, para o nordeste e leste. Já o escoamento do vento é preferencialmente para o sudeste.

O resultado obtido para a propagação da fase horizontal dessas ondas de gravidade de média escala está bem consistente com os resultados obtidos por Paulino et al. (2015). Eles mostraram que a direção de propagação das ondas de gravidade apresentava uma clara anisotropia da direção de propagação, no qual, as ondas se propagavam para diferentes direções, tendo em vista que, Paulino et al. (2015) estudou um número de eventos (98 ondas) de gravidade.

O presente resultado indica que as ondas periódicas observadas na emissão do OI630,0 nm apresentaram velocidade de fase superior, quando comparadas as ondas observadas na camada de OH na região MLT (Medeiros et al., 2007; Taylor et al., 2009).

As ondas de gravidade observadas na localidade de São João do Cariri apresentaram velocidade de fase horizontal superiores comparadas com os trabalhos de Narayanan et al. (2014) e Garcia et al. (2000). Garcia et al. (2000) mostrou que a baixa velocidade das ondas periódicas ainda não é explicada teoricamente. Nos trabalhos de Narayanan et al. (2014) e Garcia et al. (2000), as ondas apresentaram direção de propagação preferencial para sudoeste.

Usando dados de imagens de all Sky nas estações de Athabasca (54.8° N) e Tramsø (69.8° N), Shiokawa et al. (2013) estudaram a atividade de MSTIDs na região polar. Eles mostraram que a maioria dos MSTIDs apresentaram direções de propagação tanto para as direções sul quanto para sudoeste. Eles sugeriram que o principal mecanismo, tomado para as direções de propagação serem preferencial para o sul ou sudeste, é consequência de instabilidade na camada esporádica E.

Fukushima et al. (2012), estudaram MSTIDs num período de tempo de 7 anos de coletas de dados observadas em imagens de aeroluminescência noturna na emissão do

OI630 nm sobre a Indonésia. As MSTIDs apresentaram direção de propagação dominante para o sul. Eles sugeriram que a origem dessas ondas era devido à penetração das ondas de gravidade na termosfera.

Shiokawa et al. (2013), usando dados de imagens de all sky nas estações de Athabasca (54.8° N) e Tromso (69.8° N) estudaram atividade de MSTIDs na região polar. Eles mostraram que a direção de propagação das MSTIDs eram preferencial para sul e sudeste. Ele sugeriram que o principal mecanismo para a direção de propagação das MSTIDs é devido a instabilidade na camada esporádica E.

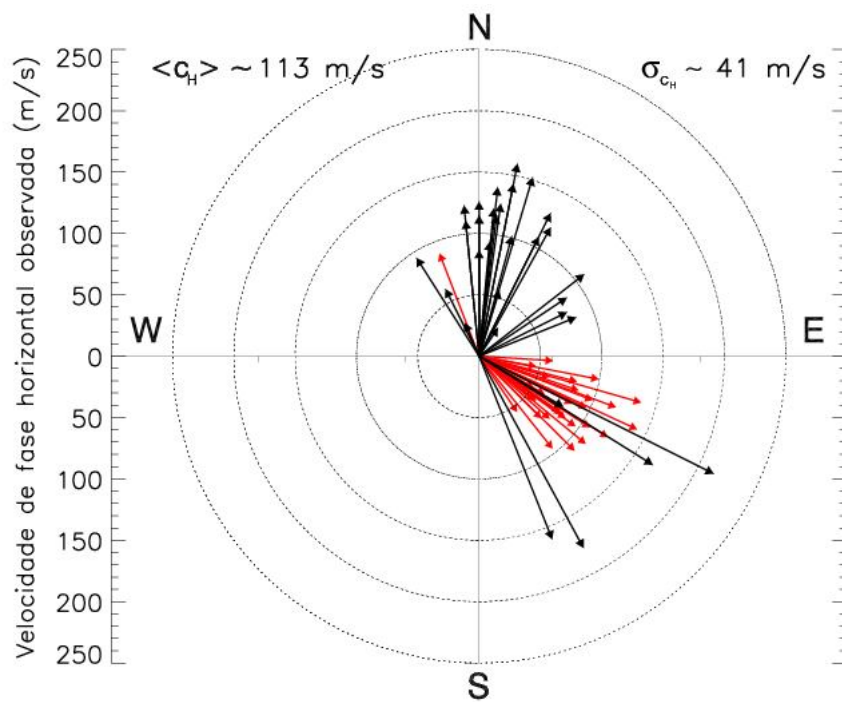


Figura 4.3: Velocidade de fase horizontal das ondas de gravidade de média escala.

