



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE TOMOGRAFIA NAS CAMADAS DE
AEROLUMINESCÊNCIA

DIEGO BARBOSA

CAMPINA GRANDE – PB

2013

01517214
CGSC_D18

DIEGO BARBOSA

APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE TOMOGRAFIA NAS CAMADAS DE
AEROLUMINESCÊNCIA

Dissertação de Mestrado apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Mestre em Física.

Orientadores:

Amauri Fragoso de Medeiros

Ricardo Arlen Buriti da Costa

UAF – UFCG

Campina Grande – PB, BRASIL

Fevereiro de 2013

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

B238a

2013 Barbosa, Diego.

Aplicação da Técnica de Tomografia nas Camadas de
Aeroluminescência / Diego Barbosa. – Campina Grande, 2013.
157p. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de
Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2013.

“Orientação: Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros, Prof. Dr. Ri-
cardo Arlen Buriti da Costa”.

Referências.

1. Ondas de Gravidade. 2. Inversão Estocástica. 3. Mesosfera. 4.
Métodos Tomográficos. I. Medeiros, Amauri Fragoso de. II. Costa, Ri-
cardo Arlen Buriti da. III. Título.

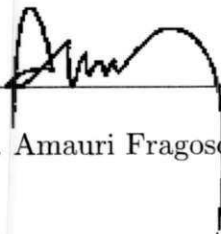
CDU - 53:551.513.11(043)

DIEGO BARBOSA

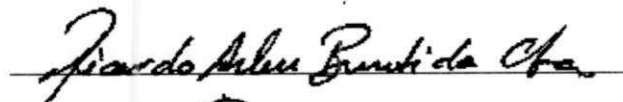
APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE TOMOGRAFIA NAS CAMADAS DE AEROLUMINESCÊNCIA

Dissertação aprovada em 28 de Fevereiro de 2013

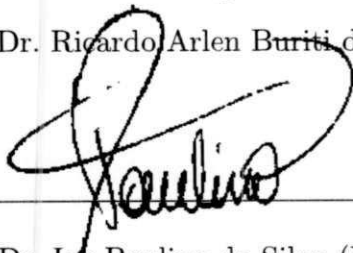
Banca Examinadora:



Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros (Orientador – UAF-UFCG)



Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa (Co-orientador – UAF-UFCG)



Prof. Dr. Igo Paulino da Silva (Examinador Interno – UAF-UFCG)



Prof. Dr. Edvaldo de Oliveira Alves (Examinador Externo – DF-UEPB)

*So understand
Don't waste your time always searching for those wasted years
Face up... make your stand
And realize you're living in the golden years*

Iron Maiden

UFPG/BIBLIOTECA/BC

*À minha mãe Fátima, que
sempre acreditou em mim até
nas horas em que eu mesmo
não acreditava.*

AGRADECIMENTOS

Meus sinceros agradecimentos:

Aos Professores Dr. Ricardo Arlen Buriti e Dr. Amauri Fragoso de Medeiros pela orientação na realização deste trabalho, bem como durante toda a minha iniciação científica.

Às instituições de Fomento CNPq e CAPES por me conceder o apoio financeiro que permitiu dedicar-me integralmente à minha formação acadêmica e a este trabalho.

A todas as pessoas que de alguma forma contribuíram para o funcionamento dos equipamentos do OLAP que forneceram os dados utilizados nesse trabalho, indispensáveis para conclusão desta dissertação.

A todos que compõem o corpo de professores e funcionários da Unidade Acadêmica de Física, em especial ao Professor Dr. Eduardo Marcos Rodrigues dos Passos, coordenador da pós-graduação em Física; e à Hélio Pereira de Oliveira, secretário da pós-graduação em Física.

A todos os colegas da Unidade Acadêmica de Física, em especial aos companheiros de pesquisa do grupo AEROLUME por saber conviver com as diferenças e por compartilhar as alegrias e experiências.

Por fim, agradeço especialmente a minha esposa Alinne Marianne, aos meus pais Maria de Fátima e José Bernardo, a minha sogra Maria Mercês e a toda minha família pelo incondicional apoio durante toda a minha trajetória desde a graduação até o mestrado.

RESUMO

O presente trabalho investigou a viabilidade do estudo de ondas de gravidade a partir da aplicação do Método de Reconstrução Tomográfica aos dados de imagens do airglow atmosférico. Para isso foi empregada a Teoria de Inversão Estocástica para formular o método de tomografia, onde foram utilizadas distribuições de probabilidades Gaussianas para modelar as variáveis do problema. A partir de conhecimento prévio sobre o comportamento vertical das camadas do airglow, informação "a priori" também modelada pela estatística gaussiana foi adicionada à reconstrução com o intuito de regularizar as intensidades obtidas na solução final. Simulações com observações de estruturas de onda em emissões artificiais foram implementadas como forma de verificar a capacidade da Tomografia Estocástica de inferir os parâmetros dos fenômenos. A tomografia também foi aplicada aos dados de imagens obtidos a partir de imageadores instalados em Monteiro (7°50' S, 37°04' O) e São João do Cariri (7°22' S, 36°31' O). Os resultados da tomografia com dados reais foram comparado aos parâmetros de ondas inferidos pela relação de dispersão das ondas de gravidade, utilizando dados de vento do radar meteorológico, dados de temperatura do satélite TIMED/SABER e dados obtidos pela análise espectral das imagens. A comparação mostrou que a observação das estruturas por dois imageadores não proporcionam condição suficiente para aplicação dos Métodos Tomográficos. As simulações indicaram que um conjunto de três equipamentos de observação pode proporcionar condição satisfatória para aplicação da tomografia no estudo de fenômenos na MLTI.

Palavras-chave: Ondas de gravidade, Inversão estocástica, Mesosfera, Métodos tomográficos.

APPLICATION OF TOMOGRAPHIC TECHNIQUES IN STUDY OF THE AIRGLOW LAYERS

ABSTRACT

The present work has investigated the feasibility of study gravity waves from the application of the Tomographic Reconstruction Methods in imager data of the atmospheric airglow. For this purpose has been used the Stochastic Inversion Theory to formulate the tomography method, which has used Gaussian distributions of probabilities to model the problem variables. From prior knowledge about the behavior of vertical airglow layers, information from "a priori model" also modeled by Gaussian statistics reconstruction was added in order to regulate the intensities obtained in the final solution. Simulations with observations of wave structures in artificial emissions were implemented in order to verify the ability of Stochastic Tomography to infer the parameters of the phenomena. Tomographic Reconstruction has also been applied to image data obtained from imagers installed in Monteiro - Brazil ($7^{\circ}50'$ S, $37^{\circ}04'$ W) and São João do Cariri - Brazil ($7^{\circ}22'$ S, $36^{\circ}31'$ W). The results of Tomography using real data were compared with parameters inferred by the wave dispersion relation of gravity waves using wind data from the meteor radar, temperature data from satellite TIMED/SABER and data obtained by spectral analysis of the images. The comparison showed that the observation of the structures from two imagers do not provide sufficient condition for application of Tomographic Methods. Simulations have indicated that a set of three observation devices can provide satisfactory condition for application of Tomographic Reconstruction in the study of phenomena in MLTI.

Keywords: Gravity waves, Stochastic inversion, Mesosphere, Tomographic methods.

SUMÁRIO

1. Introdução	21
1.1. Objetivo e Estrutura da Dissertação	22
2. As Ondas de Gravidade.....	25
2.1. Introdução	25
2.2. Início dos Estudos com Ondas de Gravidade.....	26
2.2.1. Observações das Ondas de Gravidade.....	28
2.2.2. A Modelagem do Fenômeno.....	30
2.2.3. A Caracterização das Ondas de Gravidade.....	33
2.3. Teoria Linear das Ondas de Gravidade.....	35
2.3.1. Níveis Críticos.....	42
2.3.2. Canalização de Ondas	43
3. A Reconstrução Tomográfica	47
3.1. Introdução	47
3.2. Geometria de Observação.....	50
3.3. Modelagem Matemática das Observações.....	52
3.4. A Teoria de Inversão Estocástica	54
3.4.1. Aplicação da Tomografia Estocástica.....	56
4. O Airglow Atmosférico.....	65
4.1. Introdução	65
4.2. Excitações e Fotoquímica do OH	70
4.3. Excitações e Fotoquímica do OI5577.....	72
4.4. Excitações e Fotoquímica do Oxigênio Molecular.....	74
5. Instrumentação e Metodologia	77
5.1. O Imageador All-Sky.....	77
5.2. Dados dos Imageadores	80
5.2.1. O Processo de Ajuste das Imagens.....	83
5.2.2. Análise Espectral das Imagens	89
5.3. O Radar Meteorológico.....	94
5.3.1. Dados do Radar Meteorológico.....	96
5.4. O Satélite TIMED.....	97

5.4.1. O Instrumento SABER.....	101
5.4.1.1. Dados do SABER.....	103
5.5. Aplicação da Tomografia aos Dados do Airglow.....	105
5.5.1. Variáveis da Reconstrução Tomográfica do Airglow.....	110
6. Resultados e Discussão.....	119
6.1. Reconstrução Tomográfica com Dados Simulados.....	119
6.2. Reconstrução Tomográfica com Dados Reais.....	129
6.2.1. O Caso de 17 de Dezembro de 2006.....	131
6.2.2. O Caso de 19 de Dezembro de 2006.....	138
7. Conclusões e Sugestões Para Trabalhos Futuros.....	145
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	147

1. Introdução

O estudo de ondas de gravidade tem importância reconhecida nos dias atuais, constituindo importante objeto de pesquisa para entendimento da estrutura atmosférica, principalmente na região da Mesosfera e Baixa Termosfera/Ionosfera (MLTI) (CHIMONAS e HINES, 1986). Esses fenômenos contribuem com diversos processos atmosféricos, a saber: transporte de momentum e energia da baixa atmosfera para regiões superiores; interação com marés e ondas planetárias; e alterações na temperatura da mesopausa e no fluxo do vento médio (YIGIT e MEDVEDEV, 2010). A relação dessas ondas com todos esses mecanismos justifica sua investigação como agente transformador do meio gasoso que circunda a Terra.

Grande esforço tem sido empenhado para se compreender como as ondas de gravidade interagem com o meio atmosférico. Os eventos reportados são classificados segundo sua fonte de geração, sua região de propagação e sua magnitude. É importante para isso um conhecimento detalhado sobre as camadas atmosféricas. Nessa linha de investigação, destaca-se o estudo da relação dos fenômenos com a variação na temperatura e intensidade das camadas de emissão do airglow atmosférico.

Através de instrumentos como imageadores, fotômetros e espectrômetros apontados para o zênite, vários pesquisadores têm observado a propagação desses fenômenos usando a aeroluminescência atmosférica como traçadora dessas ondas em médias e altas altitudes. A partir da observação do airglow é possível o monitoramento das estruturas, efetuando-se medidas contínuas no tempo, em uma dada localização (MEDEIROS et al., 2001).

Em especial, o monitoramento das emissões através do imageador sofreu avanço significativo após a implantação da CCD (do inglês: "Charge Coupled Device") ao sistema ótico do equipamento. A partir desse melhoramento tecnológico passou a ser possível a extração, a partir das imagens do airglow, dos parâmetros

que caracterizam a onda de gravidade. Conseqüentemente, o imageador deixou de ser um simples equipamento de observação visual para se tornar uma ferramenta de qualificação dos eventos.

Nos dias atuais, tem sido cada vez mais frequente a aplicação de novas técnicas para estudo dos parâmetros das ondas de gravidade. Dentre esses novos procedimentos, a reconstrução tomográfica tem sido sugerida como um método de obter informações dos fenômenos a partir de imagens do airglow, reconstruindo o plano vertical de propagação (NYGRÉN et al., 1998).

A reconstrução tomográfica é baseada nas técnicas de inversão de dados. Ela visa obter informações sobre os parâmetros da onda através da variação da intensidade vertical do airglow, o que não pode ser feito simplesmente pela análise bidimensional de imagens das emissões. A utilização desse método indireto para estudo dos parâmetros da onda tem sido apontada como de grande importância no entendimento do papel dessas ondas na alta atmosfera (ANDERSON et al., 2008).

1.1. Objetivo e Estrutura da Dissertação

A presente dissertação tem como principal objetivo estudar a viabilidade da aplicação do método de reconstrução tomográfica aos dados de airglow mesosférico. A capacidade do método para inferir as perturbações provocadas pela passagem das ondas de gravidade nas emissões foi avaliada, com finalidade de se obter os parâmetros que caracterizam o fenômeno investigado.

A organização da dissertação foi feita da seguinte maneira:

No Capítulo 2 será apresentado um breve histórico sobre as ondas de gravidade, permitindo ao leitor obter um resumo sobre os principais trabalhos da literatura, indicando os resultados que mais contribuíram para a melhor compreensão do fenômeno. Ainda nesse Capítulo, a teoria linear das ondas de gravidade é sucin-

tamente desenvolvida, da qual resulta a relação de dispersão, que relacionam os parâmetros que caracterizam as ondas.

O Capítulo 3 será dedicado a uma breve revisão da utilização dos métodos de reconstrução tomográfica em estudos atmosféricos. Ao final do deste Capítulo, o modelo de inversão estocástico utilizado neste trabalho é abordado. Nesta discussão, um exemplo de uma aplicação simples da tomografia no regime estocástico é utilizado como ferramenta para o entendimento do processo de reconstrução.

O Capítulo 4 apresenta rapidamente as principais emissões do airglow observadas pelo imageador. Os processos químicos de excitação das emissões são rapidamente descritos nessa sessão.

O Capítulo 5 descreve os instrumentos utilizados neste trabalho e seus respectivos dados: o imageador e as imagens do airglow; o radar meteórico e os dados de vento; e o satélite TIMED e o instrumento SABER, que fornecem os dados de Temperatura cinética para as alturas mesosféricas. São descritos os métodos de pré-processamento dos dados utilizados: o processo de ajuste das imagens do airglow; a análise espectral das imagens dos fenômenos e o processo de redução dos dados do instrumento SABER. Ainda neste Capítulo, são apresentados os detalhes da aplicação dos métodos tomográficos aos dados de airglow.

O Capítulo 6 mostra os resultados obtidos pela reconstrução tomográfica aplicada em dados simulados e reais das emissões do airglow. É feita a discussão dos resultados da reconstrução com dados de imagens, baseado nos resultados preliminares obtidos pela reconstrução dos dados simulados. Com dados de vento (radar), temperatura (SABER) e parâmetros horizontais de onda determinados pela análise espectral (imagens), foi possível obter o comprimento de onda vertical através da relação de dispersão, para comparação com os valores dos parâmetros verticais inferidos pela reconstrução tomográfica.

O Capítulo 7 encerra apresentando as principais conclusões e fornecendo uma ideia geral dos resultados da reconstrução com simulação e com dados de observações. Por fim, são apresentadas algumas sugestões para possíveis trabalhos que venham a ser realizados.



2. As Ondas de Gravidade

2.1. Introdução

As ondas de gravidade representam uma das mais importantes ferramentas de estudo da atmosfera terrestre, sendo a compreensão destes fenômenos de importância preponderante para o entendimento dos processos dinâmicos que ocorrem no fluido atmosférico. Sua contribuição para os processos atmosféricos vão desde o transporte de momentum, a partir da sua propagação vertical, até a mistura dos constituintes atmosféricos, gerada pela sua dissipação no meio.

As frentes mesosféricas, como também são conhecidas as ondas de gravidade, constituem ao lado das ondas acústicas e das ondas de Rossby os principais tipos de ondas periódicas suportadas pela atmosfera terrestre. Juntamente com as ondas de marés, esses três tipos de ondas são alguns dos principais fenômenos oscilatórios estudados pelos cientistas no meio atmosférico superior.

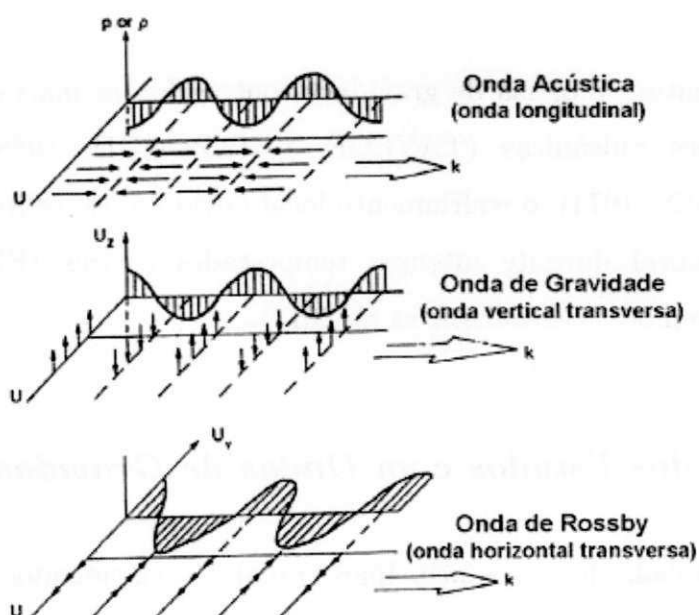


Figura 2.1 - Ilustração dos três tipos principais de ondas suportadas pela atmosfera terrestre.

Fonte: Adaptado de Beer e Tolstoy (1975)

Como é possível observar na Figura 2.1, as ondas de gravidade são fenômenos atmosféricos que ocorrem no formato de ondas verticais transversas. Estas resultam do desequilíbrio entre o gradiente de pressão e a força de gravidade. Apresentam um período entre 270 s e 8 hs e suas principais fontes são: a convecção intensa, as marés atmosféricas, o cisalhamento de vento, os sistemas meteorológicos frontais, a topografia, os ajustes de escoamentos em estados de desequilíbrio, os forçantes acompanhando a dissipação local de ondas e as interações onda-onda (FRITTS, 2003).

Nas últimas décadas, foram dedicados intensos esforços na investigação da geração topográfica das ondas de gravidade a partir de estudos teóricos, numéricos e observacionais (PAVELIN e WHITEWAY, 2002; PLACKE et al., 2011). As ondas sobre montanha ocorrem devido ao efeito de obstáculo que esta impõe ao escoamento de vento próximo à superfície. À medida que o vento escoava sobre uma montanha sua trajetória é gradualmente ondulada, alterando o equilíbrio local entre o gradiente de pressão e a força de gravidade, de maneira que, se as condições de estabilidade atmosférica forem adequadas, este distúrbio se propagará para a alta atmosfera na forma de ondas de gravidade (FRITTS, 2003).

Além destas fontes de ondas de gravidade, outras fontes mais específicas incluem as erupções vulcânicas (TAYLOR e HAPGOOD, 1988), as explosões nucleares (HINES, 1974), o resfriamento local devido a um eclipse e o efeito joule no oval auroral durante intensas tempestades solares (FRITTS, 1984) e tsunamis e terremotos (MAKELA et al, 2011).

2.2. Início dos Estudos com Ondas de Gravidade

Até o fim da década de 50, os principais trabalhos relacionados a estudos ondulatórios na atmosfera restringiam-se aos fenômenos de marés atmosféricas. Dessa forma, variações irregulares de vento não associadas à maré, eram até então tratadas como turbulência. Porém, a partir da observação desses ventos na

turbopausa, cerca de 100 km de altitude, tornou-se claro que tais variações poderiam estar relacionadas a uma manifestação de ondas atmosféricas internas.

A partir dos famosos artigos de Hines de 1960, onde este estabeleceu os fundamentos da teoria das ondas de gravidade, os estudos teóricos e experimentais tiveram uma considerável intensificação. Dessa forma, estas ondas internas, com período de oscilação entre alguns minutos e algumas horas que surgem do desequilíbrio entre o gradiente de pressão e a força da gravidade (HINES, 1960) tiveram sua importância sedimentada ao longo dos anos como agente da dinâmica global da atmosfera.

Os estudos de quebra das ondas de gravidade foram bastante investigados. A possibilidade de quebra de ondas gerando turbulência na mesosfera foi notada por Lindzen (1967) e posteriormente, Lindzen (1981) discutiu os aspectos das interações de ondas de gravidade com o fluxo médio, sugerindo que ondas de gravidade com escalas horizontais de ~ 1000 km, transferiam momentum para a alta atmosfera. Entretanto, ondas de menor escalas (~ 100 km) foram apontados por Vincent e Reid (1983) e Meek et al. (1985) em suas discussões sobre sazonalidade de variação dos fluxos de momentum e energia como de maior importância nesses processos de transferência.

A partir dos anos de 1980, os processos de interação entre ondas de gravidade foram estudados. Weinstock (1986), apresentando um novo método para calcular a chamada interação onda-onda, sugeriu que tais processos poderiam explicar o mecanismo de quebra de ondas de gravidade. Os trabalhos de Fritts e Dunkerton (1985) e Fritts e Rastogi (1985), contudo, demonstraram numericamente que as instabilidades convectivas eram mais importantes do que os processos de interação onda-onda.

Outra interação estudada foi a das ondas de gravidade com a maré diurna. Fritts e Vincent (1987) mostraram que as marés modulam o divergente do fluxo de momentum das ondas de gravidade, atuando no sentido de reduzir a amplitude e o avanço de fase, o que foi demonstrado através de simulações numéricas

(FORBES et al. 1991). Em outro trabalho, Miyahara (1985) examinou a interação entre as ondas planetárias estacionárias e as ondas de gravidade, e mostrou que as amplitudes das ondas planetárias foram reduzidas devido ao arraste provocado pelas ondas de gravidade (FECHINE, 2008).

Os mecanismos de saturação das ondas de gravidade e o seu espectro universal foram exaustivamente abordados em trabalhos científicos a partir da década de 90. Como exemplo, podemos citar a Teoria de Instabilidade Linear (DEWAN e GOOD, 1986), a Teoria do Espalhamento Doppler (HINES, 1991), a Parametrização de Vanzandt e Fritts (1993) e a Teoria de Filtragem Difusiva (GARDNER, 1994). Vários desses modelos são usados na parametrização dos efeitos de ondas de gravidade no Modelo de Circulação Geral (MCLANDRESS, 1998).

As interações entre ondas de gravidade e a atmosfera básica que ocorrem quando a onda atinge um campo de vento num nível crítico também foram temas bastante comuns no meio científico. Estas interações ocorrem quando a velocidade de fase da onda é igual à velocidade do vento médio. Assim a velocidade de grupo tende a zero e a onda não mais se propaga, sendo absorvida. Isto pode ser considerado como um caso especial de saturação, o qual é acompanhado por mistura turbulenta e transferência de momentum (FULLER-ROWELL, 1994).

2.2.1. Observações das Ondas de Gravidade

A investigação das ondas de gravidade tinha bastantes restrições devido à limitação imposta pelos métodos empregados até meados da década de 90. Porém, o desenvolvimento de técnicas observacionais mais refinadas pôde trazer novos esclarecimentos a respeito das nuances desse fenômeno. Como principais técnicas destacam-se a utilização de radares, instrumentos ópticos e satélites.

Entre os radares, os principais empregados são: do tipo Medium Frequency (MF), capazes de medir ventos entre 60 e 100 km de altitude (FRITTS e VIN-

CENT, 1987; THAYAPARAN, 1997); radares de espalhamento incoerente, que realizam observações na baixa termosfera (BURNSIDE et al., 1991; KIRCHENGAST et al., 1996; OLIVER et al., 1997) e radares Mesosphere Stratosphere and Troposphere (MST) que estudam a dinâmica da alta atmosfera, tais como o radar Middle and Upper Atmosphere (MU) do Japão (TAKAHASHI et al., 1998, 1999) e o radar de Jicamarca (RIGGIN et al., 1995). Destacam-se ainda os radares de laser, capazes de medir densidades e temperaturas na região da MLTI (CLEMESH, 1995; CLEMESH et al., 1999, BILLS e GARDNER, 1993; SHE et al., 1991).

Entre os instrumentos ópticos, os principais são: fotômetros, usados para estudar intensidade e temperatura do airglow atmosférico (TAKAHASHI et al., 1974; BURITI, 1999); câmeras fotográficas (PETERSON e KEIFFABER, 1973; HERSÉ et al., 1980; HERSÉ, 1984), câmeras de televisão (HAPGOOD e TAYLOR, 1982; TAYLOR e EDWARDS, 1991) e imageadores com Charge Coupled Device (CCD) para observação das emissões de airglow (TAYLOR et al., 1995; TAYLOR e GARCIA, 1995; GARCIA et al., 1997; HECHT et al., 1994; SWENSON e MENDE, 1994), tendo estes três últimos equipamentos contribuídos substancialmente para as observações visuais das ondas de gravidade.

Entre os satélites, destaca-se a contribuição destes na observação da média atmosfera utilizando os instrumentos High Resolution Doppler Imager (HRDI) e Wind Imaging Interferometer (WINDII) a bordo do satélite Upper Atmosphere Research Satellite (UARS), importante por constantes observações (MELO et al., 1999).

Podemos citar ainda a utilização de interferômetro de Fabry-Perot, capaz de medir ventos (CIERPKA et al., 2003), e o interferômetro de Michelson, capaz de medir temperaturas (LOWE e TURNBULL, 1995; SIVJEE e WALTERSCHEID, 1994) e ventos (GAULT et al., 1996) em alturas da aeroluminescência.

Diante da diversidade de instrumentos inseridos na investigação dos eventos, surgiu a possibilidade de se averiguar as possíveis fontes relacionadas às ondas de gravidade. A partir de dados de satélite, Forbes et al. (1997) mostrou a relação das ondas de gravidade com grandes convecções em regiões tropicais, causadas pela liberação de calor dessas ondas na troposfera. A topografia, seguida dos ventos de cisalhamento foram apontadas por Fritts e Nastrom (1992) como principais fontes em relação ao comprimento de ondas médio dos fenômenos.

Alguns trabalhos, utilizando o método de traçado de trajetórias fizeram uma intensa investigação da propagação das ondas de gravidade na atmosfera (BROWN et al. 2004; GERRARD et al. 2004). Os autores enfatizaram a potencialidade que tal técnica teria na investigação do comportamento das ondas nos mais variados ambientes atmosféricos. A utilização do método retrotraçado de trajetórias também constituiu de valiosa ferramenta para avaliar as prováveis fontes de assinaturas das ondas de gravidade em regiões na alta mesosfera e baixa termosfera (HERTZOG et al., 2001; WRASSE et al., 2006a, 2006b; PAULINO, 2012)

Vários estudos a partir de meados dos anos 1990, se valendo da maior quantidade de informações produzidas pelos equipamentos, tem expandido rapidamente nossa compreensão das influências de onda de gravidade sobre a circulação em grande escala e as estruturas térmicas e de constituintes da atmosfera. Estes avanços levaram a uma série de parametrizações dos efeitos das ondas de gravidade que estão permitindo descrições cada vez mais realistas das ondas de gravidade em modelos de larga escala (FRITTS e ALEXANDER, 2003).

2.2.2. A Modelagem do Fenômeno

Outra linha de frente que constitui intensos esforços foi o de modelagem dos fenômenos observados. Estudos nesse sentido foram motivados principalmente

pelas observações de Taylor et al. (1995), que identificaram nas imagens das emissões do OH e do OI5577 o que ficou conhecido como pororocas mesosféricas (Figura 2.2). Tais observações evidenciavam claramente algumas características do fenômeno, como a frente de onda seguida de um trem de ondas e, principalmente, a relação de oposição nos detalhes claro-escuro entre as imagens obtidas para as diferentes emissões nas quais a onda foi observada. Essa última observação ficou conhecida como efeito de complementaridade. Os trabalhos de Swenson et al. (1998) e de Munasinghe et al. (1998) buscaram, a partir da consideração de diferentes mecanismos e aproximações, explicar a formação dos eventos reportados. Contudo, o modelo proposto por Dewan e Picard (1998) teve maior concordância com observações posteriores e tem sido mais bem aceito como mecanismo que explique os fenômenos. Os pesquisadores em seu trabalho afirmavam que estes eventos seriam as primeiras ondas internas identificadas na mesosfera, nos moldes daquelas ocorridas nos oceanos e na troposfera.

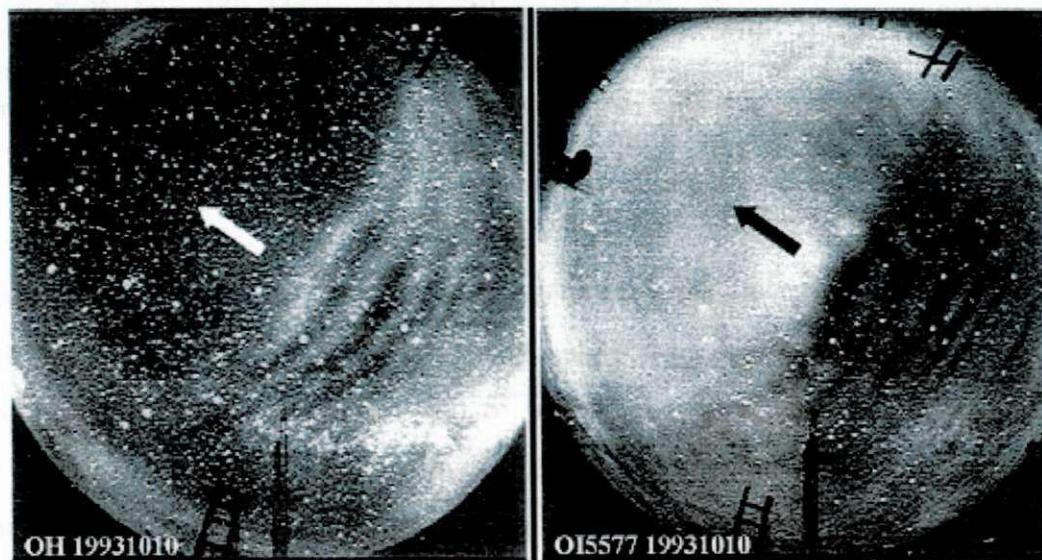


Figura 2.2 - Imagens da pororoca mesosférica observada por Taylor et al. (1995) em Maui, Hawaii em 10 de outubro de 1993 na emissão do OH e OI5577.

Fonte: Adaptada de Taylor et al. (1995)

Utilizando um modelo simples de duas camadas atmosféricas, Dewan e Picard (1998) elaboraram, por analogia com a teoria de pororocas em rios, um modelo de pororoca mesosférica que explicava as observações de airglow. Neste modelo, a pororoca se propagaria dentro de uma estrutura de ducto (térmico ou Dop-

pler) que lhe serviria de guia de onda. A proposição da existência de tal ducto foi feita baseada nas observações de pororocas troposféricas que exibem esta estrutura, e na observação de fortes camadas de inversão durante a campanha ALOHA-93 feitas por Dao et al. (1995a, 1995b), que possibilitariam a configuração de um ducto térmico (Figura 2.3).

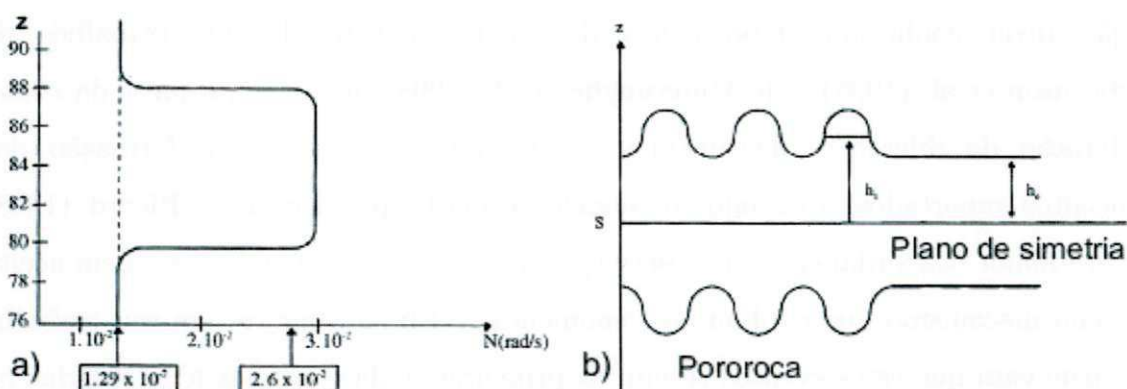


Figura 2.3 - a) Gráfico simplificado da frequência de Brünt Väisälä, N , versus altitude caracterizando um ducto térmico estabelecido por uma camada de inversão de temperatura observada por Dao et al. (1995a) durante a campanha ALOHA-93. b) Ilustração da condição de propagação de uma pororoca mesosférica e o consequente deslocamento das camadas de airglow que explicariam as observações de Taylor et al. (1995).

Fonte: Adaptada de Dewan e Picard (1998)

O modelo de Dewan e Picard (1998) também poderia fazer uma série de previsões. O efeito de complementaridade observado por Taylor et al. (1995) tinha como explicação proposta o rebaixamento das camadas de emissão abaixo do ducto durante a propagação da onda, tornando-a mais densa e aumentando sua temperatura e intensidade; de maneira oposta, devido a maior elevação durante o evento, camadas acima do ducto se mostrariam mais escuras por decorrência da rarefação e diminuição da temperatura. Os parâmetros físicos da onda observada no imageador poderiam ser previstos pelo modelo de pororoca mesosférica, obtido partir das expressões da conservação da massa e de momentum que descrevem a flutuabilidade que caracteriza a onda. Outras previsões também foram propostas, tais como: escoamento associado à propagação da onda; aumento do número de cristas no trem de ondas devido à diminuição da amplitude da frente

e observação de frentes de onda fortemente não lineares que podiam estar relacionados à ocorrência de sólitons na mesosfera.

Dewan e Picard (2001) também propuseram que um mecanismo não linear poderia gerar pororocas. A partir da interação entre ondas de gravidade e o vento básico em uma região de nível crítico, a onda poderia ser gerada. Em algumas situações, com uma camada de inversão preexistente, essa onda seria canalizada e quebraria, depositando momentum, energia e acelerando o fluxo básico. Outros pesquisadores, como Huang et al. (1998), mostraram que a interação geraria também a camada de inversão na temperatura e não só a pororoca em si. Por fim, Seyler (2005) propôs a partir de simulações que o surgimento de pororocas mesosféricas ondulares em ductos térmicos poderia ser descrito por uma teoria linear, cuja solução seria não linear. As soluções bidimensionais não lineares de seu modelo mostraram que perturbações ondulatórias de grande comprimento de onda e de amplitude finita desenvolveriam um crescimento não linear e formariam pororocas ondulares.

A modelagem dos fenômenos de frentes mesosféricas tem sido de grande importância, contribuindo para uma compreensão mais clara do papel desempenhado por estas ondas na dinâmica da Mesosfera e Baixa Termosfera/Ionosfera (MLTI), motivando a observação das previsões teórica em trabalhos experimentais e evolução dos próprios modelos propostos.

2.2.3. A Caracterização das Ondas de Gravidade

A caracterização dos parâmetros das ondas a partir de estudos observacionais dos fenômenos e da variação sazonal da direção de propagação também tem sido muito corriqueira (FECHINE, 2008). As investigações dos pesquisadores contemplam as mais diversas regiões do mundo, com equipamentos dispostos tanto em regiões equatoriais, quanto em médias e altas latitudes (NAKAMURA et al. 2003; HECHT et al. 2001; WRASSE et al. 2006a, 2006b; MEDEIROS et al. 2004; FECHINE, 2004, 2008).

Diversos trabalhos fizeram uma investigação minuciosa das ondas de gravidade, observando as características principais dos eventos reportados, bem como a forma de propagação dessas ondas no ambiente atmosférico, com o objetivo de corroborar as previsões teóricas dos modelos propostos. Medeiros et al. (2001) reportaram o primeiro caso de pororoca mesosférica sobre o Brasil na noite entre 13 e 14 de julho de 1999, observando um efeito de complementaridade oposto ao observado seis anos antes por Taylor et al. (1995). Também foi observado nesse evento que enquanto a temperatura rotacional do OH diminuiu após a passagem da pororoca, a temperatura do O₂ aumentou ~ 40 K.

Batista et al. (2002) investigaram o ambiente atmosférico do evento observado por Medeiros et al. (2001), visualizando uma mudança brusca na forma da camada de sódio, ocorrida no momento que a onda se propagou. Também foi verificado a partir de dados de vento do radar meteorológico que ocorreu cisalhamento de vento, correlacionando-o com o rebaixamento da camada esporádica E detectado por digissonda. Batista et al. (2002) sugeriram que o aumento da temperatura acima de 90 km de altitude pode ter sido responsável pelo aumento na densidade de sódio, e também pelo comportamento dos eventos de onda observados nas camadas de emissão do airglow.

Trabalhos posteriores também buscaram investigar a ocorrência de frentes de ondas sobre outras regiões do planeta. Smith et al. (2003) observaram uma pororoca mesosférica a partir de dois locais distantes de 500 km no sudoeste dos EUA e She (2004) reportou um caso de pororoca ondular sobre Colorado, EUA. Nestes trabalhos, os autores procuraram observar a variação da temperatura como forma de identificar uma camada de inversão e determinar os parâmetros físicos das ondas no intuito de investigar as previsões do modelo de Dewan e Picard (1998).

Ainda se referindo aos trabalhos realizados no Brasil, Fachine (2004) observou efeitos de complementaridade diferentes dos previstos pelo modelo de Dewan e Picard (1998) e mostrou diante da quantidade de eventos reportados, que tais frentes de ondas não eram tão raras como se propusera anteriormente, ao menos



no setor equatorial. Três anos mais tarde Fechine (2008) realizou intenso estudo a respeito do ambiente mesosféricos nos quais as ondas se propagavam, contribuindo substancialmente para o entendimento do papel desses fenômenos nos mecanismos atmosféricos.

Como reflexo do grande esforço em se entender a importância das ondas de gravidade na dinâmica atmosférica, hoje é possível afirmar que estas desempenham papel imprescindível, agindo nos mecanismos de turbulência e mistura de constituintes e transferência de momentum e energia. É possível também afirmar que tais fenômenos tem interação com marés e ondas planetárias, atuam na variação da estrutura térmica mesosférica e, com grande importância, atuam na modificação do fluxo médio da atmosfera.

Na próxima seção, será explanada a teoria matemática das ondas de gravidade com a finalidade de se entender o mecanismo de restauração que ocorre na atmosfera dada uma perturbação do meio. A partir da solução, representada pela relação de dispersão, serão apresentadas as condições de propagação destas ondas na atmosfera.

2.3. Teoria Linear das Ondas de Gravidade

Nos seus trabalhos publicados nas décadas de 50 e 60, Hines propôs que os ventos irregulares observados na alta atmosfera poderiam ser explicados como o resultado de uma soma de modos de propagação de ondas internas (HINES, 1974). A força restauradora para as oscilações das ondas de gravidade, um tipo de onda interna, é a gravidade, resultando em deslocamentos adiabáticos das parcelas de ar características do distúrbio. As ondas de gravidade apresentam períodos de oscilações da ordem de minutos a horas, sendo o limite inferior o período de Brünt-Väisälä, o qual na mesosfera é da ordem de 5 minutos (FECHINE, 2008).

As ondas de gravidade podem ser descritas através de uma teoria de perturbação de primeira ordem que é válida para movimentos ondulatórios de pequena amplitude. Porém, nesta aproximação a velocidade do fluido deve ser muito menor que a velocidade de fase da onda, o que resulta na filtragem de todas as interações de ordem superior entre as ondas de diferentes comprimentos de onda e períodos. Devido ao decréscimo exponencial da densidade atmosférica em função da altura, as ondas de gravidade crescem em amplitude à medida que se propagam verticalmente. Isto ocorre até que a onda atinge uma camada limite, a qual não suporta oscilações desta escala devido às instabilidades. Neste regime, a teoria linear das ondas deixa de ser válida e termos não lineares devem ser considerados no conjunto de equações para que se possa ter uma descrição completa do movimento (BEER, 1975). As equações básicas que descrevem o movimento, no sistema de coordenadas cartesianas em que x é positivo para o norte, y para o leste e z na vertical para cima são dadas por (GOSSARD e HOOKE, 1975):

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

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

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

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

A Equação 2.1 descreve a conservação do momentum, representada pelo campo de velocidades de vento $\vec{v} = (u, v, w)$; o termo $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ é a força de Coriolis, onde $\vec{\Omega} = (0, \Omega_y, \Omega_z)$ é a velocidade angular da Terra; \vec{g} é a aceleração da gravidade; ρ e p são a densidade e a pressão respectivamente; \vec{F} caracteriza uma força externa.

A Equação 2.2 é a equação da continuidade que representa a conservação de massa dentro de um dado volume. A Equação 2.3 representa a conservação da

energia, onde o termo $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla$ é conhecido como operador de Stokes e representa a derivada total no sistema lagrangiano. O parâmetro C_v é o calor específico a volume constante e Q é a quantidade de calor recebida por unidade de massa e de tempo. O termo $p(D/Dt)(1/\rho)$ é o trabalho realizado pela massa de ar quando esta sofre uma expansão ou contração. A Equação 2.4 é a equação dos gases ideais que pode ser aplicada para a condição de ar seco, onde R é a constante dos gases ideais e T a temperatura.