Se a maioria destas ondas do presente trabalho for assumida como ondas de gravidade (devido as suas características espectrais), existem dois principais fatores que poderiam criar esta anisotropia observada, são elas:

1. filtragem das ondas de gravidade pelo vento estratosférico-mesosférico.
2. anisotropia na própria fonte dessas ondas de gravidade (para cada fonte individual ou para a localização das fontes em relação ao local de observação).

Já Medeiros et al.(2005b) estudaram a propagação de ondas de gravidade de pequena escala na localidade de São João do Cariri encontraram um clara anisotropia para leste na direção de propagação da fase horizontal. Eles explicaram que essa anisotropia na propagação horizontal das ondas de gravidade encontrada em São João do Cariri, principalmente, devido à filtragem das ondas pelo sistema de vento. Podemos discutir esta questão através de dois mecanismos, são eles:

Os ventos atmosféricos variam com a altitude, onda de gravidade propagantes pode encontrar uma região onde o vento médio apresenta a mesma velocidade de fase desta onda, i.e., um nível crítico. A frequência intrínseca de uma onda de gravidade, ao se aproximar do nível crítico, tende a zero, conseqüentemente, seu período tende aumentar indefinidamente. Ao atingir o nível crítico a onda de gravidade pode ser absorvida, para isso acontecer o tempo de propagação vertical da onda passa a ser muito grande.

Os níveis críticos existem tanto na baixa atmosfera, onde os fluxos rápidos (Jet stream) são os maiores absorvedores de ondas de gravidade, quanto na alta atmosfera, apresentam um grande efeito no espectro nas ondas de gravidade que podem existir a qualquer altitude. Os níveis críticos podem filtrar ondas de gravidade com comprimento de onda horizontal pequeno, isto acontece porque estas ondas apresentam baixa velocidade de fase horizontal.

Como pode ser visto na Figura 4.3, são poucas as ondas de gravidade que se propagam a mesma direção do escoamento do vento. Dessa forma são poucas as ondas cujos parâmetros observados foram significativamente afetados pelo vento. Quase todas as ondas de gravidade que se propagam para o sudeste apresentam valores de velocidades de fase superiores às demais, pois as ondas se propagam a mesma direção do escoamento do vento. Já para as ondas que se propagam quase que perpendiculares ao escoamento do vento são poucas afetadas e as velocidades de fase intrínsecas e observadas são praticamente as mesmas, como serão mostradas na próxima subseção.

4.1.2 Parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade de média escala.

Os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade são bastante úteis para entender o efeito do vento básico sobre a propagação das mesmas na atmosfera. Esses parâmetros intrínsecos podem ser entendidos como as características das ondas excluindo o efeito do vento, conforme mencionado anteriormente.

Para estudar os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade, é preciso conhecer a componente do vento horizontal que é usualmente separadas em duas componentes zonal (leste-oeste) e meridional (norte-sul), conforme já foi mencionado anteriormente.

Os parâmetros intrínsecos são obtidos pela seguinte equação:

$$\omega_{Ir} = \omega - kU - lV \quad (4.1)$$

em que ω representa a frequência observada, l e k representam os números de onda meridional e zonal respectivamente, U representa a componente do vento na direção zonal, V representa a componente do vento na direção meridional.

Utilizando a Equação 4.1 calcula-se a frequência intrínseca, conhecendo a frequência intrínseca é possível calcular o período e a velocidade de fase horizontal intrínseca.

Dois interferômetros Fabry-Perot um instalado na localidade de São João do Cariri e outro instalado em Cajazeiras forneceram o vento horizontal. O vento para a componente zonal U (leste-oeste) e meridional V (norte-sul) são mostrados na Tabela 4.1.

A Figura 4.4 mostra o histograma para os períodos intrínsecos. Comparando com os períodos observados (Figura 4.2), os períodos intrínsecos estão distribuídos entre 12-24 min e um máximo de ocorrência entre 12-18 min e apenas três ondas apresentam período intrínseco superior a 42 min. A média e o desvio padrão foram calculados com respectivos valores de 24 min e 14 min.