Dadas as dificuldades em se resolver o conjunto de Equações 2.1 – 2.4 devido aos termos não lineares, emprega-se a teoria linear, de forma que se obtém:

$$(u, v, w, p, \rho) = (u_0, v_0, w_0, p_0, \rho_0) + \varepsilon (u_1, v_1, w_1, p_1, \rho_1). \quad (2.5)$$

Onde os parâmetros representados pelo subscrito '0' indicam o estado de equilíbrio; os parâmetros representados pelo subscrito '1' indicam o estado perturbado e ε é um parâmetro proporcional ao desvio do estado de equilíbrio. Ao substituir as perturbações acima nas Equações 2.1 a 2.3 e equacionar os termos de primeira ordem, obtém-se outra forma do conjunto das equações básicas para a atmosfera e podem ser expressas pelas equações abaixo:

$$\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla u \right) + \frac{\partial p}{\partial x} - 2\rho_0 \Omega_z v = 0, \quad (2.6)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla v \right) + \frac{\partial p}{\partial y} - 2\rho_0 \Omega_z u = 0, \quad (2.7)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial w}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla w \right) + \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla \rho + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \cdot \nabla v = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla \rho + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \cdot \nabla v = c_s^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_0 \cdot \nabla \rho + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right). \quad (2.10)$$

Assumindo soluções do tipo onda-plana, é necessário fazer uma transformação dos parâmetros atmosféricos da seguinte forma:

$$(U, V, W, P) = (u_0, v_0, w_0, p_0) \exp[i(\omega t - kx - ly - mz)]. \quad (2.11)$$

Aqui, (U, V, W, P) são as quantidades perturbadas nos campos de vento e de pressão, porém sem o subscrito '1'. Os parâmetros ρ_0 e ρ_s são a densidade do gás majoritário médio e a densidade a uma altura de referencia. Considerando o caso de um modelo de atmosférica básica, compressível, sem rotação da Terra ($\Omega_z = 0$), sem difusividade, mas com cisalhamento vertical, as Equações 2.6 a 2.10 podem ser escritas da seguinte forma:

$$\frac{DU}{Dt} + W u_0' + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \quad u_0' = \frac{\partial u_0}{\partial z}, \quad (2.12)$$

$$\frac{DV}{Dt} + W v_0' + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad v_0' = \frac{\partial v_0}{\partial z}, \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{\rho_s c_s^2} \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \Gamma \right) W = 0, \quad (2.14)$$

$$\left(\frac{D^2}{Dt^2} + N^2 \right) W + \frac{1}{\rho_s} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \Gamma \right) P = 0, \quad (2.15)$$

O parâmetro c_s^2 representa a velocidade do som, enquanto Γ é o coeficiente de Eckart, que reflete a influencia do gradiente de densidade nos termos inerciais e é expresso por:

$$\Gamma = \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2}. \quad (2.16)$$

O parâmetro N é a frequência de Brünt-Väisälä, dada em radianos por segundo, e é expresso por:

$$N^2 = -g \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} \right). \quad (2.17)$$

Utilizando a aproximação hidrostática $\rho \propto p \propto \exp(-gz/RT)$ pode-se obter uma expressão mais simples para a frequência de Brünt-Väisälä, dada por:

$$N^2 = \frac{g^2}{RT} \left(1 - \frac{RT}{c_s^2} \right) = \frac{g^2}{RT} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right). \quad (2.18)$$

Onde $\gamma = c_p/c_v$ e os parâmetros c_p e c_v representam o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante, respectivamente.

Reescrevendo o operador de Stokes de forma mais conveniente, temos:

$$\frac{D}{Dt} = ik[u(z) - c] = -i\omega. \quad (2.19)$$

Onde $c = \omega/k$. Sendo $u(z)$ a velocidade do vento e definindo ω como sendo a frequência angular ou aparente, tem-se:

$$\omega = k[c - u(z)]. \quad (2.20)$$

A frequência intrínseca $\hat{\omega}$ da onda é determinada por um observador que se desloca junto com o vento médio de fundo e a sua relação com a frequência aparente ω é dada por $\hat{\omega} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{u}$.

Quando as ondas se movem mais rápido que o vento, $\hat{\omega}$ é positivo, caso contrário, é negativo. Na Equação 2.19 supôs-se que as soluções são proporcionais a $\exp[i(kx - \omega t)]$. Substituindo a Equação 2.19 nas Equações 2.14 – 2.15 e eliminando P e U entre elas, é encontrada depois de trabalho algébrico, a seguinte relação:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} + \left[\frac{N^2}{(u_0 - c)^2} - \frac{\bar{u}_{zz}}{u_0 - c} - \frac{2\Gamma u_0'}{u_0 - c} - k_h^2 \right] W = 0, \quad \bar{u}_{zz} = \frac{\partial^2 u_0}{\partial z^2}. \quad (2.21)$$

Desprezando os efeitos de compressibilidade (ondas acústicas), $\Gamma = 0$, a Equação 2.21 é conhecida como Equação de Taylor-Goldstein, a qual é o ponto de partida para a análise dos efeitos de cisalhamento e gradientes térmicos sobre o regime de propagação das ondas de gravidade. Assim, tem-se:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} + \left[\frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\bar{u}_{zz}}{\bar{u} - c} - k_h^2 \right] W = 0. \quad (2.22)$$

Onde $k_h = 2\pi/\lambda_h$ é o número de onda horizontal, \bar{u} é a velocidade do vento básico, W é a velocidade vertical somados os estados básico e perturbado e N é a frequência de Brünt-Väisälä. Sabendo-se que N^2 e \bar{u} são funções da altura e considerando que estas quantidades variam lentamente, pode-se usar a aproximação WKB (Wentzel-Kramer-Brillouin) para determinar a solução da Equação de Taylor-Goldstein. Assim, a relação de dispersão pode ser dada por:

$$m^2 = \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\bar{u}_{zz}}{\bar{u} - c} - k_h^2. \quad (2.23)$$

Onde m é o número de onda vertical.

A partir da Equação 2.22, podemos obter dois tipos de soluções diferentes: i) quando $m^2 > 0$, resultado que representa matematicamente as ondas que se propagam livremente com relação à altura, denominadas de ondas propagantes; ii) quando $m^2 < 0$, descrevendo matematicamente as ondas cuja propagação ocorrem apenas horizontalmente, denominadas ondas evanescentes.

As ondas propagantes, devido seu deslocamento tanto vertical quanto horizontal, descrevem um movimento ascendente. As ondas de gravidade, que se enquadram nesse tipo de oscilação, ao se deslocar verticalmente ao longo da atmosfera, experimentam um aumento na sua amplitude de oscilação causado pela diminuição da densidade atmosférica ao longo da altura, como mostrado na figura 2.4a. Este mecanismo pode gerar um aumento tão grande na amplitude da onda que ela pode sofrer um mecanismo de quebra, transferindo momentum e energia para o meio, ocasionando uma aceleração (ou desaceleração) do fluxo básico e gerando turbulência.

Seguindo com a análise da Equação de Taylor-Goldstein, podemos analisar a separação do espectro em regiões distintas, de forma que um determinado tipo de onda interna ocorre dentro de um intervalo de frequências. Como pode ser observado na Figura 2.4b, a região de altas frequências ($\omega > \omega_a$, onde ω_a é a frequência de corte acústico) é dominada pelas ondas acústicas e a região de baixas frequências ($\omega > \omega_g$, onde $\omega_g = N$) é dominada pelas ondas de gravidade internas. No intervalo compreendido pelas frequências limitadoras ($\omega_g < \omega < \omega_a$), as ondas são denominadas evanescentes.

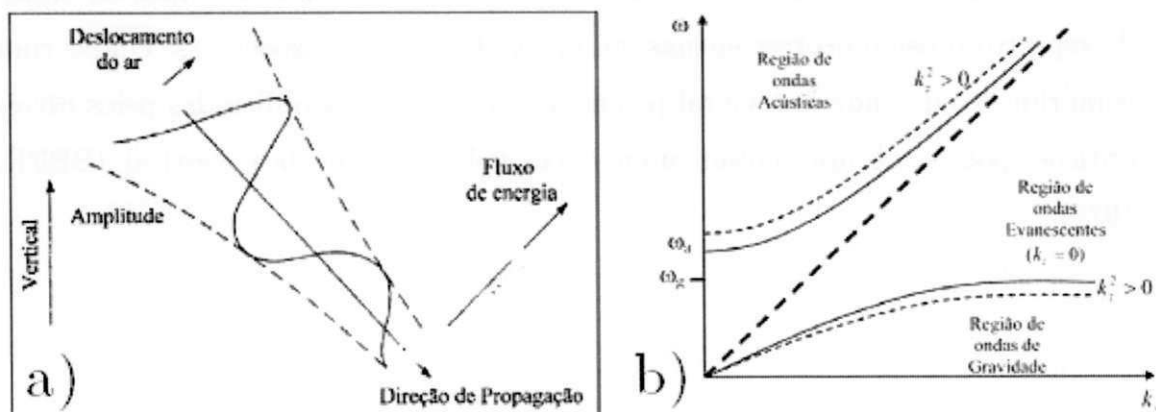


Figura 2.4 - a) Ilustração do crescimento da amplitude numa propagação ascendente de uma onda de gravidade simples. b) Diagrama de frequência de onda em função do número de onda mostrando os três regimes de propagação de ondas internas: as ondas acústicas, as ondas evanescentes e as ondas de gravidade.

Fonte: a) Adaptada de Hargreaves (1992) e b) Adaptada de Beer (1975)

2.3.1. Níveis Críticos

A variação dos ventos atmosféricos com a altura propicia uma condição bastante importante para ondas de gravidade propagantes. Em uma dada altura, o vento básico pode ter magnitude igual à velocidade de fase da onda. A região onde isto ocorre é conhecida como nível crítico. Esta condição imposta às ondas de gravidade pode ser matematicamente representada pela singularidade na solução da Equação de Taylor-Goldstein (Equação 2.22), ou seja, na condição em que a velocidade do vento médio igual à velocidade de fase horizontal da onda de gravidade ($\bar{u} = c$).

Ao se aproximar de um nível crítico, as ondas de gravidade passam a experimentar mudanças na sua propagação. Sua frequência intrínseca tende a zero ($\hat{\omega} \rightarrow 0$), e conseqüentemente, o número de onda vertical tende a infinito ($m \rightarrow \infty$). Este comportamento das ondas de gravidade é esquematicamente mostrado na Figura 2.5. Caso uma onda de gravidade necessite de um tempo muito grande para atingir a região de um nível crítico ($t \rightarrow \infty$), essa onda será então absorvida pelo nível crítico, cessando sua propagação ao invés de ser refletida ou transmitida. Os níveis críticos existentes na atmosfera são agentes seletores das ondas de gravidade, fazendo com que determinados tipos de ondas do espectro possam ocorrer apenas em faixas de altitudes específicas. Ondas com comprimento de onda horizontal pequeno, por exemplo, são filtradas pelos níveis críticos, pois estas apresentam uma baixa velocidade de fase vertical (BEER, 1975).

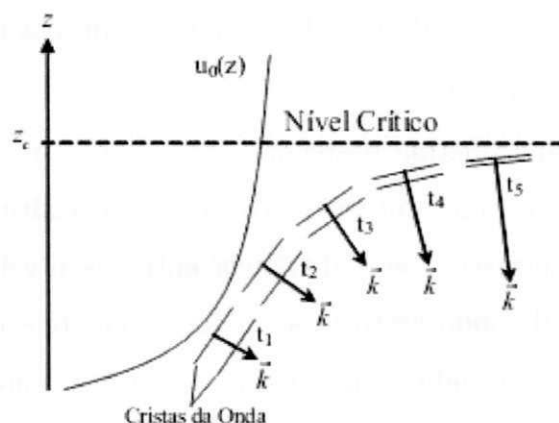


Figura 2.5 - Ilustração de uma onda de gravidade se propagando em direção a um nível crítico.

Fonte: Adaptada de Gossard e Hooke (1975)

2.3.2. Canalização de Ondas

A caracterização de ondas de gravidade em observações da atmosfera é baseada, sobretudo, pela verificação de oscilações periódicas em parâmetros tais como a pressão atmosférica, a velocidade do vento horizontal ou a intensidade do air-glow atmosférico. Estas ondas também podem ser inferidas pela verificação de outros campos tais como a temperatura e a densidade atmosférica (FECHINE, 2008). Na observação de imagens do airglow, por exemplo, tais variações persistem por intervalos de tempo de dezenas de minutos a algumas horas. Logo, é razoável supor que tais fenômenos tenham propagação horizontal bastante significativa (NAPPO, 2002).

Dependendo das condições atmosféricas, uma onda de gravidade pode atingir um nível onde algumas características mudam acentuadamente com a altura, tais como o quadrado da frequência de Brünt-Väisälä (N^2) ou o vento básico (\bar{u}). Dessa forma o quadrado do número de onda vertical (m^2) se anula, e esta condição pode significar que nesse nível ocorra uma reflexão da onda propagante, podendo esta reflexão ser parcial ou completa (PITTEWAY e HINES, 1965).

Sendo a reflexão parcial, parte da onda continua o movimento ascendente na atmosfera, ou seja, será transmitida além do nível de reflexão. Esta onda trans-

mitida terá amplitude reduzida e poderá ser tanto propagante (número de onda vertical real, $m^2 > 0$) quanto evanescente (número de onda vertical imaginário, $m^2 < 0$). A onda assim refletida propaga-se para baixo onde pode ser novamente refletida para cima, por um ambiente favorável numa altitude inferior, ou mesmo pela superfície terrestre. Se a distância entre os níveis de reflexão for um múltiplo do número de onda vertical, as ondas incidente e refletida sofrem interferência construtiva, e a onda de gravidade é dita aprisionada ou canalizada tal como ilustrado na Figura 2.6a. Nesta configuração as ondas canalizadas são capazes de transportar energia por longas distâncias, sofrendo pouca atenuação dentro de um ducto que funciona como um guia de onda. No caso da espessura do ducto não ser um múltiplo do número de onda vertical, a onda sofre uma interferência destrutiva (NAPPO, 2002).

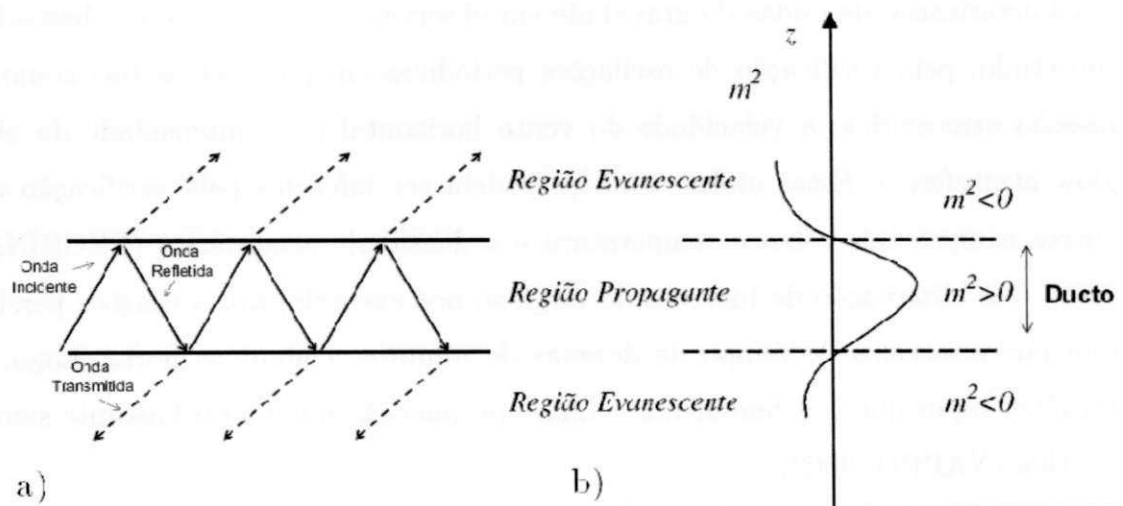


Figura 2.6 - a) Ilustração de uma reflexão e transmissão de onda entre dois níveis. Se as ondas incidentes e refletidas estiverem em fase, então a onda poderá ser canalizada. b) Perfil do número de onda vertical no caso de um canal Doppler, mostrando as regiões onde a onda é propagante e evanescente.

Fonte: a) Adaptada de Nappo (2002) e b) Adaptada de Chimonas e Hines (1986)

Dessa maneira, é possível identificar pelo número de onda vertical que ondas de gravidade canalizadas são ondas propagantes ($m^2 > 0$), confinada entre duas regiões evanescentes ($m^2 < 0$) ou entre uma região evanescente e o solo (FECHINE, 2008). Nestas condições, devido às múltiplas reflexões sofridas, a

propagação da onda pode apresentar algum tipo de ressonância (FRANCIS, 1975). A condição de canalização de uma onda é ilustrada pela Figura 2.6b.

O ducto pode ainda ser classificado segundo sua fonte principal de geração. Sendo o mecanismo principal de canalização da onda o gradiente de temperatura, o ducto é denominado térmico. Se o principal mecanismo de canalização for o gradiente do vento médio, o ducto é denominado Doppler. É possível ainda que a contribuição de ambos os gradientes sejam igualmente responsáveis pela canalização, sendo então o ducto chamado ducto dual (ISLER et al., 1997).

Faint, illegible text at the top of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

TECHNICAL LIBRARY

3. A Reconstrução Tomográfica

3.1. Introdução

A aplicação da reconstrução tomográfica para estudo da alta atmosfera é recente se comparado a outras técnicas. Desde a sua proposição como método de sensoriamento remoto até os dias de hoje, se passaram pouco menos de três décadas. Inicialmente, a tomografia foi utilizada para estudar a ionosfera, se tornando bastante comum essa utilização partir de meados da década de 1980, quando dados de satélites e receptores baseados em solo passaram a medir o Conteúdo Eletrônico Total (ou TEC: do inglês “Total Electronic Count”) por princípios de Deslocamento Doppler e Rotação Faraday. A técnica de radiotomografia desenvolvida por Austen et al. (1988) tornou possível modelar as observações do TEC como um conjunto de equações lineares e solucioná-las por Técnicas de Reconstrução Algébrica (ou ART: do inglês “Algebraic Reconstruction Technique”), fornecendo como solução a estrutura eletrônica da região observada pelos equipamentos.

Com o crescimento do campo da radiotomografia, outras técnicas de reconstrução tomográfica foram sendo desenvolvidas. Por exemplo, Fehmers et al. (1998) utilizaram a Regularização Tikhonov, buscando reduzir instabilidades na solução e utilizaram como parâmetro de entrada no algoritmo dados de ionosonda e satélite, como forma de obter resultados mais realísticos. Semeter e Kamalabadi (1998) utilizaram o conceito de pixel natural (em detrimento do pixel quadrado) para implementar a reconstrução em situações de poucas medições da região observada. O trabalho de Nygrén et al. (1997) utilizou a Teoria de Inversão Estocástica como teoria base para seu método de radiotomografia.

Os avanços tecnológicos nos equipamentos de fotometria e imageamento despertaram o interesse dos cientistas em aplicar as técnicas de tomografia aos dados de emissões atmosféricas, obtidos tanto por medições em solo quanto por instrumentos a bordo de satélites. A tomografia feita por Swenson et al. (1998)

através de dados de espectroscopia buscou obter informações relacionadas a estrutura espacial e característica espectral de arcos aurorais. A Teoria estocástica foi utilizada por Kamalabadi et al. (1999, 2002) com dados de satélite da emissão do oxigênio no Extremo Ultravioleta (EUV) para estudo da densidade eletrônica. Nos estudos de Frey et al. (1996a, 1996b, 1998), duas aplicações da tomografia foram feitas, uma para estudo de medidas de limbo de satélite para a emissão ionosférica em 6300-Å e outra para estudo tridimensional de arcos aurorais a partir de observações da emissão em 5577-Å por duas câmeras na região da Noruega. Semeter e Mendillo (1997) desenvolveram em seus trabalhos um novo método de reconstrução. Esse novo desenvolvimento exigia que a estrutura de emissão a ser reconstruída fosse descrita a partir de funções dos perfis verticais de projeção, para posterior processamento dessa parametrização através de Técnicas de Reconstrução Algébrica Multiplicativa (ou MART: do inglês “Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique”). Esse método foi mais tarde aplicado por Doe et al. (1997) para reconstrução das emissões observadas no Setor Polar Ártico Canadense.

Já existe um número considerável de trabalhos que abordam a reconstrução tomográfica para dados de emissões ionosféricas e estruturas aurorais, porém ainda é muito escassa a literatura referente à tomografia das emissões mesosféricas. O primeiro registro de um método desenvolvido para aplicação em dados do airglow de médias altitudes remonta ao trabalho de Nygrén et al. (1998), onde os autores propuseram a tomografia baseada na Teoria de Inversão Estocástica. O algoritmo de reconstrução nesse estudo foi validado a partir de aplicação em simulações de observações das perturbações verticais do airglow por um conjunto de cinco imageadores baseados em solo. Foi utilizada regularização dos valores da intensidade das emissões verticais simuladas a fim de evitar grande variação nos valores obtidos pela reconstrução. Mais tarde este método foi utilizado por Nygrén et al. (2000) com dados reais da emissão do OI, obtidos por imageadores em duas localidades do Havaí separadas por 125 km: Mauna Loa Observatory (19°32' N; 155°34' O) e Haleakala Crater (20°42' N; 156°15' O). Esta aplicação da tomografia tinha por objetivo caracterizar as estruturas de ondas de gravidade observadas.

Os esforços relacionados à reconstrução tomográfica das ocorrências airglow na faixa de 80 a 100 km de altitude tem se concentrado em duas finalidades: a determinação da morfologia das emissões na presença de ondas de gravidade e; a determinação dos parâmetros verticais da onda através da sua assinatura na emissão. Podemos citar com exemplo de tomografia para estudo morfológico o trabalho de Hart et al. (2012), onde foi feita uma reconstrução tridimensional da estrutura do airglow mesosférico a partir de dados de imageadores instalados em Bear Lake, Utah ($41^{\circ}57'$ N; $111^{\circ}29'$ O) e Star Valley, Wyoming ($42^{\circ}44'$ N; $11^{\circ}57'$ O), distantes de ~ 100 km.

A utilização da tomografia como ferramenta de estudo de ondas de gravidade merece destaque. Uma primeira proposição foi feita por Swenson et al. (2005), em um trabalho que utilizou simulação de emissões com estruturas assinadas por onda, e observação a partir de três imageadores instalados no solo, em um segmento de 150 km. Foram comparados os resultados de três métodos: Regularização Tikhonov; Regularização da Variação Total e SVD Truncado. O método que melhor atendeu ao problema da reconstrução na configuração simulada de observação foi a Regularização Tikhonov. Por fim, o trabalho de Anderson et al. (2008) utilizou solução pelo método de Regularização por Solução de Mínimos Quadrados para formulação da reconstrução tomográfica. Nesse trabalho com dados reais, foi utilizado conjunto de observações conduzidas a partir de imageador montado em avião sobvoando a estrutura propagante na emissão. Foram obtidos dezenas de imagens, das quais resultavam várias projeções em diferentes ângulos da estrutura que puderam ser utilizados para reconstruir a distribuição vertical da emissão, sendo extraídos os parâmetros da onda.