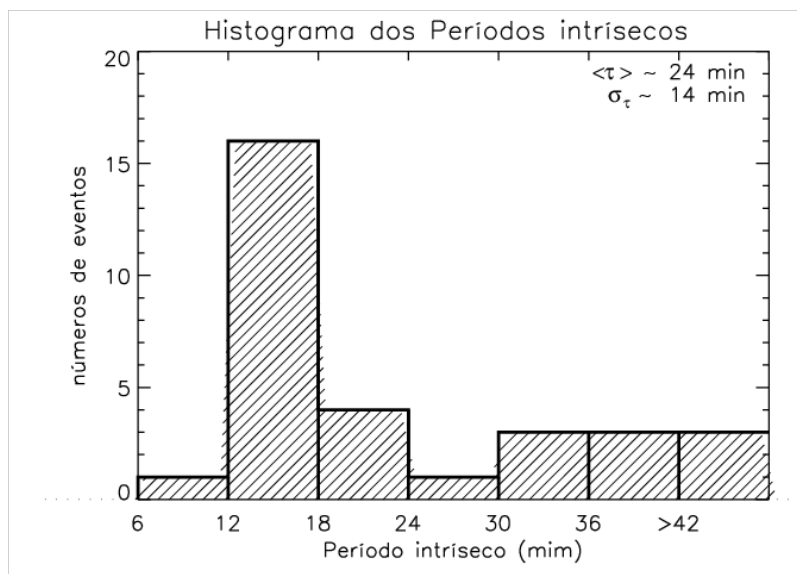


Figura 4.4: Histograma para os períodos intrínsecos.

Como pode ser visto na Figura 4.2 (períodos observados) houve mudança principalmente entre 18-30 min comparada com os períodos intrínsecos (Figura 4.4). Conforme foi discutido no Capítulo 2, a onda de gravidade ao se aproximar de um nível crítico, o período observado da onda aumenta consideravelmente. Isso acontece quando a velocidade de fase horizontal da onda coincide com o vento horizontal. As medidas do vento foram estimadas nos horários das observações das ondas de gravidade na altitude de ~ 240 km, o escoamento do vento zonal é preferencial para leste, já o escoamento do vento meridional é preferencial para o sul.

A frequência observada de uma onda de gravidade que se propaga verticalmente é modificada pela ação das variações verticais do vento horizontal. Já para as ondas de gravidade que se propagam contrárias ao escoamento do vento, suas frequências intrínsecas aumentarão proporcionalmente à intensidade desses ventos. Frequência intrínseca elevadas implica em período intrínseco menor que o período observado, nesse caso, o vento atua freando a propagação da onda.

A velocidade de fase horizontal intrínseca é mostrada na Figura 4.5. Comparando a Figura 4.3 (velocidades de fase observadas) com a Figura 4.5, boa parte das ondas de gravidade teve velocidade de fase observada inferior à velocidade de fase horizontal intrínseca. O valor médio das velocidades de fase observado (113 m/s) foi menor comparado

com o valor médio intrínseco (124 m/s). O mesmo acontece para o desvio médio observado (41 m/s) comparado com o desvio intrínseco (58 m/s).

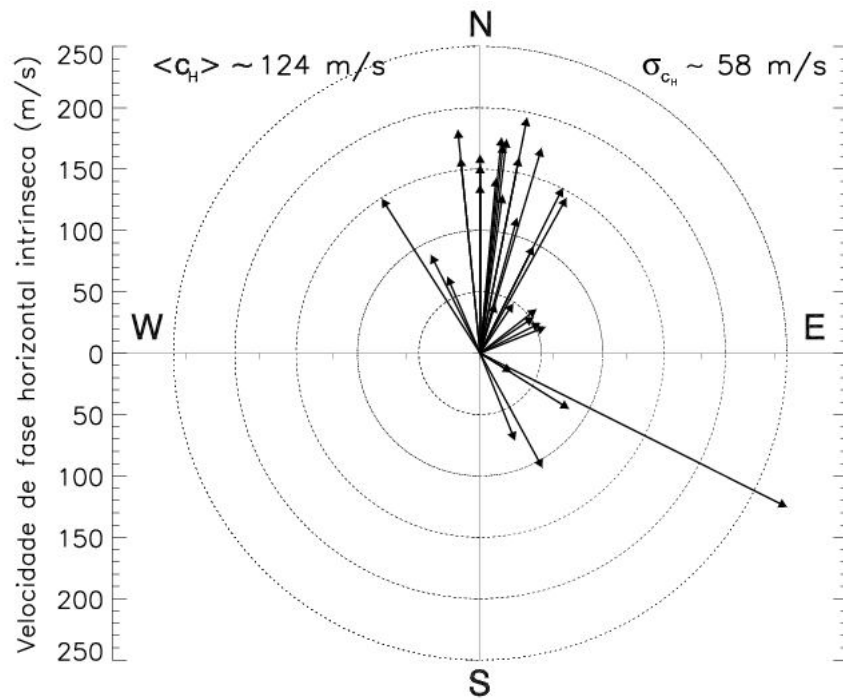


Figura 4.5: Velocidade de fase horizontal intrínseca das ondas de gravidade de média escala.

Comparando a Figura 4.5 com a Figura 4.3 nota-se que boa parte das ondas de gravidade propagantes para leste e sudeste apresentaram aumento nas velocidades de fase horizontal observadas. Pois, a propagação das ondas para o leste é quase paralelo ao escoamento do vento, enquanto às propagantes para sudeste é a mesma direção do vento, essas ondas são drasticamente afetadas pelo vento. A maioria das ondas de gravidade propagantes para nordeste apresentou poucas mudanças nas velocidades de fase observada, essas ondas se propagam quase perpendicularmente ao escoamento do vento. Já para as ondas propagantes para noroeste e norte, todas apresentaram diminuição na velocidade de fase observada. Pois, a propagação das ondas para o noroeste é contrário ao escoamento do vento, enquanto às propagantes para o norte foram afetadas pelas componentes dos ventos.

Capítulo 5

CONCLUSÕES

Observações de ondas de gravidade em imagens de aeroluminescência na emissão do OI630 nm (pico de emissão ~ 240 km de altitude) foram realizadas em São João do Cariri entre setembro de 2011 a abril de 2015. Neste período foi possível identificar e estudar as características de 31 ondas de gravidade quase periódicas.

Foram estudados os parâmetros observados e intrínsecos dessas ondas de gravidade. Os parâmetros intrínsecos foram estimados utilizando medidas de ventos a partir de dois Interferômetros Fabry-Perot, um instalado em São João do Cariri e outro em Cajazeiras. Para algumas dessas noites não foi possível registrar medidas do vento, então foi utilizado o vento médio mensal correspondente ao respectivo mês de observação.

Os principais resultados do presente trabalho são:

1. Os comprimentos de onda horizontal das ondas de gravidade ficaram distribuídos entre 90-180 km com máximo de ocorrência em 120-150 km, apenas uma onda possui comprimento de onda horizontal superior a 200 km. O comprimento de onda médio da distribuição foi de 137 km e desvio padrão 26 km.

2. Os períodos observados das ondas de gravidade ficaram bem distribuídos entre 12-30 min e máximo de ocorrência entre 18-24 min. Apenas três ondas tiveram períodos superiores a 42 min. O período observado médio da distribuição foi de 23 min e desvio padrão 10 min.

3. A propagação das ondas de gravidade observada apresentou uma direção preferencial para leste e nordeste.

4. O escoamento preferencial do vento durante as observações foi para sudeste.

5. Uma boa parte dos parâmetros observados das ondas de gravidade apresentou

mudanças comparadas com os intrínsecos.

6. Os períodos intrínsecos ficaram bem distribuídos entre 12-18 min e apresentou diminuição principalmente entre 18-30 min. Essas mudanças apresentadas estão relacionadas à direção do escoamento do vento. Quando o vento soprou na direção contrária à propagação da onda, a frequência observada diminuiu e conseqüentemente, a frequência intrínseca aumenta dessa forma o período intrínseco será menor que o observado.

7. A maioria das ondas de gravidade propagantes para leste e sudeste apresentou aumento na velocidade de fase horizontal observada.

8. Uma boa parte das ondas de gravidade propagantes para nordeste apresentou poucas mudanças nas velocidades de fase horizontal observadas, pois essas ondas de gravidade se propagam quase perpendicular ao escoamento do vento.

9. As ondas propagantes para o noroeste e norte apresentaram diminuição nas velocidades de fase horizontal observadas, pois a propagação para o noroeste é contrária ao escoamento do vento, nesse caso o vento agiu freando as ondas. Enquanto, as ondas com direção de propagação para o norte foram afetadas pelas componentes dos ventos.

5.1 Sugestões Para Trabalhos Futuros

Três possíveis trabalhos futuro sobre ondas de gravidade será:

Analisar as possíveis fontes de geração das ondas de gravidade, utilizando a técnica reversa de ray tracing.