A revisão apresentada aqui da literatura nos mostra que poucos trabalhos já realizados se valeram de dados reais de emissões mesosféricas para aplicação da reconstrução tomográfica com objetivo de estudar a estrutura vertical de propagação das ondas de gravidade. Por outro lado, resultados de alguns trabalhos, tais como os de Nygrén et al. (2000) e Swenson et al. (2005), sugerem que é possível obter informações da estrutura vertical do airglow com poucos

instrumentos observando a emissão, abrindo uma possibilidade para que as investigações das ondas com tomografia se tornem viáveis em um futuro próximo.

A partir da seção 3.2 serão apresentadas as principais características da aplicação da reconstrução tomográfica nos estudos da alta atmosfera, fornecendo uma ideia geral da formulação matemática empregada para descrever as observações e a informação que se deseja obter a partir da tomografia. Na seção 3.3 será descrito o método matemático para descrever a região de interesse da reconstrução. Por fim, na seção 3.4 a Teoria de Inversão Estocástica é abordada, sendo aplicada para formulação dos Métodos Tomográficos.

3.2. Geometria de Observação

Geralmente, as observações de fenômenos na atmosfera podem ser simplificadas em duas configurações geométricas simples. Se os equipamentos observam algum parâmetro físico a partir do solo, a medição sobre esse parâmetro dependerá apenas do ângulo de visada do instrumento. No caso de observações com equipamentos que sobrevoam a região investigada a bordo de satélites, a medição dependerá da posição de observação do receptor em solo e da órbita do satélite. Quando esses equipamentos visam obter medições para aplicação em reconstrução tomográfica, a disposição do conjunto de instrumento também é bastante importante.

Como pode ser observado na Figura 3.1, é preciso que existam ao menos dois equipamentos em solo, permitindo que sejam feitas observações a partir de vários ângulos diferentes. A configuração dos equipamentos em solo é sem dúvida um dos detalhes mais importantes na obtenção de dados para uso em tomografia.

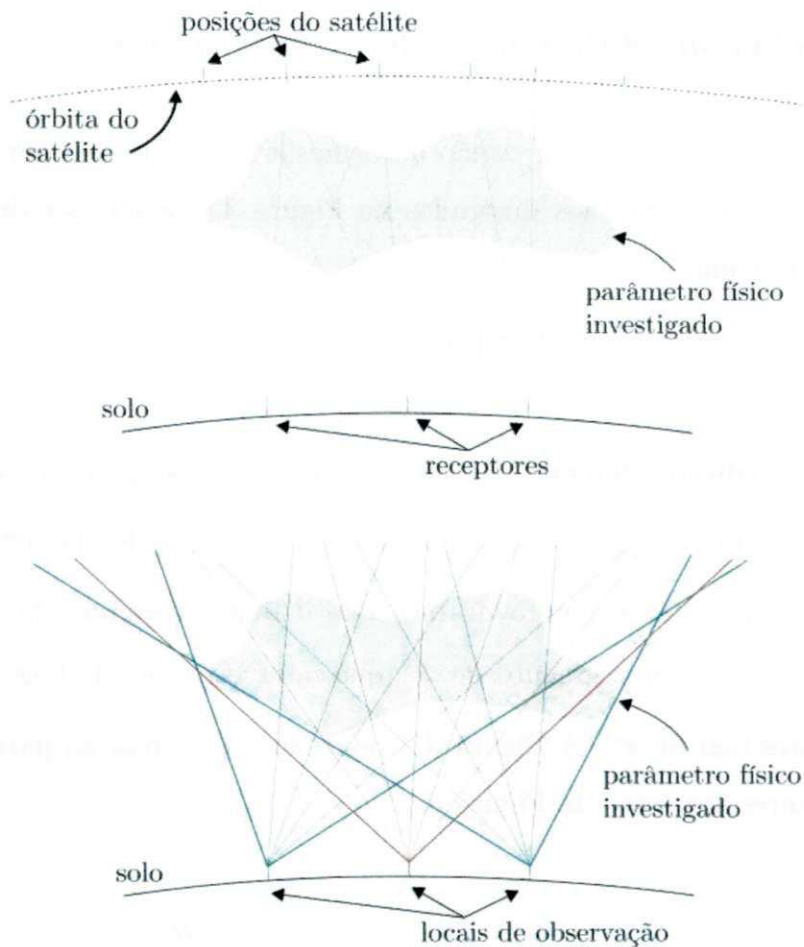


Figura 3.1 - Geometria comum em medidas de parâmetro atmosférico para aplicação da tomografia: a) medições com instrumento a bordo de satélite e receptores em solo e b) medições com instrumentos baseados em solo.

A forma de como os equipamentos obtêm informações sobre o parâmetro de interesse é bastante semelhante, não importa qual tipo de instrumento é utilizado. Como a tomografia visa obter informações sobre uma área vertical extensa da atmosfera, é importante que os equipamentos utilizados tenham um “ângulo de abertura” na sua observação, permitindo que diversas medições (projeções do parâmetro físico) sejam efetuadas para cada um dos instrumentos.

3.3. Modelagem Matemática das Observações

As medições realizadas de uma região da atmosfera, investigada por algum tipo de observação semelhante aos ilustrados na Figura 3.1 podem ser descritas matematicamente como:

$$d^{ij} = \int_{R^{ij}} ds^{ij} m(\mathbf{x}(s^{ij})), \quad (3.1)$$

onde d^{ij} é a medição referente à projeção (linha de visada) j do equipamento i . O termo $m(x)$ representa o parâmetro físico que se deseja determinar. O termo R^{ij} se refere ao segmento de reta que define o caminho da projeção de d^{ij} . O termo s^{ij} é o subsegmento de R^{ij} que intercepta $m(x)$. Logo ds^{ij} é uma porção infinitesimal de s^{ij} . A Figura 3.2 representa esta relação para configurações semelhantes aos casos da Figura 3.1.

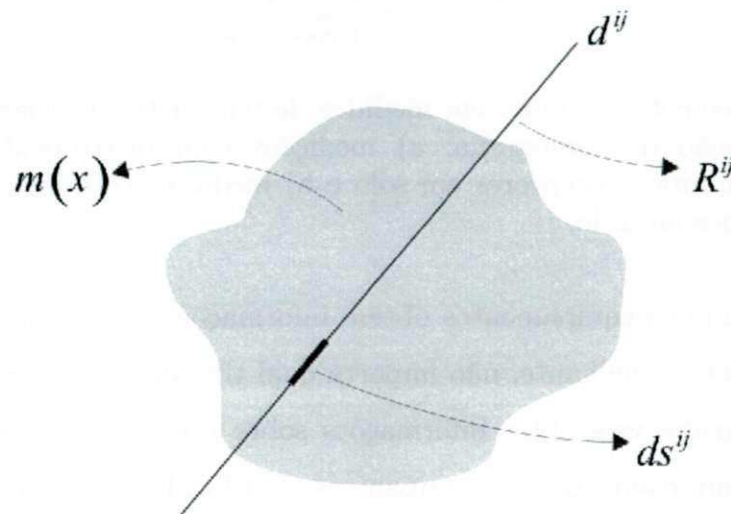


Figura 3.2 - Representação do modelo matemático contínuo que pode ser utilizado para descrever a medição de algum parâmetro atmosférico.

A soma infinitesimal descrita pela Equação 3.1 não é aplicável na maioria dos casos de observação de dados para estudo da alta atmosfera. Isso porque muitas vezes não há uma quantidade suficiente de medições que permita o tratamento da região de reconstrução no regime contínuo. Dessa forma, é necessário que o modelo adotado seja discretizado. Assim, a representação dos dados d^{ij} passa a ser uma somatória ao longo do caminho R^{ij} , e as quantidades infinitesimais ds^{ij}

se tornam valores numéricos que relacionam d^{ij} e $m(x)$. A Figura 3.3 mostra representação dessa nova concepção.

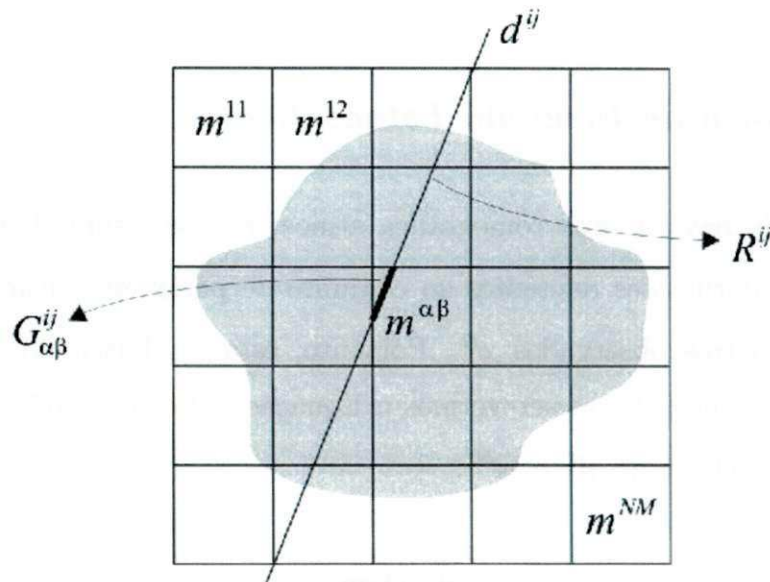


Figura 3.3 - Modelo discreto utilizado para representação das observações atmosféricas com número de projeções reduzido.

Nesse modelo, o parâmetro físico é interpretado como um conjunto de variáveis discretas $m^{\alpha\beta}$ com $1 \leq \alpha \leq N$ e $1 \leq \beta \leq M$, representando o valor assumido para cada posição $\alpha\beta$ na região de interesse. Logo, o valor $G_{\alpha\beta}^{ij}$ representa o segmento de R^{ij} dentro da sub-região $\alpha\beta$. O termo $G_{\alpha\beta}^{ij}$ é equivalente discreto da variável infinitesimal ds^{ij} do modelo contínuo. A representação matemática desse modelo é descrita por:

$$d^{ij} = \sum_{\alpha=1}^N \sum_{\beta=1}^M G_{\alpha\beta}^{ij} m^{\alpha\beta} \quad \text{com } 1 \leq i \leq a \text{ e } 1 \leq j \leq b, \quad (3.2)$$

onde a representa a quantidade de equipamentos empregados nas observações e b representa o número de projeções para cada equipamento. A relação discreta dada pela Equação 3.2 se equivale ao da Equação 3.1 no regime contínuo, e descreve uma correspondência linear entre as observações d^{ij} e o conjunto de parâmetros físicos $m^{\alpha\beta}$. É importante atentar que, embora d^{ij} e $m^{\alpha\beta}$ se relacionem por meio do modelo linear, essas quantidades possuem significados físicos distintos. O termo $m^{\alpha\beta}$ representa o valor que o parâmetro físico assume em um

ponto $\alpha\beta$ do espaço vertical investigado enquanto d^{ij} representa a soma do parâmetro físico ao longo do caminho R^{ij} .

3.4. A Teoria de Inversão Estocástica

O problema da reconstrução tomográfica atmosférica se resume basicamente na obtenção de informações referentes ao conjunto de parâmetros físicos $m^{\alpha\beta}$ através dos parâmetros observados d^{ij} . Portanto, estamos buscando a solução de um problema inverso. Se reescrevermos a Equação 3.2 como a relação que trata do problema direto entre d^{ij} e $m^{\alpha\beta}$:

$$\mathbf{d} \rightarrow \mathbf{G}\mathbf{m}. \quad (3.3)$$

O problema inverso consistirá em achar uma relação, tal que:

$$\mathbf{m} \rightarrow \mathbf{G}^{-1}\mathbf{d}, \quad (3.4)$$

onde:

$$\mathbf{d} = (d^{11}, \dots, d^{ab})', \quad (3.5)$$

$$\mathbf{m} = (m^{11}, \dots, m^{NM})', \quad (3.6)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} G_{11}^{11} & \dots & G_{NM}^{11} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{11}^{ab} & \dots & G_{NM}^{ab} \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Achar uma relação do tipo da Equação 3.4 na maioria dos casos é uma tarefa matematicamente impraticável, pois em aplicações práticas de inversão a matriz \mathbf{G} tem dimensões muito grandes, tornando muito oneroso calcular sua inversa.

Existem, contudo, diversos métodos de encontrar a relação inversa entre dois parâmetros relacionados entre si. Um desses métodos, e talvez o mais bem sucedido dentre todos, é a Teoria de Inversão Estocástica. Essa teoria trabalha com a modelagem probabilística das variáveis envolvidas na relação direta, e consequentemente, na relação inversa que se deseja obter.

No caso da reconstrução tomográfica, se é bem conhecido o conjunto de dados observáveis \mathbf{d} , de tal forma que seja possível fazer um estudo estatístico dos valores assumidos por esse parâmetro, e se tenha uma noção básica da estrutura do parâmetro físico \mathbf{m} sob a ótica da estatística, então é possível descrever essas quantidades a partir de distribuições de probabilidades a “priori” $\rho(\mathbf{d}, \mathbf{d}_{obs})$ e $\rho(\mathbf{m}, \mathbf{m}_p)$, onde \mathbf{d}_{obs} e \mathbf{m}_p são os dados observados pelo experimento e a informação a priori do parâmetro físico, respectivamente. Essas distribuições podem ser usadas para estimar uma distribuição de probabilidades a “posteriori”, na forma:

$$\sigma(\hat{\mathbf{m}}) \propto \rho(\mathbf{d}, \mathbf{d}_{obs}) \rho(\mathbf{m}, \mathbf{m}_p), \quad (3.8)$$

onde $\hat{\mathbf{m}}$ denota o valor estimado mais próximo do parâmetro físico \mathbf{m} .

Em estudos atmosféricos, a reconstrução tomográfica é empregada comumente com o auxílio da Teoria de Inversão Estocástica. A modelagem sobre o parâmetro físico e parâmetro observado geralmente pode admitir qualquer distribuição estatística nessas aplicações. Entretanto, fazendo uma rápida revisão da literatura relacionada às aplicações de reconstruções atmosféricas mais recentes, podemos ver que um grande número de trabalhos se vale da Distribuição Gaussiana para descrever as quantidades envolvidas no problema. Para uma melhor compreensão com respeito à Inversão Estocástica Gaussiana e servindo como base para a aplicação da tomografia nesta dissertação, a seção seguinte descreverá os aspectos práticos da utilização desse método através de um exemplo simples de reconstrução.

3.4.1. Aplicação da Tomografia Estocástica

Algumas aplicações dos métodos tomográficos esbarram na limitação do ângulo de observação do objeto investigado, A dificuldade na aquisição de dados, muito comum em observações atmosféricas, produz um conjunto de parâmetros discreto, com pouca informação sobre a região que se deseja reconstruir. A Figura 3.4 mostra o esquema de uma aplicação simples da tomografia estocástica criado por Tarantola (2005). Nesse exemplo, é investigada uma determinada região por equipamentos sensores em dois pontos externos distintos. Como forma de simplificar o entendimento, a região analisada é dividida em nove sub-regiões. Assume-se que cada sub-região possui um valor de intensidade homogêneo em seu interior.

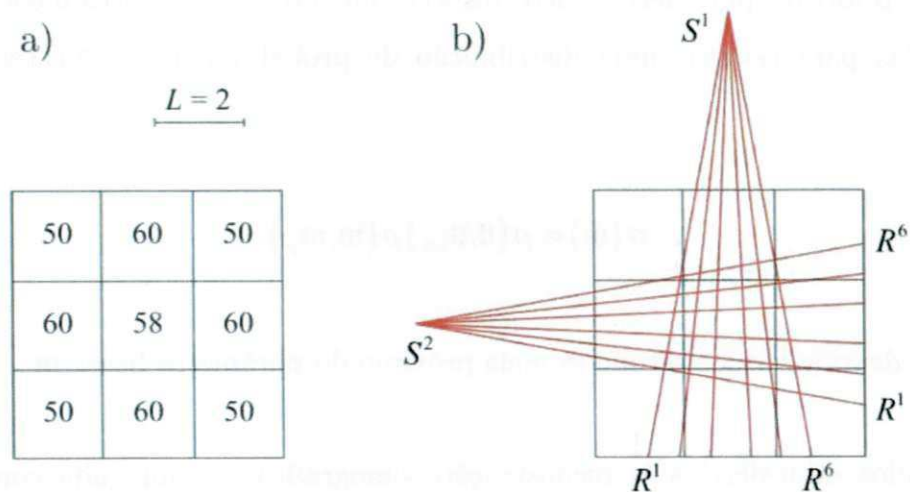


Figura 3.4 - Aplicação elementar da reconstrução tomográfica estocástica. a) A região analisada é formada por nove pequenos blocos com valores de intensidades indicados pelos valores da figura. b) Dois sensores são imaginados observando a região como indicado, fornecendo cada um seis projeções das intensidades ao longo de diferentes direções.

Fonte: Adaptado de Tarantola (2005)

Admitindo que não se saiba dos valores exatos de intensidades dos blocos que compõem a região investigada pelos sensores, precisamos assumir que existe um conjunto de nove valores que representem ao menos aproximadamente os valores de intensidades. Podemos denotar esse modelo inicial como uma matriz:

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} m^{11} & m^{12} & m^{13} \\ m^{21} & m^{22} & m^{23} \\ m^{31} & m^{32} & m^{33} \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

onde os índices denotam a posição do bloco dentro da região investigada. Por exemplo, o elemento m^{11} representa o bloco superior esquerdo da região, o elemento m^{12} representa o bloco seguinte à direita, e assim por diante. A tomografia tem por objetivo encontrar o modelo que mais se aproxima aos valores reais das intensidades dos blocos:

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} m^{11} & m^{12} & m^{13} \\ m^{21} & m^{22} & m^{23} \\ m^{31} & m^{32} & m^{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 50 & 60 & 50 \\ 60 & 58 & 60 \\ 50 & 60 & 58 \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Os dados observados pelos sensores também podem ser escrito em notação matricial:

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} d^{11} & d^{12} & d^{13} & d^{14} & d^{15} & d^{16} \\ d^{21} & d^{22} & d^{23} & d^{24} & d^{25} & d^{26} \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

onde o primeiro índice denota o sensor S^i (1 ou 2) e o segundo índice denota a projeção R^j (de 1 à 6).

Na Figura 3.4b, cada projeção que faz parte do conjunto de dados extraídos das imagens representa uma intensidade captada a partir de um ângulo de observação diferente. A intensidade captada é composta pelas intensidades individuais dos blocos interceptados pelas projeções sob aquele ângulo de visada específico. Essa relação pode ser matematicamente escrita como

$$d^{ij} = \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 G_{\alpha\beta}^{ij} m^{\alpha\beta}, \text{ com } i=1,2 \text{ e } j=1,2,3,4,5,6: \quad (3.12)$$

onde $G_{\alpha\beta}^{ij}$ representa o comprimento da trajetória da projeção ij dentro do bloco $\alpha\beta$, tal como exemplificado na Figura 3.5.

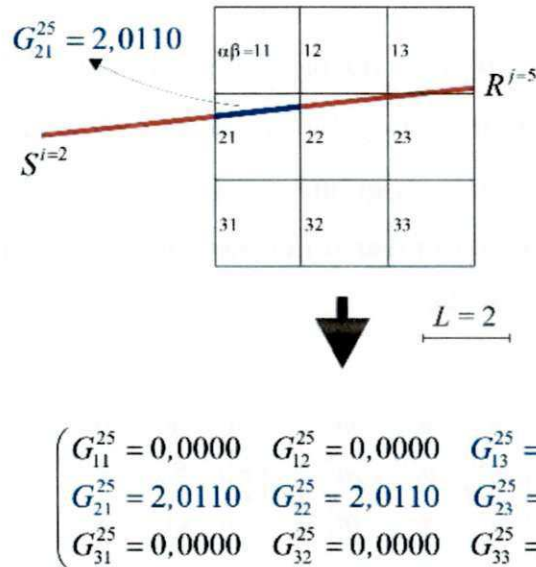


Figura 3.5 - Cálculo dos elementos $G_{\alpha\beta}^{ij}$ da projeção R^5 referente ao sensor S^2 . Os elementos $G_{\alpha\beta}^{ij}$ referentes aos blocos que não são interceptados pela projeção assumem valor nulo.

A Figura 3.6 mostra a matriz G para os elementos de todas as projeções que cortam a região discreta. A matriz G final dispõe os elementos $G_{\alpha\beta}^{ij}$ para cada conjunto $S^i - R^j$ em linhas, para uma melhor visualização do conjunto de valores.

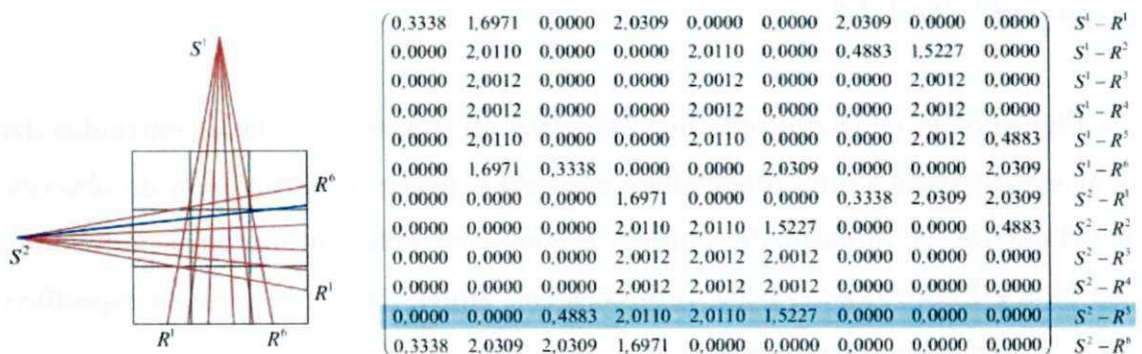


Figura 3.6 - Matriz G para todas as projeções $S^i - R^j$ efetuadas sobre a região de interesse. A linha em destaque na matriz se refere ao conjunto de elementos da projeção R^5 referente ao sensor S^2 mostrado na Figura 3.5

Os dados calculados a partir da Equação 3.12 (problema direto) são:

$$\mathbf{d}_{obs} = \begin{pmatrix} d^{11} & d^{12} & d^{13} & d^{14} & d^{15} & d^{16} \\ d^{21} & d^{22} & d^{23} & d^{24} & d^{25} & d^{26} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 341,9 \pm 0,1 & 353,1 \pm 0,1 & 356,2 \pm 0,1 & 356,2 \pm 0,1 & 353,1 \pm 0,1 & 341,9 \pm 0,1 \\ 341,9 \pm 0,1 & 353,1 \pm 0,1 & 356,2 \pm 0,1 & 356,2 \pm 0,1 & 353,1 \pm 0,1 & 341,9 \pm 0,1 \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Aqui \mathbf{d}_{obs} denota que esses dados calculados formam um conjunto possível de dados observados. Os valores $\pm 0,1$ indica um valor médio (estimado a partir de alguma medição real) da variação dos dados (desvio padrão). Assumindo que $\pm 0,1$ pode representar erros nas medições dos valores de \mathbf{d}_{obs} , é possível escrever a Equação 3.12 resumidamente como uma relação linear, na forma:

$$\mathbf{d}_{obs} = \mathbf{G}\mathbf{m} \pm \boldsymbol{\varepsilon}_d, \quad (3.14)$$

onde $\boldsymbol{\varepsilon}_d = \pm 0,1$. Admitindo que $\boldsymbol{\varepsilon}_d$ possa ser considerada uma variável aleatória descrita pela estatística Gaussiana, podemos então definir uma distribuição de probabilidades também Gaussiana para modelar a variável \mathbf{d} . Assim, podemos escrever (TARANTOLA, 2005):

$$\rho(\mathbf{d}) = c \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{d} - \mathbf{d}_{obs})^t \mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{d} - \mathbf{d}_{obs})\right), \quad (3.15)$$

onde $\mathbf{C}_D = \boldsymbol{\varepsilon}_d \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_d^t$ é a matriz de covariância, c é uma constante de normalização e o sobrescrito “ t ” denota a matriz transposta. A partir daqui, \mathbf{d} passa a representar todos os possíveis valores que os dados observados podem assumir (satisfazendo a Equação 3.12), livres de erros (teórico), enquanto \mathbf{d}_{obs} representa os valores que podem ser observados por uma medição real sobre \mathbf{m} . Combinando as Equações 3.14 e 3.15, obtém-se:

$$\rho(\mathbf{d}) = c \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{G}\mathbf{m} - \mathbf{d}_{obs})' \mathbf{C}_D^{-1}(\mathbf{G}\mathbf{m} - \mathbf{d}_{obs})\right). \quad (3.16)$$

Pela Equação 3.16 é possível determinar a matriz $\hat{\mathbf{m}}$ que mais se aproximam dos parâmetros reais a partir das observações \mathbf{d}_{obs} , bastando apenas que sejam determinados os valores da matriz \mathbf{G} por geometria simples tal como indicada na Figura 3.5. Porém, para obter uma solução mais confiável, pode ser utilizado como chute inicial um conjunto de dados a priori, denotado por \mathbf{m}_p . Para o caso simples do exemplo ilustrativo desta seção, é possível utilizar a seguinte matriz:

$$\mathbf{m}_p = \begin{pmatrix} 55 \pm 15 & 55 \pm 15 & 55 \pm 15 \\ 55 \pm 15 & 55 \pm 15 & 55 \pm 15 \\ 55 \pm 15 & 55 \pm 15 & 55 \pm 15 \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Dessa forma, pode-se utilizar a mesma distribuição de probabilidades que descreve \mathbf{d} para representar o conjunto de dados de \mathbf{m} (assumindo que $\boldsymbol{\varepsilon}_m = \pm 15$ pode ser considerada uma variável aleatória descrita por uma distribuição Gaussiana). Assim, pode-se escrever:

$$\rho(\mathbf{m}) = c \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{m} - \mathbf{m}_p)' \mathbf{C}_M^{-1}(\mathbf{m} - \mathbf{m}_p)\right), \quad (3.18)$$

onde $\mathbf{C}_M = \boldsymbol{\varepsilon}_m \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_m'$ é a matriz de covariância e c é uma constante de normalização. As Equações 3.16 e 3.18 permitem então descrever a distribuição de probabilidade a posteriori do vetor \mathbf{m} :

$$\sigma(\mathbf{m}) = c \cdot \exp(-S(\mathbf{m})), \quad (3.19)$$

onde o fator $S(\mathbf{m})$ é dado por:

$$S(\mathbf{m}) = \frac{1}{2} \left((\mathbf{G}\mathbf{m} - \mathbf{d}_{obs})' \mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{G}\mathbf{m} - \mathbf{d}_{obs}) + (\mathbf{m} - \mathbf{m}_p)' \mathbf{C}_M^{-1} (\mathbf{m} - \mathbf{m}_p) \right). \quad (3.20)$$

A Equação 3.19 pode reescrita na forma de uma distribuição Gaussiana clássica, tal como:

$$\sigma(\mathbf{m}) = c.\exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{m} - \hat{\mathbf{m}})' \tilde{\mathbf{C}}_M^{-1} (\mathbf{m} - \hat{\mathbf{m}})\right), \quad (3.21)$$

onde $\hat{\mathbf{m}}$ é o valor que mais se aproxima dos valores reais do parâmetro \mathbf{m} e $\tilde{\mathbf{C}}_M$ é a matriz de covariância associada. A determinação de $\hat{\mathbf{m}}$ pode ser feita pela minimização do fator $S(\mathbf{m})$. A partir da Equação 3.20, calcula-se o estimador da matriz \mathbf{m} como (TARANTOLA, 2005):

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_p + (\mathbf{G}'\mathbf{C}_D^{-1}\mathbf{G} + \mathbf{C}_M^{-1})^{-1} \mathbf{G}'\mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{d}_{obs} - \mathbf{G}\mathbf{m}_p), \quad (3.22)$$

e a covariância a posteriori como:

$$\hat{\mathbf{C}}_M = (\mathbf{G}'\mathbf{C}_D^{-1}\mathbf{G} + \mathbf{C}_M^{-1})^{-1}. \quad (3.23)$$

As Equações 3.22 e 3.23 resultantes da teoria estocástica possibilitam estimar a intensidade de cada bloco que compõe a região estudada pelos sensores. Escrevendo as matrizes \mathbf{m}_p , \mathbf{d}_{obs} como vetores coluna:

$$\mathbf{m}_p = (55 \ 55 \ 55 \ 55 \ 55 \ 55 \ 55 \ 55 \ 55)' , \quad (3.24)$$

$$\mathbf{d}_{obs} = (341,9 \ 353,1 \ 356,2 \ 356,2 \ 353,1 \ 341,9 \ 341,9 \ 353,1 \ 356,2 \ 356,2 \ 353,1 \ 341,9)'. \quad (3.25)$$

As matrizes de covariâncias \mathbf{C}_M e \mathbf{C}_D podem ser escritas como matrizes quadradas diagonais na forma:

$$\mathbf{C}_M = 15^2 \delta^{nm} \quad n = 1, \dots, 9, \quad (3.26)$$

$$\mathbf{C}_D = 0,1^2 \delta^{kk} \quad k = 1, \dots, 12, \quad (3.27)$$

onde δ é o delta de Kronecker; e a matriz \mathbf{G} (Figura 3.5) pode ser calculada para cada conjunto de elementos $G_{\alpha\beta}^{ij}$ das projeções na forma:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} G_{11}^{11} & G_{12}^{11} & \dots & G_{\alpha\beta}^{11} \\ G_{11}^{12} & G_{12}^{12} & \dots & G_{\alpha\beta}^{12} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{11}^{ij} & G_{12}^{ij} & \dots & G_{\alpha\beta}^{ij} \end{pmatrix}_{12 \times 9} =$$

$$= \begin{pmatrix} 0,3338 & 1,6971 & 0,0000 & 2,0309 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0309 & 0,0000 & 0,0000 \\ 0,0000 & 2,0110 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0110 & 0,0000 & 0,4883 & 1,5227 & 0,0000 \\ 0,0000 & 2,0012 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 0,0000 \\ 0,0000 & 2,0012 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 0,0000 \\ 0,0000 & 2,0110 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0110 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 0,4883 \\ 0,0000 & 1,6971 & 0,3338 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0309 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0309 \\ 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 & 1,6971 & 0,0000 & 0,0000 & 0,3338 & 2,0309 & 2,0309 \\ 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0110 & 2,0110 & 1,5227 & 0,0000 & 0,0000 & 0,4883 \\ 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 2,0012 & 2,0012 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 \\ 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 & 2,0012 & 2,0012 & 2,0012 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 \\ 0,0000 & 0,0000 & 0,4883 & 2,0110 & 2,0110 & 1,5227 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 \\ 0,3338 & 2,0309 & 2,0309 & 1,6971 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

Com as mudanças acima, a partir das Equações 3.22 e 3.23, estimam-se os seguintes valores para a intensidade da região de interesse:

$$\hat{\mathbf{m}} = \begin{pmatrix} 55,9 & 59,3 & 50,3 \\ 59,3 & 58,4 & 60,2 \\ 50,3 & 60,2 & 50,3 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_m = \begin{pmatrix} 14,7 & 1,7 & 0,7 \\ 1,7 & 1,0 & 0,7 \\ 0,7 & 0,7 & 0,6 \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

onde $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_m$ é o erro associado a matriz $\hat{\mathbf{m}}$ encontrada. Os elementos de $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_m$ são determinados a partir da matriz covariância $\hat{\mathbf{C}}_M$ obtida a partir da Equação 3.23.

O resultado obtido pela inversão estocástica nesse exemplo simples apresenta uma boa concordância com os dados dos blocos admitidos inicialmente, com erro bastante pequeno, à exceção do valor para o bloco \mathbf{m}^{11} . O erro maior associado a esse valor se explica devido a pouca investigação das projeções nessa sub-região da área de interesse da reconstrução (as retas que definem as projeções não cruzam com esse bloco).

Situações de escassez nas medições sobre a estrutura que se deseja estudar via métodos tomográfico são muito recorrentes nos estudos de estruturas atmosféricas, o que torna na maioria das vezes a reconstrução obtida pouco realística. No caso de reconstrução tomográfica para estudo de estruturas assinadas no air-glow, uma das características que devem ser investigada é a disposição dos instrumentos imageadores. A colocação dos equipamentos de maneira criteriosa pode oferecer dados com melhores condições para aplicar a reconstrução tomográfica.

4. O Airglow Atmosférico

4.1. Introdução

O airglow, ou luminescência atmosférica como também é chamado, é uma luz natural proveniente principalmente por átomos ou moléculas da alta atmosfera que estão em seu estado excitado e retornam ao mínimo energético, emitindo esta energia à noite na forma de luz (Figura 4.1). Esses constituintes se encontram acima do seu nível normal de energia devido a processos resultantes, direta ou indiretamente, da exposição à radiação solar durante o dia.

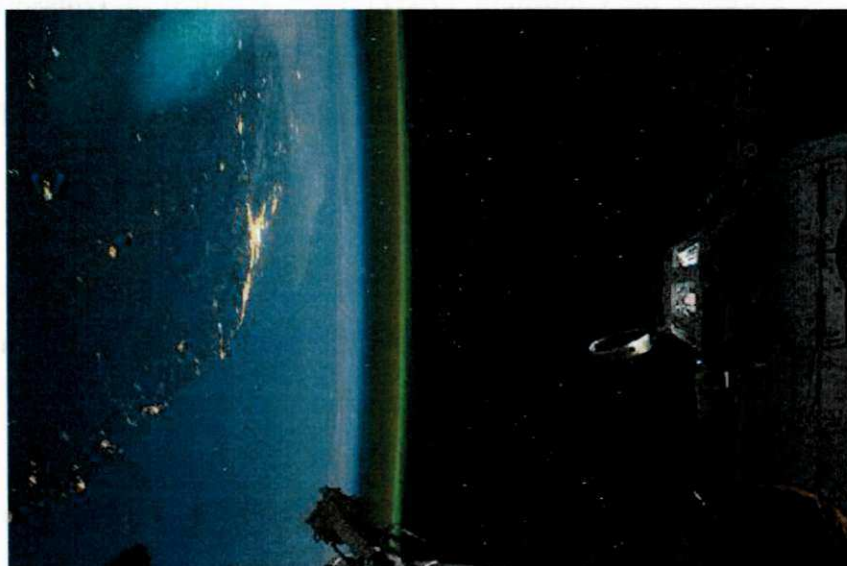


Figura 4.1 - Foto realizada pela tripulação da Estação Espacial Internacional (ISS). A foto foi feita no momento em que a estação sobrevoava a região ao sudoeste de Canberra, Austrália. É possível ver Brisbane, área urbana principal no litoral, a cúpula da Estação, e uma camada verde incandescente, que caracteriza o airglow (OI5577) atmosférico visto do espaço.

Fonte: Extraído de <http://spaceflight.nasa.gov/> (HUMAN SPACE FLIGHT NASA, 2012)

A luminescência atmosférica é relativamente fraca e, geralmente, é imperceptível a olho nu. Possui uma extensa faixa espectral e para sua detecção é necessário o uso de instrumentos ópticos. A intensidade da luminescência comumente usada em aeronomia é o Rayleigh (R), que corresponde a 10^6 fótons / cm^2s por coluna.

O fenômeno do airglow foi identificado na atmosfera terrestre pela primeira vez em 1868, pelo cientista sueco Anders Ångström. A partir de então, este processo passou a ser estudado através de reações químicas controladas em laboratório, onde foi identificada a emissão de energia eletromagnética como parte das reações. Outros cientistas então estabeleceram os processos que estariam mais susceptíveis a ocorrerem na atmosfera da Terra, sendo comprovada posteriormente pelos astrônomos a existência de tais emissões.

Outra valiosa contribuição para o estudo das emissões do airglow foi feita por Lord Rayleigh. Durante a década de 30, ele realizou uma série de medidas em uma restrita faixa espectral, dando início à pesquisa experimental em aeroluminescência. Os esforços de Chapman (1931) para explicar a emissão da linha verde do oxigênio atômico em 557,7 nm e os estudos feitos por Meinel (1950) das emissões da hidroxila (OH) excitada também são tidos como um fundamento básico em aeronomia até os dias de hoje.

Atualmente, é possível encontrar na literatura diversos trabalhos experimentais nos quais os autores obtiveram, através medidas em solo, o espectro noturno do airglow. Com exemplo, podemos citar o trabalho de Krassovsky et al. (1962), no qual ele varre todas as emissões noturnas desde 3000 Å até 12400 Å, e o trabalho de Semenov et al. (2002), no qual ele obtém o espectro do airglow, enfatizando principalmente as bandas do OI (630,0 nm, 636,4 nm) e as bandas do OH (bandas de Meinel). A Figura 4.2 mostra o espectro da aeroluminescência noturna obtida por Johnston e Broadfoot (1993).

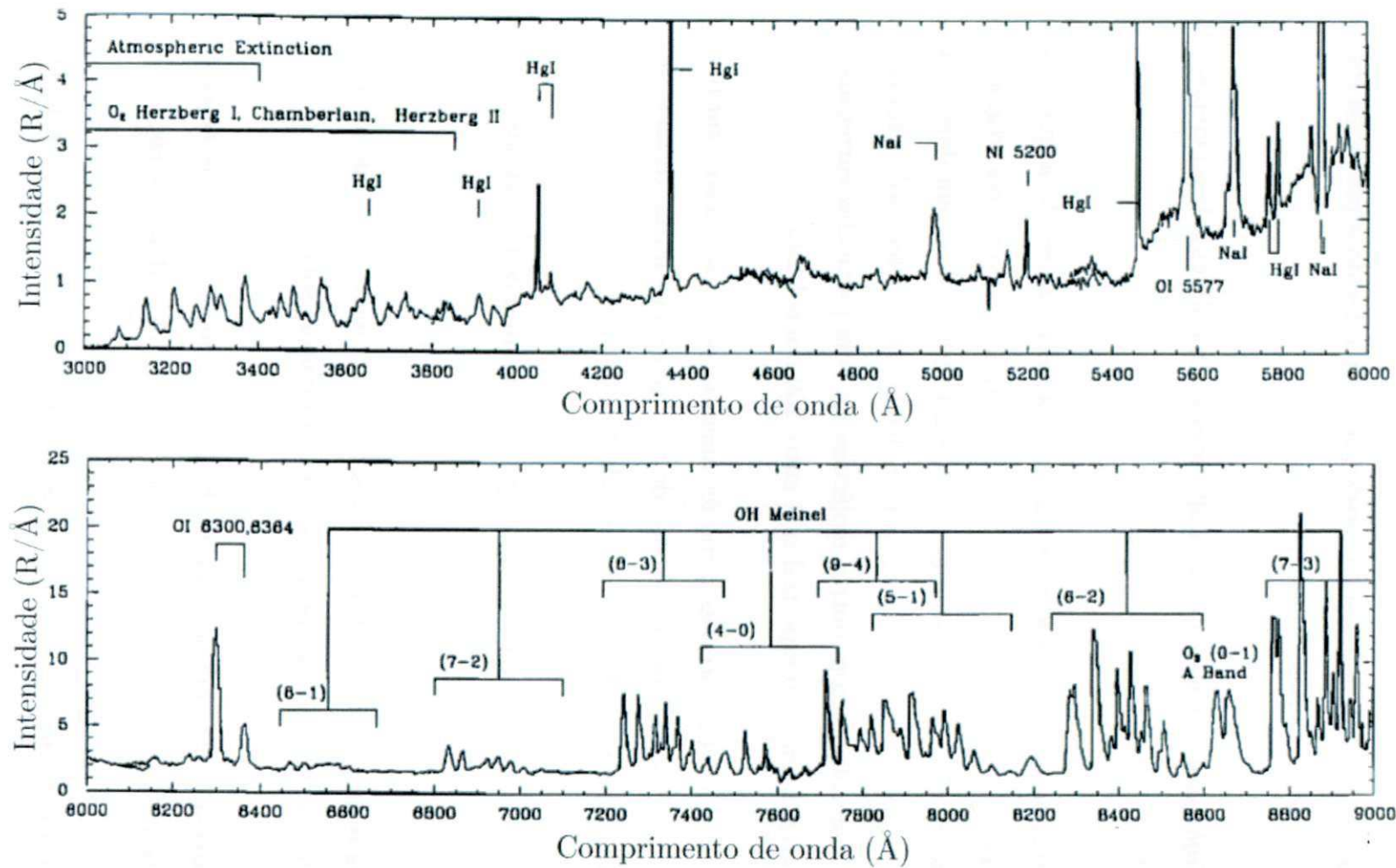


Figura 4.2 - Espectro do airglow noturno, mostrando as principais linhas de emissão.
 Fonte: Johnston e Broadfoot, (1993)

O airglow pode ser classificado de acordo com o ângulo zenital da radiação solar incidente sobre a atmosfera da seguinte forma:

- **Dayglow:** é a luminescência atmosférica diurna devido a processos ressonantes e fluorescentes.
- **Twilightglow:** quando apenas a alta atmosfera é iluminada ao crepúsculo ou ocaso;
- **Nightglow:** é a luminescência atmosférica noturna devido à quimiluminescência, e é mais brilhante que as estrelas. Ocorre em regiões da atmosfera entre aproximadamente 80 e 220 km. Sua origem deve-se a átomos ou moléculas excitadas pela radiação ultravioleta solar durante o dia e por colisões com outras moléculas ou com partículas carregadas. A sua faixa de emissão espectral está entre 250 nm e 4 μ m.

A utilização de medidas noturnas como ferramentas de investigação científica da atmosfera é mais usada, pois a presença de radiação solar diurna torna o espectro complexo e com uma elevada intensidade de ruído.