Estudar os parâmetros vertical de ondas de gravidade, utilizando um imageador all-sky, na localidade de São João do Cariri e comparar com outras observações já realizados em outras localidades.

Estudar a propagação vertical de ondas de gravidade na localidade de São João do Cariri. Seria muito interessante realizar este estudo e comparar com outros já realizados em outras localidades.

Referências Bibliográficas

- [1] ALENCAR FILHO, J. F. d. Estudo de frentes mesosféricas na região equatorial. 313 p. (INPE-15179-TDI/1295). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)-Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos,2007-10-26 2007.
- [2] ALMEIDA, L. M. d. Características das ondas de gravidade observadas na região central do Brasil. Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia)-Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, 2010.
- [3] ATAIDE, J. S. P. d. Caracterização do movimento vertical de ondas de gravidade através de dados de radar meteórico e imageador de aeroluminescência. 82 p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia)-Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande,2007.
- [4] BAGESTON, J. V. Caracterização de ondas de gravidade mesosféricas na Estação Antártica Comandante Ferraz. 176 p. (INPE-16660-TDI/1618). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)-Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais,São José dos Campos,2009-12-16 2010.
- [5] BAGESTON, J. V.; WRASSE, C. M.; GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; SOUZA,P. B. Observation of mesospheric gravity waves at Comandante Ferraz Antarctica Station (62° S). *Annales Geophysicae*, v. 27, n. 6, p. 25932598, 2009.
- [6] BATISTA, P. P.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A. F. First airglow all sky images at 23°S. *Advances in Space Research*, v. 26, n. 6, p. 925 928,2000.
- [7] BURITI, R. A. Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em Shigaraki (35° N, 136° L),Japão. 204 p. (INPE-6647-TDI/624). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)-Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1997.

- [8] BEER, T. Atmospheric waves. London: Adam Hilger, 1974. 300 p.
- [9] CHAPMAN, S. Some phenomena of the Upper Atmosphere. Proceedings of the Physical Society. Section B, v. 64, n. 10, p. 833, 1951.
- [10] CHIMONAS, G.; HINES, C. O. Doppler ducting of atmospheric gravity-waves. Journal of Geophysical Research-Atmospheres, v. 91, n. D1, p. 1219-1230, 1986.
- [11] Dunkerton, T. J.; Butchart, N.; Propagation and selective transmission of internal gravity waves in sudden warming, J. Atmos. Sci., v.41, n.8, p.1443-1460, 1984.
- [12] FECHINE, J. Observações de pororocas mesosféricas através de imageamento da aeroluminescência em São João do Cariri (7,4°S; 36,5° O). Dissertação (Mestrado em Meteorologia)-Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2004-02-17 2004.
- [13] FECHINE, J.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. Mesospheric bore events in the equatorial middle atmosphere. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v. 67, n. 17-18, p. 1774-1778, 2005.
- [14] FRITTS, D. C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations. Reviews of Geophysics, v. 22, p. 275-308, 1984.
- [15] FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. Reviews of Geophysics, v. 41, p. 1003, 2003.
- [16] FRITTS, D. C.; VADAS, S. L. Gravity wave penetration into the thermosphere: sensitivity to solar cycle variations and mean winds. Annales Geophysicae, v. 26, n. 12, p. 3841-3861, 2008.
- [17] Fritts, D. C. A numerical study of gravity wave saturation and multiple wave effects, J. Atmos. Sci., v. 42, n. 19, p. 2043-2058, 1985.
- [18] Fukushima, D., Shiokawa, K., Otsuka, Y., and Ogawa, T.: Observation of equatorial nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances in 630-nm airglow images over 7 years, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 117, A10324, 2012.