Podemos citar como principais fontes de geração de airglow os seguintes processos:

- **Ressonância:** luz emitida no mesmo comprimento de onda absorvido, resultante da excitação pela absorção da radiação solar;
- **Fluorescência:** luz emitida em frequências menores que as absorvidas, também resultante da excitação pela absorção da radiação solar;
- **Fotoionização:** luz emitida de estados excitados de elementos ionizados pela radiação solar;

- **Fotodissociação:** luz emitida de estados excitados de elementos neutros dissociados pela radiação solar
- **Colisões inelásticas:** luz emitida da excitação causada pelo impacto de elétrons energéticos produzidos na fotoionização;
- **Quimiluminescência:** luz resultante de reações químicas principalmente entre átomos de oxigênio, nitrogênio e moléculas de hidroxila. A radiação solar quebra as moléculas entre 100 – 300 km durante o dia, as quais se recombinaam a noite emitindo luz;
- **Excitação por raios cósmicos:** radiação e partículas energéticas provenientes de fora do sistema solar que têm uma pequena contribuição na formação do airglow.

As observações óticas da aeroluminescência são efetuadas em geral por três formas: solo (imageador e fotômetro), a bordo de foguete (fotômetro) e satélites (imageador e fotômetro). O método escolhido leva em conta o propósito do estudo. Sendo o objetivo investigar flutuações nas intensidades das emissões (variabilidade temporal), utiliza-se a fotometria de solo. Se o objetivo é determinar o perfil vertical da camada de emissão (taxa de emissão volumétrica) geralmente se usa medidas de fotometria a bordo de foguete, mas o estudo da distribuição global do campo de radiação do airglow pode ser obtido também através de técnicas de imageamento a bordo de satélites (MEDEIROS, 2004).

As emissões do airglow se tornaram uma das ferramentas mais úteis para se estudar a região da mesosfera e baixa termosfera. A partir de técnicas de imageamento dessa luz atmosférica é possível tornar visível as irregularidades provocadas pelas oscilações que ocorrem em alturas onde essas emissões acontecem. Diante da importância dessas camadas de emissão para o estudo da alta atmosfera, é importante conhecer os principais processos que contribuem para esse fenômeno. Nas seções seguintes será descrita a fotoquímica e os processos de

excitação das emissões utilizadas nos estudos de ondas de gravidade deste trabalho.

4.2. Excitações e Fotoquímica do OH

As emissões do airglow noturno são dominadas pelas emissões vibracionais-rotacionais do radical da hidroxila (OH) dentro de um mesmo estado eletrônico e tem sido observado desde sua identificação espectroscópica por Meinel (1950). O espectro das bandas de Meinel estende-se de 520 nm a 4 μm , e apresenta uma taxa de emissão total de $\sim 4,5$ MR (megaRayleigh).

Dentre os objetivos para o estudo deste radical podemos destacar: a compreensão das cadeias catalíticas do ozônio mesosférico; o cálculo da temperatura rotacional (assumindo-se que a temperatura cinética da atmosfera seja a temperatura rotacional); e a investigação dos processos de propagação e saturação de ondas de gravidade (MEDEIROS, 2004).

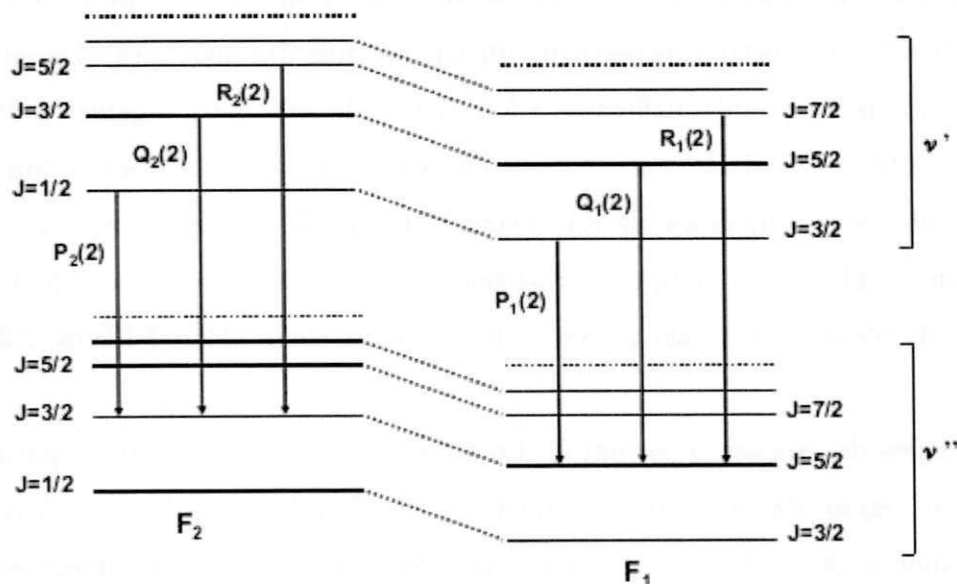
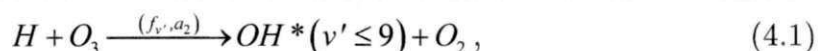


Figura 4.3 - Representação de várias transições vibracionais-rotacionais. Fonte: Adaptada de Medeiros (2004).

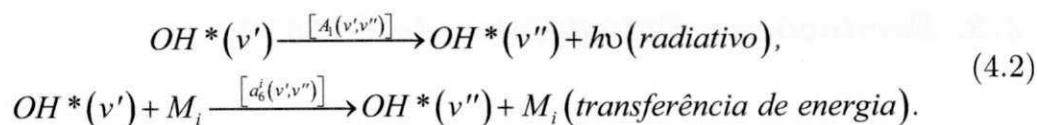
As bandas de Meinel surgem das transições vibracionais internas ao estado fundamental $OH(X^2\Pi_{i,v',j'} \rightarrow X^2\Pi_{i,v'',j''})$ do radical da hidroxila. Quanto à excitação vibracional podem ocorrer nos níveis v de 0 a 9. Cada banda vibracional envolve uma estrutura rotacional, com as linhas agrupadas em ramos denominados P , Q e R . A Figura 4.3 mostra a representação de várias transições. Nesta representação, F_1 e F_2 denotam os termos de energia rotacional e J o momento angular.

A reação exotérmica hidrogênio-ozônio, proposta por Bates e Nicolet (1950), é o mecanismo mais eficiente para produção do $OH^*(v' \leq 9)$ na mesosfera superior:

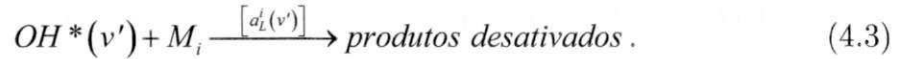


onde a_2 é a taxa de reação (cm^2s^{-1}) e $f_{v'}$ representa a fração de produção do OH^* no nível v' . A energia liberada de 3,34 eV na reação é suficiente para permitir a ocupação de níveis vibracionais até $v' \leq 9$.

Já é conhecido que a reação 4.1 produz OH^* preferencialmente nos níveis $v' = 7, 8, 9$ (KLENERMAN e SMITH, 1987), e que os níveis mais baixos, que são os responsáveis por grande parte das bandas de Meinel observadas no airglow, são ocupados via processos de cascata radiativa e de transferência de energia (vibracional) entre as moléculas:



Nas reações 4.2, M_i se refere aos constituintes de desativação energética O , O_2 e N_2 . A perda fotoquímica de $OH^*(v' \leq 9)$, em cada um dos níveis vibracionais pode ser representada pelas reações 4.2, ou através dos processos de desativação por colisão:



Nas condições de equilíbrio fotoquímico, a taxa de produção é igual às perdas químicas, logo para uma altitude fixa interna à camada de emissão, a densidade numérica do $OH^*(\nu')$ será dada por:

$$[OH^*(\nu')] = \frac{f_{\nu'} a_2 [H][O_3] + \sum_{\nu=\nu'+1}^9 [OH^*(\nu)] \{A_1(\nu, \nu') + \sum_i a_6^i(\nu, \nu') M_i\}}{\sum_{\nu=0}^{\nu'-1} A_1(\nu', \nu) + \sum_i a_L^i(\nu') M_i}. \quad (4.4)$$

A taxa de emissão volumétrica (em fótons $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) será dada por:

$$\varepsilon_{OH^*}(\nu', \nu'') [OH^*(\nu')]. \quad (4.5)$$

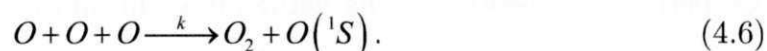
O perfil de altitude da emissão do $OH^*(\nu' \leq 9)$ tem proporcionado informações relevantes a respeito da densidade dos constituintes minoritários da mesopausa (principalmente o oxigênio atômico) e nas interpretações dos processos de excitação (MEDEIROS, 2007). Os valores encontrados para as bandas de Meinel catalogadas por Baker e Stair (1988) mostraram que a altitude máxima da emissão está entre 85 e 90 km, com uma espessura de camada média entre 6 e 10 km.

4.3. Excitações e Fotoquímica do OI5577

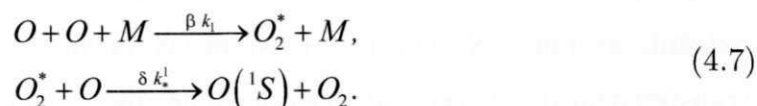
A linha verde OI 557,7 nm, ou $O(^1S)$ é explicada por um modelo de transição espectroscópica entre os estados excitados $^1S - ^1D$ do oxigênio atômico. Esta emissão é muito importante no espectro do céu noturno da atmosfera, principalmente devido à facilidade de observação na região do visível, e ao fato da linha não ter contaminação espectral, por encontrar-se como um espectro solitário

rio. A intensidade integrada da emissão, $O(^1S)$ presente no nightglow da mesosfera superior apresenta um valor médio de 250 R, mostrando acentuadas variações sobre este valor (de 60 a 500 R).

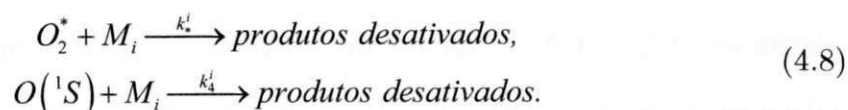
As primeiras tentativas teóricas para explicar as características fotoquímicas desta emissão foram propostas por Chapman (1931), que usou a hipótese de que o pico de emissão ocorreria onde a densidade do oxigênio fosse acentuada. Desta forma, ele estabeleceu a recombinação direta do oxigênio através de um processo de três corpos:



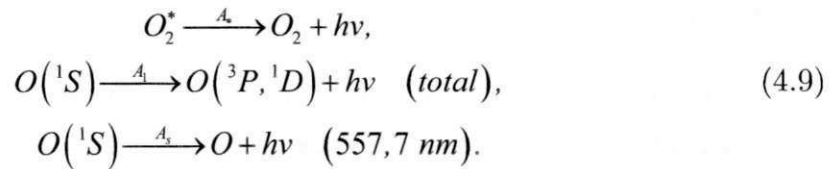
Os primeiros perfis de altitude, através de medidas a bordo de foguete, questionaram a reação de Chapman. Barth (1964) sugeriu um processo que envolvia duas etapas para a excitação do estado 1S . Uma molécula de O_2^* precursora (a qual mantém energia suficiente para excitação), seria a responsável pelo aparecimento do $O(^1S)$ através do mecanismo de transferência de energia, com as seguintes reações:



A fotoquímica da linha verde, para a situação proposta por Barth completa-se com as seguintes reações de desativação:



E pelas reações de decaimento radiativo:



No equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica será dada por:

$$\varepsilon_{557,7} = \frac{A_3 \beta k_1 [O]^3 [M_i] \delta_*^1}{\left(A_1 + \sum_i k_i [M_i] \right) \left(A_* + \sum_i k_*^i [M_i] \right)}.
\tag{4.10}$$

Os perfis de emissão da linha verde oferecem informações interessantes, tais como processos de desativação e excitação e a concentração do oxigênio atômico na região da emissão. As observações realizadas até hoje mostram uma altitude máxima da emissão da linha verde entre 96 e 98 km, em uma camada de emissão com espessura aproximada de 8 km.

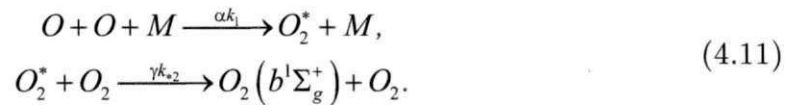
4.4. Excitações e Fotoquímica do Oxigênio Molecular

Os estados excitados do O_2 que se destacam na aeroluminescência noturna, são os que podem ser excitados através de reações de recombinação direta com o oxigênio atômico. No entanto, existem evidências sugerindo que os processos de transferência de energia, através de moléculas precursoras excitadas possam explicar com maior detalhe, os perfis observados do O_2 (WRAIGHT, 1982).

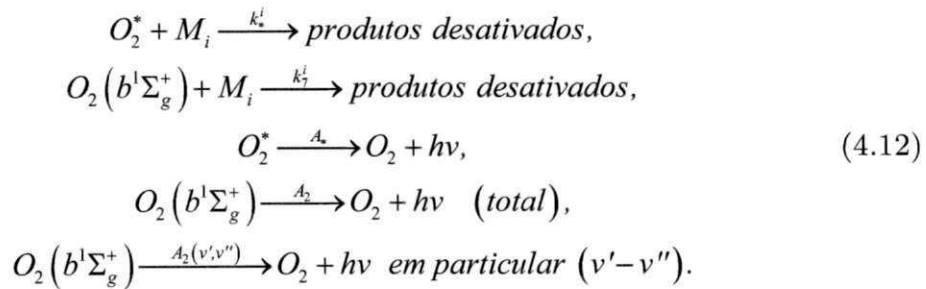
O conjunto de bandas atmosféricas do O_2 na aeroluminescência noturna da mesosfera superior tem merecido uma considerável atenção. O espectro de transição eletrônica $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$ consiste de diferentes bandas vibracionais. As bandas vibracionais que se destacam são a banda (0,0), habitualmente chamada de banda atmosférica, e a banda (0,1), denominada de banda Kaplan-Meinell. Estas bandas estão centradas no espectro de 761,9 nm e 864,5 nm, respectivamente, e podem ser facilmente observadas via fotometria da aeroluminescência noturna,

embora a banda (0,0) sofra uma absorção acentuada pelo oxigênio atmosférico, impossibilitando sua medida no solo. A razão entre as duas bandas é da ordem de 17; e o sistema como um todo registra uma intensidade total de 3 – 6 kR. O pico de emissão da banda (0,0) estabelece-se em torno de 94 ± 1 km. A intensidade integrada total da emissão exibe acentuadas variações (1 kR – 10 kR). Tal variabilidade tem sido atribuída à presença de ondas de gravidade internas e marés na mesopausa.

Witt et al. (1979) e Greer et al., (1981) mostraram que os processos de transferência de energia, através de duas etapas, são mais eficientes para produção destas espécies:



As outras reações que complementam o esquema cinético são:



Considerando a condição de equilíbrio fotoquímico, temos então a taxa de emissão volumétrica dada por:

$$\varepsilon_{\Sigma^+} = \frac{A_2(v',v'')\alpha k_1 [O]^2 [M] \gamma k_*^2 [O_2]}{(A_2 + \sum_i k_i^+ [M_i])(A_* + \sum_i k_i^* [M_i])}. \quad (4.13)$$

Muitos trabalhos são realizados na tentativa de identificar os estados eletrônicos do agente precursor de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ (MEDEIROS, 2004). Estes estudos dão uma

boa noção dos principais processos que são responsáveis por esses estados excitados, bem como a identificação dos principais constituintes atmosféricos que fazem parte destes mecanismos.

5. Instrumentação e Metodologia

Neste Capítulo serão descritos os principais equipamentos utilizados neste trabalho, assim como seus respectivos dados e manipulações necessárias a estes. O principal instrumento utilizado foi o imageador, uma vez que esta dissertação visou o estudo da reconstrução tomográfica do airglow atmosférico e este equipamento fornece dados indispensáveis para esse fim. Porém, visando a corroborar os resultados obtidos, utilizou-se também dados a partir do radar meteorológico, e do instrumento SABER a bordo do satélite TIMED. A utilização de dados destes três instrumentos permitiu que este trabalho obtivesse os parâmetros verticais das ondas investigadas, através da relação de dispersão das ondas de gravidade, como forma de avaliar o resultado obtido através da inversão tomográfica.

5.1. O Imageador All-Sky

O sistema moderno de imageamento acoplado a um detector CCD é uma versão aprimorada da câmera de TV de alta sensibilidade e da câmera fotográfica, que foram bastante utilizadas na investigação de estruturas ondulatórias assinadas nas emissões do airglow durante as décadas de 70 e 80. Esse tipo de equipamento possibilitou grande avanço nos estudos de ondas de gravidade e, através de observações contínuas em várias localidades, permitiu aos pesquisadores obterem um panorama geral da ocorrência desses fenômenos ao redor do mundo.

O imageador consiste basicamente de um sistema ótico e uma câmara CCD, como pode ser visto na Figura 5.1. A CCD é um dispositivo capaz de identificar variações nas emissões do airglow noturno e registrá-la em arquivos digitais (imagens). Dessa forma, a aplicação desse instrumento permite o monitoramento em tempo real da ocorrência de fenômenos ondulatórios em regiões de ocorrência das emissões.

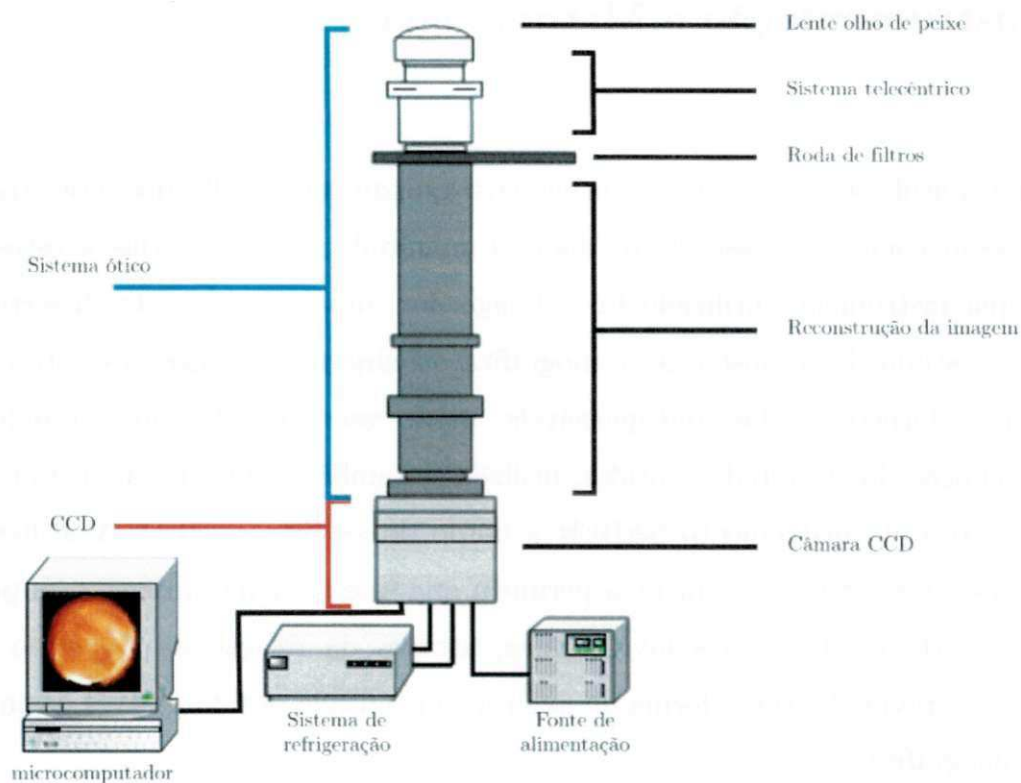


Figura 5.1 - Configuração do imageador *all Sky*, mostrando a lente olho de peixe, a roda de filtros, o sistema óptico, a câmera CCD, o sistema de refrigeração, a fonte de alimentação e o computador.
 Fonte: Adaptado de Wrasse (2004).

O sistema óptico do imageador conta com uma lente olho de peixe ($f/4$) com um campo de visão de 180° , o que permite ao sistema a obtenção de uma imagem completa do céu local. Esta imagem obtida passa por um sistema óptico telecêntrico sendo então levada para uma roda de filtros. Cada filtro que constitui essa roda permite a passagem da radiação proveniente de uma emissão atmosférica específica, isolando-a dos demais comprimentos de onda. Isso possibilita ao sistema a observação, uma a uma, das emissões provindas de diferentes alturas da atmosfera para que elas possam ser registradas individualmente. A Tabela 5.1 mostra os principais filtros para observação das emissões no imageador bem como suas principais características. A roda de filtros do imageador é controlada por microcomputador, sendo girada durante as observações noturnas para que o filtro seja modificado constantemente.

Tabela 5.1 - Características dos filtros de interferência usados no imageador.

Filtro	Comprimento de onda (nm)	Largura de banda (nm)	Altura média (km)
OI	630,0	3,3	275
OI	557,7	2,65	96
O ₂ (0,1)	865,5	12,0	94
OH	715,0 – 930,0	215,0	87
Fundo luminoso	578,0	2,67	–

Fonte: Medeiros (2001)

A imagem, depois de filtrada, é levada até outro sistema de lentes, chegando à câmara CCD. A CCD pode ser simplificada como uma matriz de células sensíveis à luz, denominadas pixels. Portanto, a imagem passará por um processo de discretização nos pixels, onde cada intensidade luminosa local será armazenada em células individualmente. Esse conjunto discreto de intensidades é o que podemos denominar de interpretação digital das variações do airglow, na forma de arquivos de imagens.

A CCD dos imageadores usados neste trabalho consiste de uma área coletora de 6,45 cm², com uma matriz de 1024x1024 com pixels de 14 bits. Apresenta uma alta eficiência quântica (80 % no visível), baixa corrente escura (0,5 elétrons/pixel/s), baixo ruído de leitura (15 elétrons rms) e alta linearidade (0,05 %). A câmera usa uma lente telecêntrica (f/4), de varredura do céu completo, a qual é capaz de obter uma alta relação sinal-ruído (20:1) das imagens de estruturas de ondas. Os tempos de integração utilizados foram 15 s para o OH, 90 s para o OI (5577 nm) e O₂. As imagens foram agrupadas para 512x512 pixels para melhorar a relação sinal - ruído. O aspecto das imagens obtidas pelos imageadores pode ser observado na Figura 5.2.

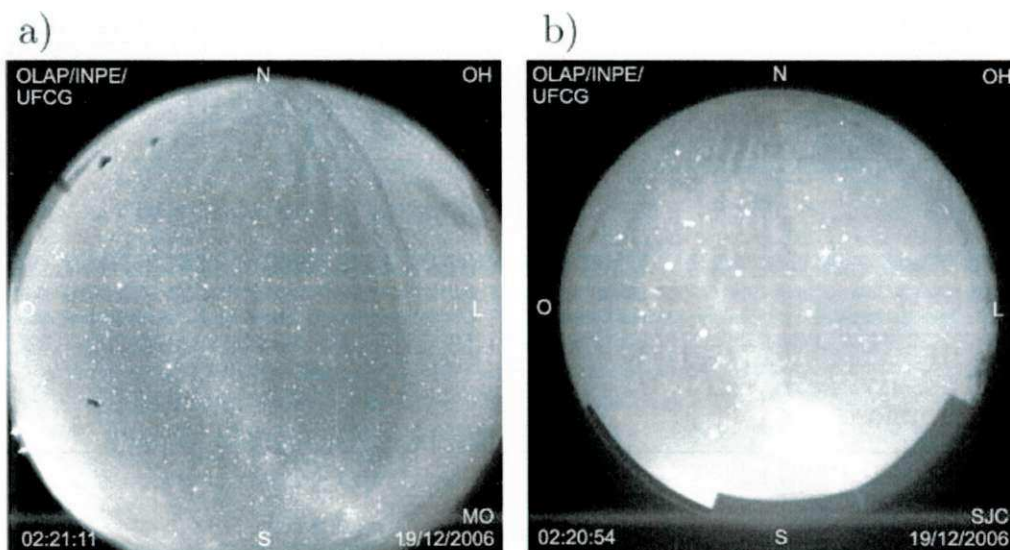


Figura 5.2 - Aspecto das imagens obtidas pelos imageadores, no exemplo, na noite do dia 19/12/2006 para a emissão do OH. a) Imagem captada pelo imageador em Monteiro às 02h21m11s (hora local) e b) imagem obtida a partir de São João do Cariri às 02h20m54s (hora local). É possível visualizar uma estrutura ondulatória na intensidade das duas imagens, que caracteriza uma onda de gravidade, vista simultaneamente no campo de visão dos dois imageadores. As imagens ilustradas são agrupadas em uma matriz de 512x512 pixels.

5.2. Dados dos Imageadores

Para realização deste trabalho, foi necessária a utilização de imagens coletadas a partir de duas localidades diferentes: Monteiro ($7^{\circ}50' S$, $37^{\circ}04' O$), onde foi instalado, entre 2005 e 2007, o imageador da Universidade de Utah, através de uma parceria entre esta instituição, o INPE e a UFCG; e São João do Cariri ($7^{\circ}22' S$, $36^{\circ}31' O$), local onde se encontra o Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba – OLAP, base para diversos instrumentos de medidas atmosféricas. No OLAP, está instalado desde 2002 um imageador, mantido até hoje em funcionamento pela parceria entre UFCG e INPE. A Figura 5.3 mostra a disposição dos sítios de observação e as imagens das instalações dos equipamentos.

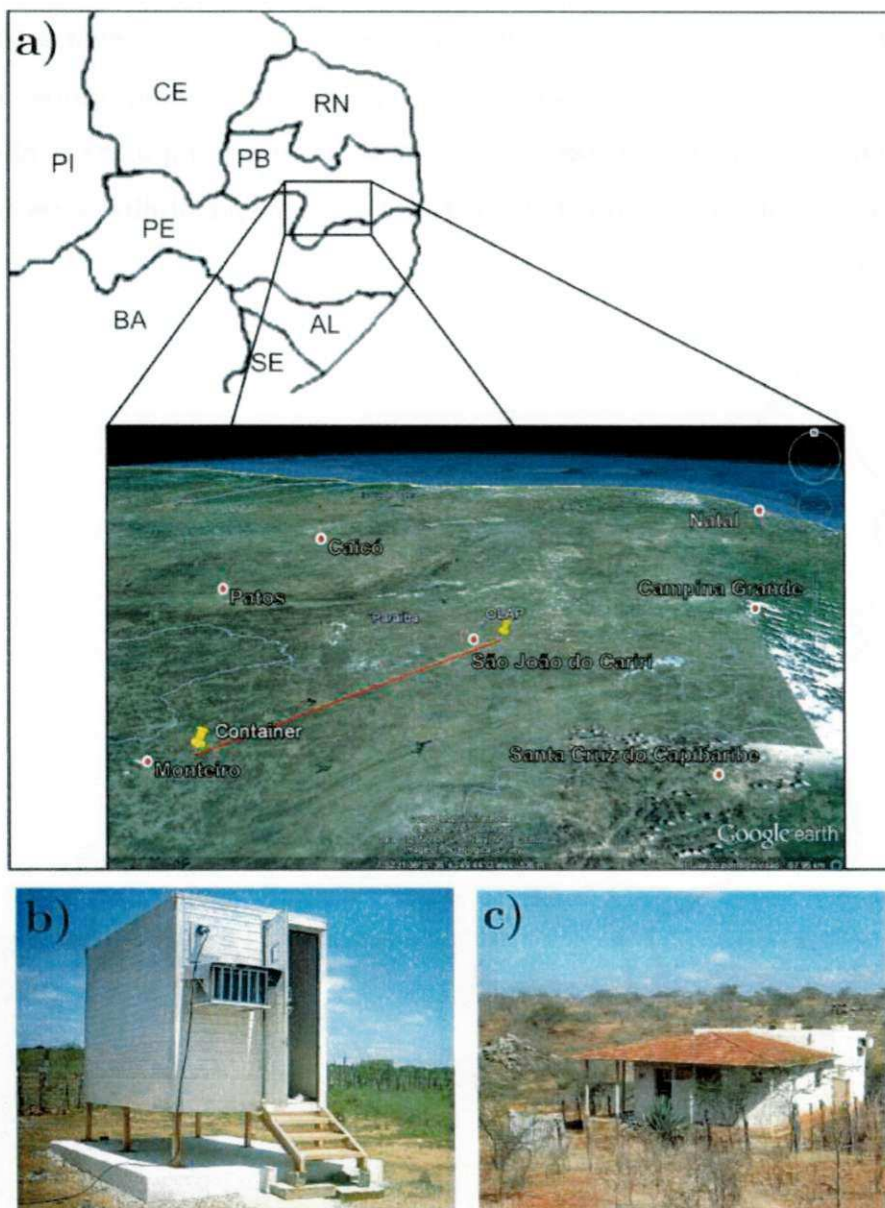


Figura 5.3 - a) Mapa de parte da região Nordeste do Brasil. Na ampliação, vemos a disposição das localidades de instalação dos imageadores: Monteiro e São João do Cariri. A distância entre as duas localidades é de ~ 79 km em linha reta. b) Container onde foi abrigado o imageador de Monteiro ($7^{\circ}50'$ S, $37^{\circ}04'$ O) e c) Imagens da região de São João do Cariri ($7^{\circ}22'$ S, $36^{\circ}31'$ O), com destaque para o prédio do OLAP, onde se encontra o imageador.
 Fonte: a) Google Earth; b) Foto de Igo Paulino e c) Foto de Fabio do Egito.

A Figura 5.4 mostra no mapa da região Nordeste as mesmas imagens da figura 5.2, agora linearizadas, supondo uma altura da camada em 87 km, e localizadas de acordo com os sítios de observação. Nessa ilustração, é possível identificar a área que a emissão imageada abrange sobre uma grande área em torno de Mon-

teiro (MO) e São João do Cariri (SJC). Também é possível observar a sobreposição das imagens obtidas, indicando que equipamentos imageadores nos dois sítios podem observar estruturas no airglow ao mesmo tempo. Essa observação simultânea da emissão em um dado instante é o que possibilita a reconstrução tomográfica.

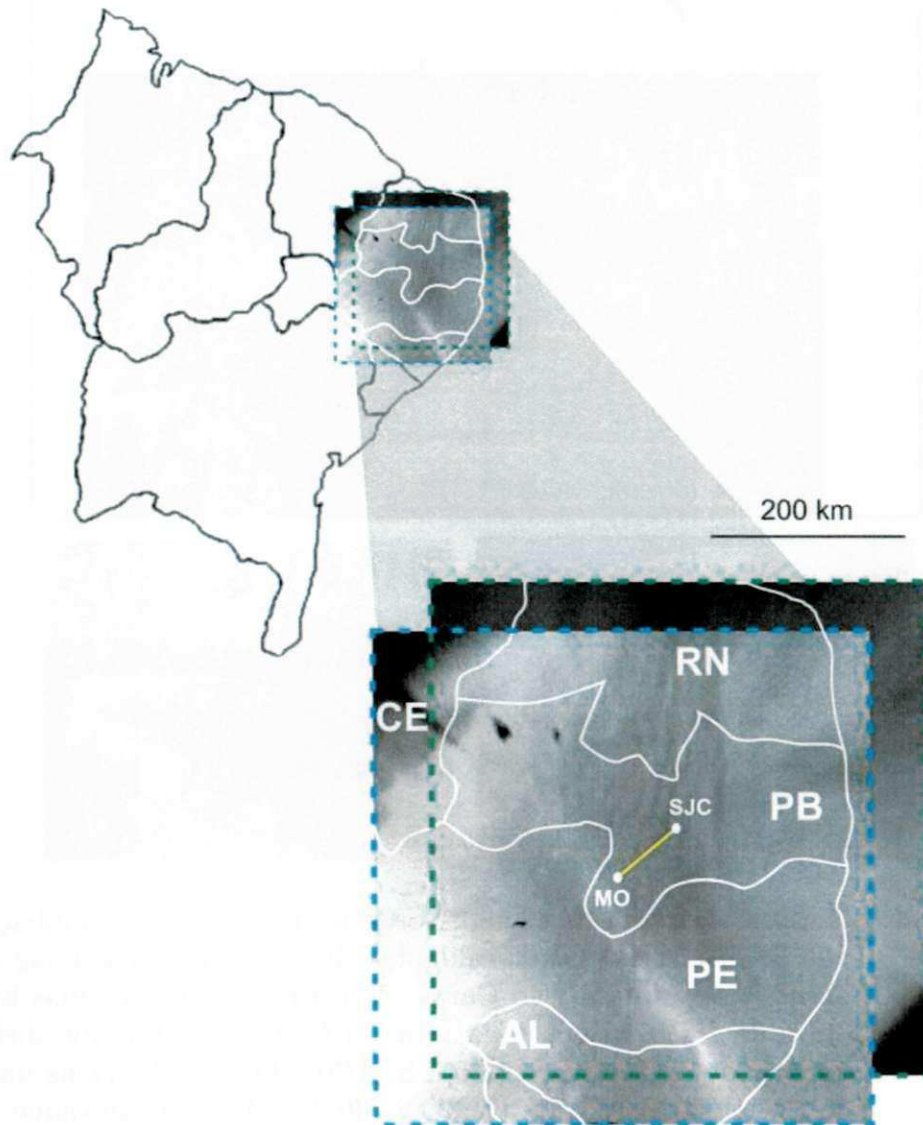


Figura 5.4 - Ampliação da região do airglow imageada sobre o Nordeste brasileiro pelos equipamentos de MO e SJC. As áreas delimitadas pelas linhas pontilhadas azul e verde representam a região correspondente às imagens do OH obtidas a partir de MO e SJC, respectivamente. A intersecção dessas duas áreas representa a região observada simultaneamente pelos imageadores.

5.2.1. O Processo de Ajuste das Imagens

As emissões obtidas a partir da lente *All-sky* e captadas pela CCD são registradas na forma de imagens planas, porém são originalmente limitadas à geometria esférica da camada do airglow atmosférico, como mostrado na Figura 5.5. Essa característica das imagens dificulta o estudo dos fenômenos reportados, bem como na extração de seus parâmetros a partir dos dados. A linearização das imagens, tal como a mostrada na Figura 5.4, é importante, pois permite transformar as coordenadas originais das imagens em coordenadas geográficas, facilitando o estudo das ondas observadas.

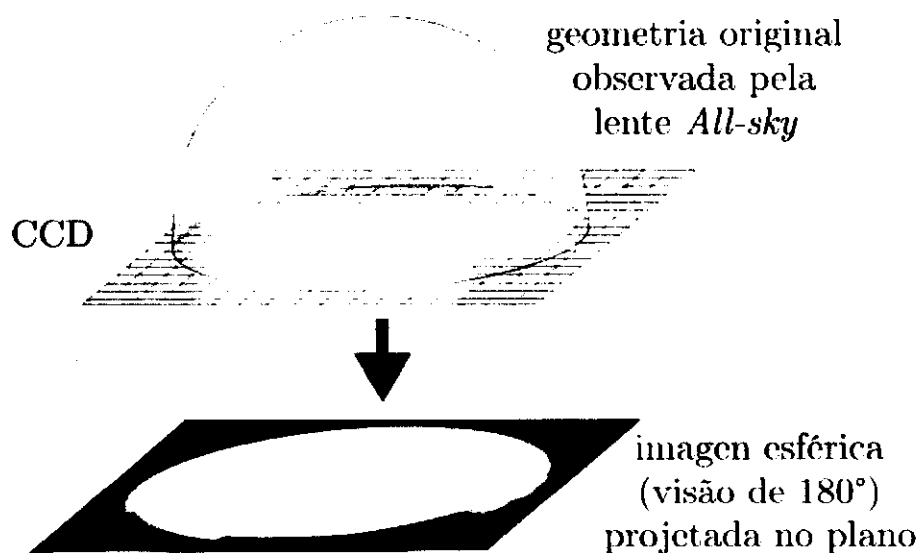


Figura 5.5 - Limitação geométrica das imagens obtidas pelo imageador. A emissão do airglow, quando observada a partir do solo, é registrada para todo o céu, em uma visão de 180°. A lente *All-sky* então observa essa camada esférica e a CCD registra na forma de imagem projetada no plano.

Para o processo de mudança das coordenadas, é comumente empregado o método descrito por Hapgood e Taylor (1982), no qual é atribuído um par de coordenadas (i,j) para cada ponto da matriz correspondente à imagem captada pela CCD. O método consiste em modificar o sistema original para um sistema padrão de coordenadas, o qual é uma transformação linear das coordenadas da imagem. Outro sistema de coordenadas baseado nos ângulos azimutal (az) e zenital (χ) é usado para facilitar a transformação entre as coordenadas da CCD e

o sistema de coordenadas geográficas. Desta forma, o sistema original da imagem é projetado em um sistema de coordenadas linearizado. Neste novo sistema o zênite é localizado na origem e x e y são os eixos correspondentes ao leste-oeste e norte-sul geográficos, respectivamente.

A Figura 5.6 mostra um esquema de observação para duas estrelas i e j na esfera celeste e a projeção das mesmas no referencial da CCD. A estrela i apresenta uma distância zenital χ_i e um ângulo de azimute $A_{z,i}$, a estrela j apresenta uma distância zenital χ_j e um ângulo de azimute $A_{z,j}$.

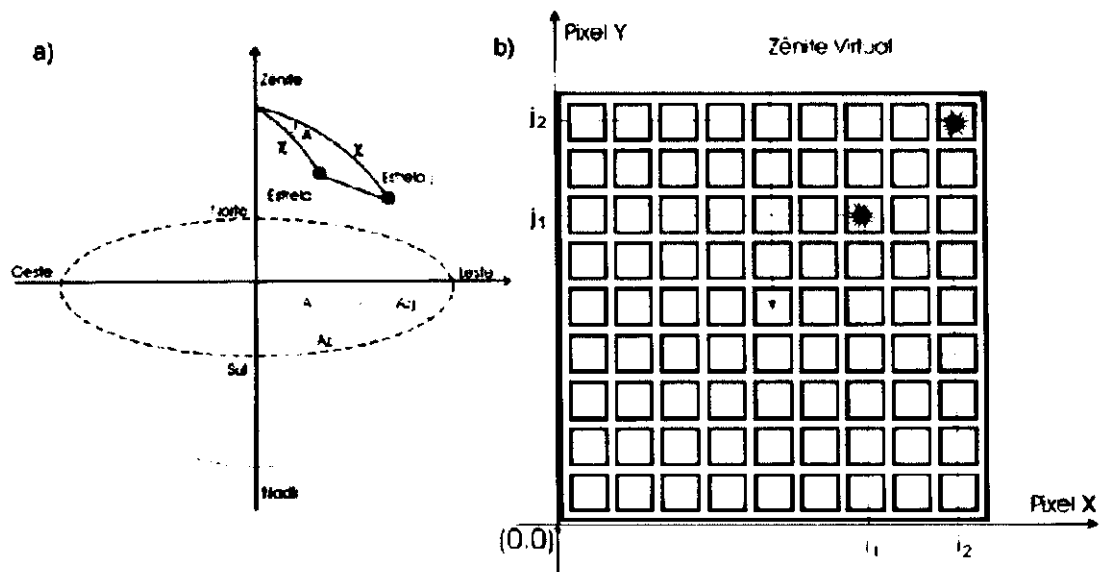


Figura 5.6 - Esquema mostrando a) observação das estrelas i e j na esfera celeste e b) suas respectivas projeções no referencial da CCD.

Fonte: Medeiros (2004)

A relação entre o sistema de coordenadas linearizadas da CCD (imagem plana) $(x(i,j), y(i,j))$ e o sistema de coordenadas angulares (az, χ) na atmosfera (objeto esférico) pode ser expressa através da seguinte expressão:

$$\begin{bmatrix} X(i,j) - x_c \\ Y(i,j) - y_c \end{bmatrix} = G(\chi) \begin{bmatrix} \sin(az(i,j) - \delta) \\ \cos(az(i,j) - \delta) \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Onde (x_c, y_c) são coordenadas reais de zênite (imagem corrigida), δ é a correção de azimute da imagem e $G(\chi)$ é função da lente, determinada pelo formato da lente olho de peixe. Esta função relaciona o ângulo de elevação e a distância da lente medida do centro da imagem.

A Figura 5.7 mostra a função da lente encontrada para o equipamento de Monteiro utilizando 48 estrelas como coordenadas (az, χ) conhecidas na imagem. A função é determinada a partir de um ajuste polinomial, utilizando o método dos mínimos quadrados.

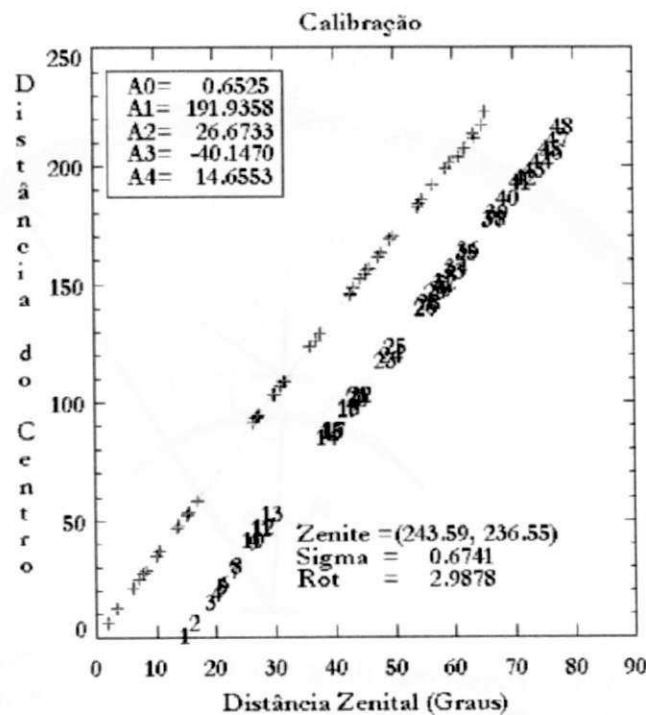


Figura 5.7 - Gráfico da função de transformação geométrica determinada a partir do fundo estelar. Os valores no canto superior esquerdo do gráfico representam os coeficientes do polinômio de ajuste.