- [19] Garcia, F. J., Kelley, M. C., Makela, J. J., and Huang, C.-S.: Airglow observations of mesoscale lowvelocity traveling ionospheric disturbances at midlatitudes, *Journal of Geophysical Research*, 105, 18 407, 2000.
- [20] GARDNER, C. S. Introduction to aloha-anlc-93 - the 1993 airborne lidar and observations of the hawaiian airglow airborne noctilucent cloud campaigns. *Geophysical Research Letters*, v. 22, n. 20, p. 2789-2792, 1995.
- [21] GOMES, F. E. Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7, 4° S; 36, 5° W). 122 p. Dissertação (Mestrado em Física)-Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2009-02-13 2009.
- [22] GOSSARD, E. E.; HOOKE, W. H. *Waves in the Atmosphere*. New York: Elsevier, 1975.
- [23] HARGREAVES, J. K. *The solar-terrestrial environment*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- [24] HEDLUND, P. R. Using a bistatic Fabry-Perot interferometer system to improve the estimation of thermospheric winds. 71 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica e Computação)-University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, 2009-05-19 2009.
- [25] HINES, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, v. 38, n. 11, p. 1441-1481, 1960.
- [26] ISLER, J. R.; TAYLOR, M. J.; FRITTS, D. C. Observational evidence of wave ducting and evanescence in the mesosphere. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, v. 102, n. D22, p. 26,301-313, 1997.
- [27] Lindzen, R. S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, v. 86, p. 9707-9714, 1981.
- [28] MACHADO, E. A. Caracterização dos Parâmetros de Ondas de Gravidade Detectadas por Imagens de Aeroluminescência sobre São João do Cariri (7° S, 36° W). Dissertação (Mestrado em Meteorologia)-Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2002.

- [29] MAEKAWA, R. Observations of gravity waves in the mesopause region by multicolor airglow imaging. 64 p. Dissertação (Master Thesis) - Kyoto University, 2000.
- [30] MAKELA, J. J.; MERIWETHER, J. W.; HUANG, Y.; SHERWOOD, P. J. Simulation and analysis of a multi-order imaging Fabry-Perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. *Applied Optics, OSA*, v. 50, n. 22, p. 4403-4416, Aug 2011.
- [31] MAKELA, J. J.; VADAS, S. L.; MURYANTO, R.; DULY, T.; CROWLEY, G. Periodic spacing between consecutive equatorial plasma bubbles. *Geophys. Res. Lett.*, v. 37, n. 14, p. L14103, 2010. 0094-8276.
- [32] MEDEIROS, A. F. Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência 187 p. (INPE-10478-TDI/932). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)-INPE, 2001.
- [33] MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; MACHADO, E. A.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P.; GOBBI, D.; TAYLOR, M. J. Comparison of gravity wave activity observed by airglow imaging at two different latitudes in Brazil. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 60, n. 6, p. 647-654, 2004.
- [34] MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; FECHINE, J.; WRASSE, C.; GOBBI, D. Mid gravity wave climatology in the South America equatorial region observed by airglow imager. *Annales Geophysicae*, v. 25, 2007.
- [35] MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D. An unusual airglow wave event observed at Cachoeira Paulista 23° S. *Middle Atmosphere Temporal and Spatial Structures*, v. 27, n. 10, p. 1749-1754, 2001.
- [36] MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; PINHEIRO, K. M.; GOBBI, D. Atmospheric gravity wave propagation direction observed by airglow imaging in the South American sector. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 67, n. 17-18, p. 1767-1773, 2005. ISSN 1364-6826.
- [37] Meek, C. E.; Reid, I. M.; Manson, A. H. Observations of mesospheric wind velocities. I. gravity waves horizontal scale and phase velocities, *Radio Science*, v. 20, p. 1363-1403, 1985.

- [38] MEINEL, I. A. B. OH emission bands in the spectrum of the night sky. *The Astrophysical Journal*, v. 111, p. 555, maio 1950.
- [39] MERIWETHER, J. W. et al. Climatology of the nighttime equatorial thermospheric winds and temperatures over Brazil near solar minimum. *Journal of Geophysical Research*, v. 116, 2012.
- [40] Narayanan, L. V., Shiokawa, K., Otsuka, Y., and Saito, S.: Airglow observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances from Yonaguni: Statistical characteristics and low-latitude limit, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119, 9268-9282, 2014.
- [41] NAKAMURA, T.; AONO, T.; TSUDA, T.; ADMIRANTO, A. G.; ACHMAD, E.; SURANTO. Mesospheric gravity waves over a tropical convective region observed by oh airglow imaging in indonesia. *Geophysical Research Letters*, v. 30, n. 17, p. 1882-1885, 2003.
- [42] NAKAMURA, T.; HIGASHIKAWA, A.; TSUDA, T.; MATSUSHITA, Y. Seasonal variations of gravity wave structures in oh airglow with a ccd imager at shigaraki. *Earth Planets Space*, v. 51, n. 7-8, p. 897-906, 1999.
- [43] Paulino, I. Estudo da Propagação de Ondas de Gravidade na Termosfera-Ionosfera. 275 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)-INPE, 2012.
- [44] Paulino, I., A. F. Medeiros., S.L. Vadas, C. M. Wrasse, H. Takahashi, R. A. Buriti, D. Leite, S. Filgueira, J. v. Bageston, J.H.A. Sobral, and D. Gobbi. Periodic Waves in the lower thermosphere observed by OI630 nm airglow images. *Annals Geophysicae*, 2015.
- [45] REIF, F. *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*. [S.l.]: Waveland Press, 2008. 651 p. (McGraw-Hill series in fundamentals of physics).
- [46] Silva, D. B. Estudo de assinaturas de oscilações de escala Planetária na Termosfera-Ionosfera Equatorial. 162 p. Dissertação (Mestrado em Física)- Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2013.

- [47] TAYLOR, M. J. A review of advances in imaging techniques for measuring short-period gravity waves in the mesosphere and lower thermosphere. *Advances in Space Research*, v. 19, p. 667-676, 1997.
- [48] TAYLOR, M. J.; FRITTS, D. C.; ISLER, J. R. Determination of horizontal and vertical structure of an unusual pattern of short-period gravity-waves imaged during aloha-93. *Geophysical Research Letters*, v. 22, n. 20, p. 2837-2840, 1995.
- [49] TAYLOR, M. J.; HAPGOOD, M. A. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. *Planetary and Space Sciences*, v. 36, n. 10, p. 975-985, 1988.
- [50] TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; BURITI, R. A.; FECHINE, J.; FRITTS, D. C.; VADAS, S. L.; TAKAHASHI, H.; SABBAS, F. T. S. Characteristics of mesospheric gravity waves near the magnetic equator, brazil during the spreadfex campaign. *Annales Geophysicae*, v. 27, p. 461-472, 2009.
- [51] TAYLOR, M. J.; TAYLOR, V.; EDWARDS, R. An investigation of thunderstorm as a source of short period mesospheric gravity waves. in: *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A review of Experiment and Theory*. Geophysical Monography 87, AGU, p. 177-184, 1995.
- [52] Shiokawa, K., Ihara, C., Otsuka, Y., and Ogawa, T.: Statistical study of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances using midlatitude airglow images, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1052, 2003.
- [53] VADAS, S. L.; FRITTS, D. C. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. *J. Geophys. Res. (Atmospheres)*, v. 110, p. 15103, 2005.
- [54] VADAS, S. L.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; STAMUS, P. A.; FRITTS, D. C.; LIU, H.-L.; SABBAS, F. T. S.; RAMPINELLI, V. T.; BATISTA, P.; TAKAHASHI, H. Convection: the likely source of the medium-scale gravity waves observed in the OH airglow layer near Brasilia, Brazil, during the spreadfex campaign. *Annales Geophysicae*, v. 27, p. 231-259, 2009.

- [55] Vincent, R. A.; Reid, I. M. HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes, *J. Atmos. Sci.*, v. 40, p. 1321-1333, 1983.
- [56] Vargas, F. A. Estudo do Espectro das Ondas de Gravidade Observadas em Cachoeira Paulista (23o). 126 p. Dissertação de mestrado- INPE, 2004.
- [57] Vargas, F. A. Investigação do Fluxo de Momento das Ondas de Gravidade na Alta Atmosfera Através da Aeroluminescência. 217 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)- Instituto Nacional de Pesquisa Espaciais, São José dos Campos, 2008.
- [58] WRASSE, C. M. Estudos de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas. 253 p. (INPE-12249-TDI/978). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)- Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004-03-19 2004.
- [59] WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; LIMA, L. M.; TAYLOR, M. J.; GOBBI, D.; FECHINE, J. Determinação dos parâmetros de ondas de gravidade através da análise espectral de imagens de aeroluminescência. *Revista Brasileira de Geofísica*, v. 25, n. 3, p. 257-266, 2007.
- [60] Weinstock, J. Gravity wave saturation and eddy diffusion in the middle atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, v. 46, p. 1069-1082, 1984.
- [61] Weinstock, J. Theoretical gravity wave spectrum in the atmosphere - strong and weak wave interaction, *Radio Science*, v. 20, p. 1295-1300, 1985.
- [62] Weinstock, J. Finite amplitude gravity wave; harmonics, advective steepening and saturation, *J. Atmos. Sci.*, v. 43, p. 688-704, 1986.