A camada da aeroluminescência é localizada em uma altura média h_{emi} acima da superfície da Terra, como esquematizado na Figura 5.8. Um observador na origem do sistema de coordenadas vê a estrutura na camada, correspondendo a um ângulo de elevação χ . Este ângulo de elevação é dado por:

$$\chi = \arctan \left[\frac{(R_e + h_{emi}) \sin(a(i, j))}{(R_e + h_{emi}) \cos(a(i, j)) - (R_e + h_{obs})} \right], \quad (5.2)$$

onde

$$a(i, j) = \frac{\alpha}{R_e + h_{emi}} r(i, j) \quad e \quad (5.3)$$

$$r(i, j) = \sqrt{(x_0 - i)^2 + (j - y_0)^2}. \quad (5.4)$$

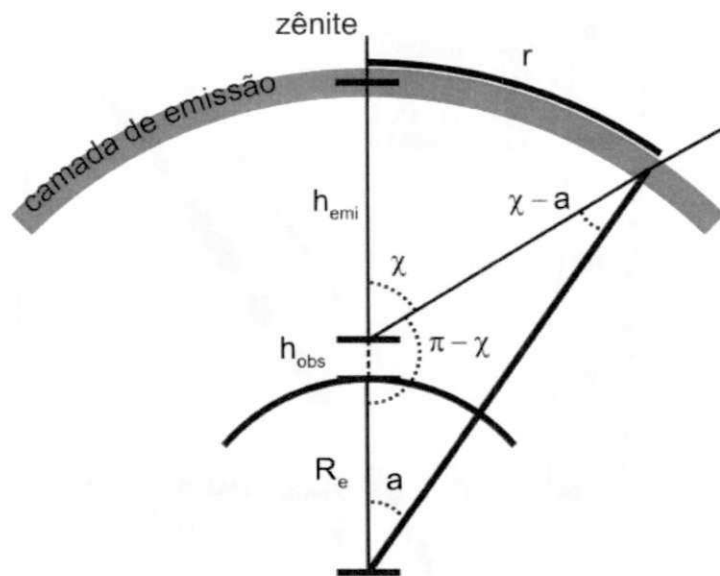


Figura 5.8 - Corte transversal da geometria de observação da camada do air-glow. R_e é o raio da Terra, h_{obs} é a altura de observação (em relação ao nível do mar) e a é o ângulo de projeção da imagem.
Fonte: adaptado de Medeiros (2004)

O ângulo de azimute está relacionado com um ponto (i, j) em coordenadas geográficas pela seguinte relação:

$$az(i, j) = \arctan \left[\frac{x_0 - i}{j - y_0} \right], \quad (5.5)$$

onde (i, j) correspondem aos índices dos pixels na imagem e (x_0, y_0) é o centro da imagem. Para mais detalhes do processo de calibração e transformação das coordenadas, vide Medeiros (2004).

Neste trabalho, o método de calibração descrito foi aplicado às imagens com a ajuda do aplicativo “*All-sky Calibration*”, desenvolvido por Wrasse (2008) na linguagem de programação IDL. O aplicativo permite, a partir de interface simples e intuitiva, uma fácil manipulação dos dados. Várias etapas do ajuste são automatizadas, como a detecção das estrelas, que é feita a partir de detecção do pico de intensidade de cada uma na imagem, em comparação a um mapa cartográfico inserido no próprio programa. A posição das estrelas no mapa é ajustada para a data e hora da imagem a ser utilizada na calibração espacial. A Figura 5.9 mostra o ambiente de trabalho do aplicativo.

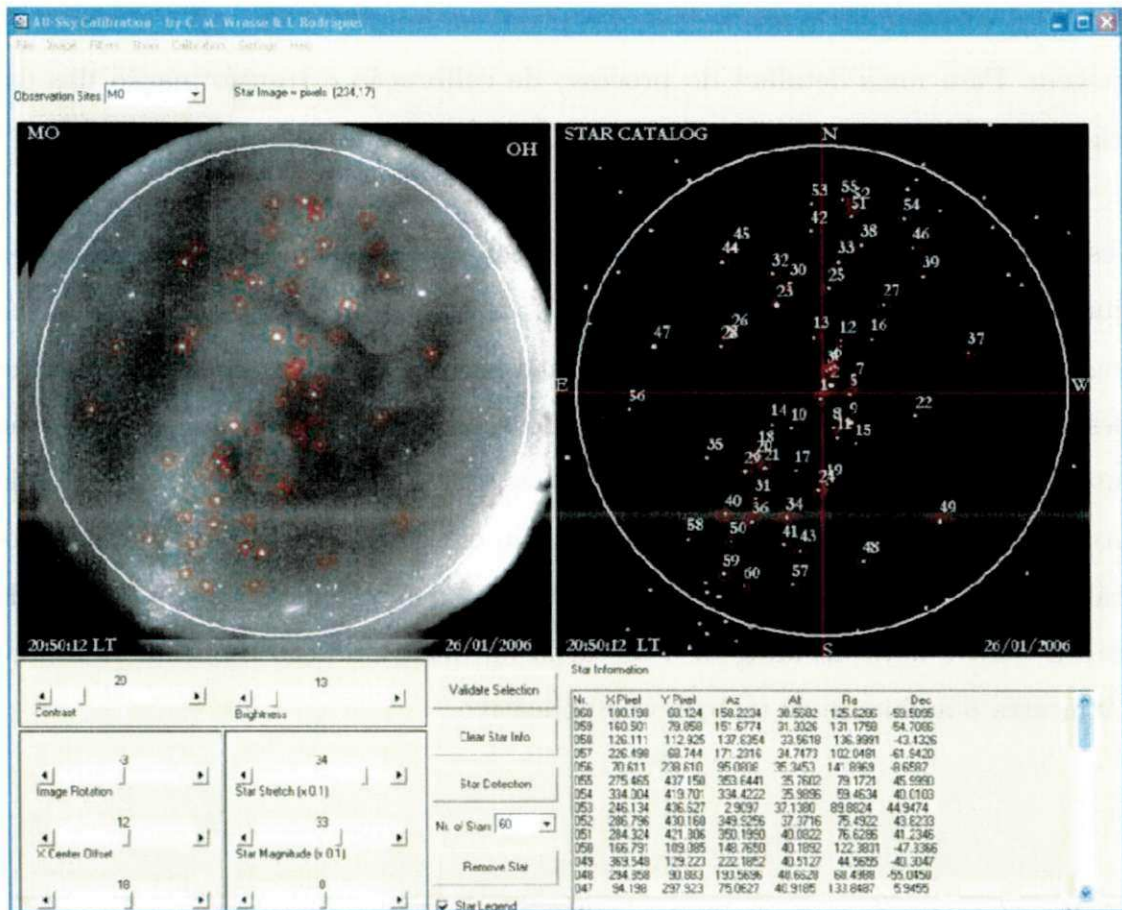


Figura 5.9 - Interface do aplicativo “All-sky Calibration”. No canto superior esquerdo, é possível ver a imagem de airglow com um fundo estelar bem nítido, neste exemplo para Monteiro. À esquerda, o mapa cartográfico para comparar com as estrelas detectadas na imagem. Todos os controles de ajuste, bem como a lista com os dados de cada estrela se encontram na parte inferior do ambiente de trabalho.

O aplicativo, após determinar a localização do zênite real e função de transformação da lente, também permite o cálculo das projeções da imagem no sistema de coordenadas geográficas, que podem eventualmente ser utilizadas para linearização das imagens. Antes do processo de linearização, é necessária a remoção das estrelas da imagem a fim de evitar que apareçam listras devido a elas na imagem final. A Figura 5.10 mostra uma imagem original detectada no dia 03 de outubro de 2005 às 22h39m57s (hora local) em SJC e a respectiva imagem linearizada com as estrelas removidas. A imagem linearizada foi obtida utilizando outras rotinas de programação.

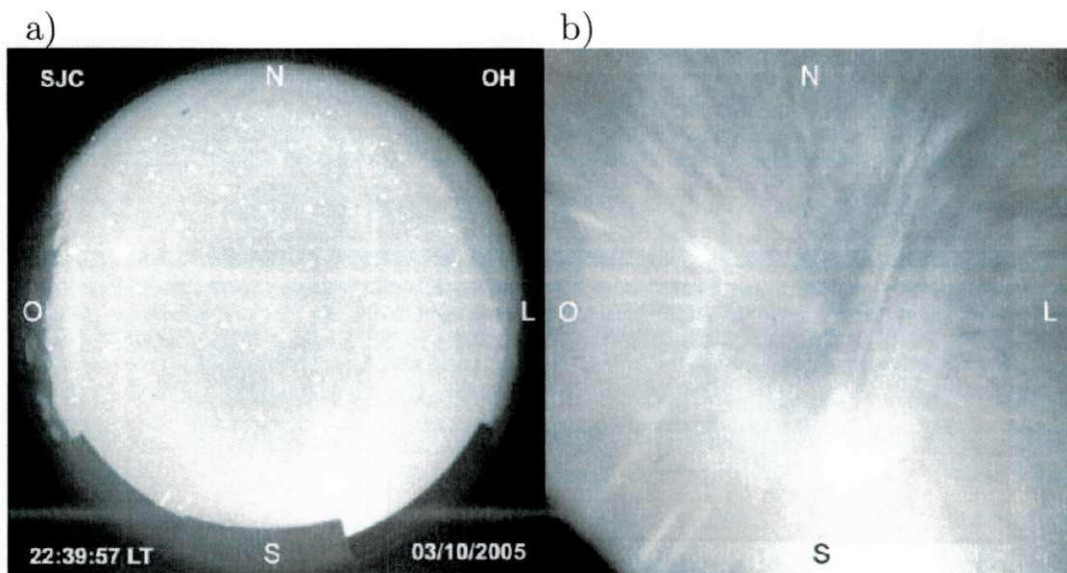


Figura 5.10 - a) Imagem original detectada em 03 de outubro de 2005 em SJC às 22h39m57s (hora local) e b) a imagem linearizada com estrelas removidas

5.2.2. Análise Espectral das Imagens

O estudo de ondas de gravidade através de imagens do airglow requer obrigatoriamente a observação das várias sequências de imagens para uma ou diversas noites, como forma de identificar as estruturas nas emissões imageadas. Porém, para um estudo detalhado do fenômeno previamente identificado, é necessária a análise espectral das imagens. Esta análise consiste na aplicação da transformada de Fourier discreta ao conjunto de imagens que identifica a evolução da propagação do fenômeno.

Antes da aplicação da análise às imagens, é necessário adotar alguns critérios, importantes para melhorar o resultado obtido (FECHINE, 2008). Inicialmente é preciso escolher a imagem mais nítida da onda na emissão estudada, em torno da qual se deve efetuar a análise espectral. É importante também escolher a melhor projeção geográfica para o estudo da onda de gravidade. Se esta onda tiver uma escala horizontal média, a projeção de $512 \times 512 \text{ km}^2$ é suficiente; se for uma onda de gravidade de grande escala horizontal (maior de 500 km), a projeção de $768 \times 768 \text{ km}^2$ é a mais adequada. A Figura 5.11 mostra um exemplo de imagens que podem ser investigadas através da análise espectral.

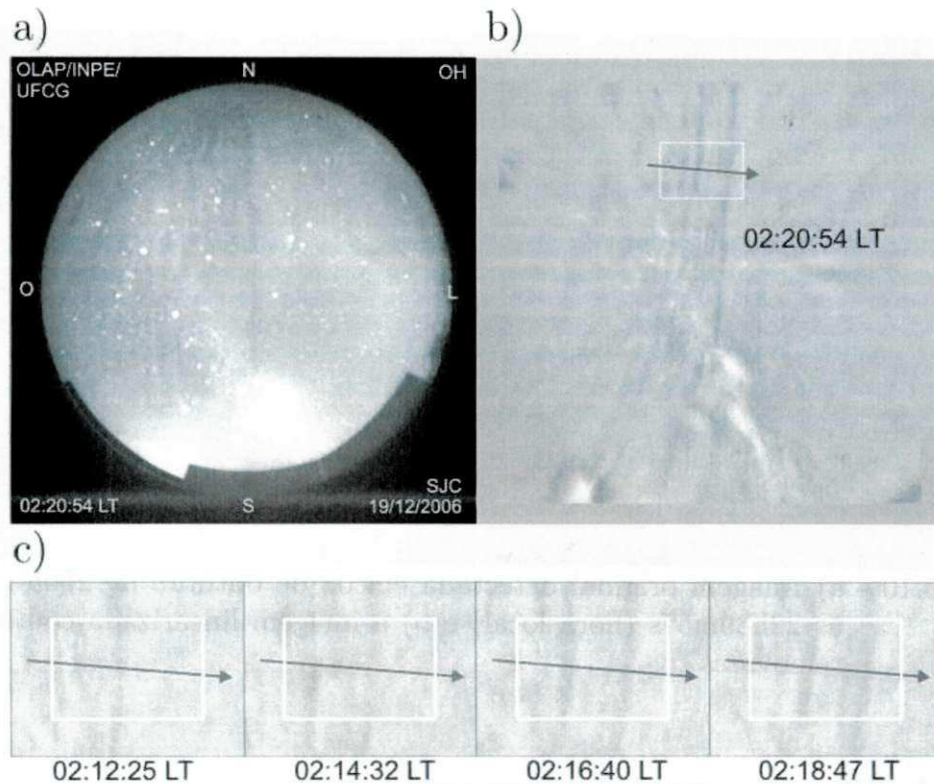


Figura 5.11 - a) Imagem original obtida na emissão do OH pelo imageador em SJC, às 02h20m54s (hora local) do dia 19/12/2006. Na imagem, observa-se uma estrutura que é característica de uma onda de gravidade do tipo pororoca mesosférica. b) Mesma imagem linearizada para uma área de 512x512 km². A área analisada da imagem é aquela destacada pelo retângulo, e a direção de propagação indicada pela seta. c) Detalhe das outras imagens que formam o conjunto de dados onde foi feita a análise espectral.

Como é possível ver na Figura 5.11, a escolha da área onde será aplicada a análise precisa ser criteriosa, como forma de obter o melhor resultado possível. A área escolhida não deve ter um tamanho muito grande, apenas precisa contemplar uma parte da imagem que o detalhe claro-escuro da onda esteja bem definido. Depois disso, um conjunto de imagens sucessivas é escolhido, em torno daquela previamente determinada, com o objetivo de se determinar os parâmetros físicos da onda, tais como, a velocidade de fase, o comprimento de onda horizontal, o período observado e a direção de propagação.

A análise das imagens escolhidas consiste na aplicação do espectro de potência em duas dimensões, que é definido pelo módulo quadrático, $|F(k,l)|^2$, da trans-

formada de Fourier discreta em duas dimensões (DFT-2D), o qual é expresso por (FECHINE, 2008):

$$F(k,l) = \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} \left[\exp\left(-i \frac{2\pi xk}{M}\right) \right] \left[\exp\left(-i \frac{2\pi yl}{N}\right) \right] f(x,y). \quad (5.6)$$

Onde $F(k,l)$ é a transformada de Fourier da função $f(x,y)$; k e l são os números de onda zonal e meridional e M, N é a dimensão das imagens analisadas. O espectro de potência final dependerá do número de imagens utilizadas no processo. Sendo n o número de imagens selecionadas, o espectro de potência resultante será a média aritmética de todo o conjunto dos n espectros computados.

O espectro de potência, encontrado pela análise descrita neste trabalho, sempre apresenta uma ambiguidade de 180° na direção de propagação da onda, pois o resultado obtido é simétrico em relação à origem ($|F(k,l)|^2 = |F(-k,-l)|^2$). Assim, para se determinar a direção de propagação da onda, foi utilizado o espectro cruzado entre duas imagens sucessivas. Este método, que resolve o problema da ambiguidade, foi implementado primeiramente por Wrasse (2004). A Figura 5.12 apresenta o resultado do espectro cruzado para a sequência de imagens do OH da Figura 5.11.

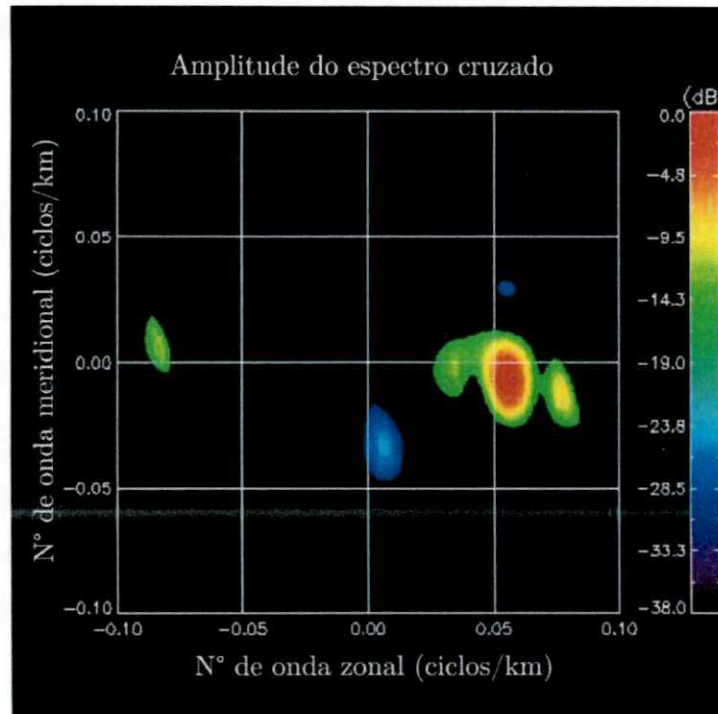


Figura 5.12 - Espectro de potência resultante de um conjunto de cinco imagens na emissão OH obtidas em 19/12/2006 entre 02h12m25s e 02h20m54s (hora local). Os números de onda positivos representam uma direção de propagação para o norte e para o leste, respectivamente. A amplitude máxima no espectro corresponde à frente mesosférica apresentada na Figura 5.11a.

O gráfico do espectro cruzado da Figura 5.12 mostra a amplitude em função dos números de onda zonal (k) e meridional (l) em ciclos/km para a oscilação detectada. O número de onda na qual a amplitude é máxima, $k = 0,057$ e $l = -0,008$ (ciclos/km), corresponde ao evento de frente mesosférica identificado na imagem da Figura 5.11a.

Para o caso de um resultado espectral bem resolvido, os parâmetros da onda observada podem ser computados a partir do espectro cruzado. Neste procedimento o número de onda, com a maior amplitude do espectro cruzado é escolhido como sendo o número de onda na direção zonal (k) e meridional (l) da onda de gravidade. Assim, os parâmetros físicos são determinados a partir do método desenvolvido por Maekawa (1998), segundo as seguintes expressões:

- Velocidade de fase observada (c_{obs}):

$$c_{obs} = \frac{1}{\sqrt{k^2 + l^2}} \frac{\Delta\varphi_{(k,l)}}{360^\circ} \frac{1}{\Delta t}, \quad (5.7)$$

onde $\Delta\varphi_{(k,l)}$ (diferença de fase entre duas imagens sucessivas) é a fase do espectro cruzado para estes números de onda e Δt é a diferença temporal entre duas imagens sucessivas.

- Comprimento de onda horizontal (λ_h):

$$\lambda_h = \frac{1}{\sqrt{k^2 + l^2}}. \quad (5.8)$$

- Período observado da onda (τ_{obs}):

$$\tau_{obs} = \frac{\lambda_h}{c_{obs}}. \quad (5.9)$$

Dessa forma, calculando os parâmetros para a onda observada na figura 5.11 obtemos como parâmetros horizontais $c_{obs} = 50,4$ m/s; $\lambda_h = 17,5$ km e $\tau_{obs} = 5,8$ min.

A análise das imagens a partir do espectro cruzado, por si só, já constitui importante ferramenta no estudo das ondas de gravidade. Contudo, o uso combinado dessa técnica com outras ferramentas de observação de parâmetros atmosféricos podem nos dar maiores detalhes dos fenômenos em questão. Na literatura, podemos encontrar trabalhos onde a análise espectral foi empregada em conjunto com dados de radar meteorológico. Observando os dados de vento simultâneos ao acontecimento do fenômeno, é possível determinar os parâmetros intrínsecos da onda (vide Medeiros (2004)). O estudo em conjunto com dados do satélite SABER também é bastante comum como forma de investigar o ambiente atmosférico em que as ondas se propagam (para mais detalhes, vide Fachine (2008)).

5.3. O Radar Meteórico

O sistema de radar meteórico interferométrico HF/VHF *All-Sky* (chamado SKiYMET) é um receptor multicanal coerente de pulsos de radar, utilizando software e técnicas de cálculos sofisticados para adquirir, detectar, analisar e mostrar eventos meteóricos. Vários cálculos são feitos em tempo real sobre os meteoros detectados. Os resultados desses cálculos podem fornecer várias informações acerca desses meteoros.

Quando um meteoróide entra na atmosfera, rapidamente ele sofre ablação deixando uma trilha de gás ionizado ao longo do caminho por onde passou. Essa trilha, de tempo de vida curto, pode ser detectada através do radar meteórico. O radar em solo transmite um curto pulso de energia eletromagnética através de uma antena transmissora. Esse pulso ocorre na forma de onda de rádio em Alta ou Muito Alta Frequência (em inglês: HF e VHF respectivamente). Parte da energia transmitida é refletida pela trilha meteórica e é detectada num conjunto de antenas receptoras e suas características são armazenadas pelo radar meteórico. Um arranjo de antenas Yagi é usado para a transmissão e recepção dos sinais. Na Figura 5.13 pode ser vista a distribuição das cinco antenas receptoras do radar meteórico instalado em São João do Cariri e na Figura 5.14 pode ser visto um esquema da distribuição das antenas transmissora e receptoras do radar meteórico SKiYMET.



Figura 5.13 - Distribuição das antenas receptoras do radar meteorológico instalado em São João do Cariri.
 Fonte: Paulino (2010)

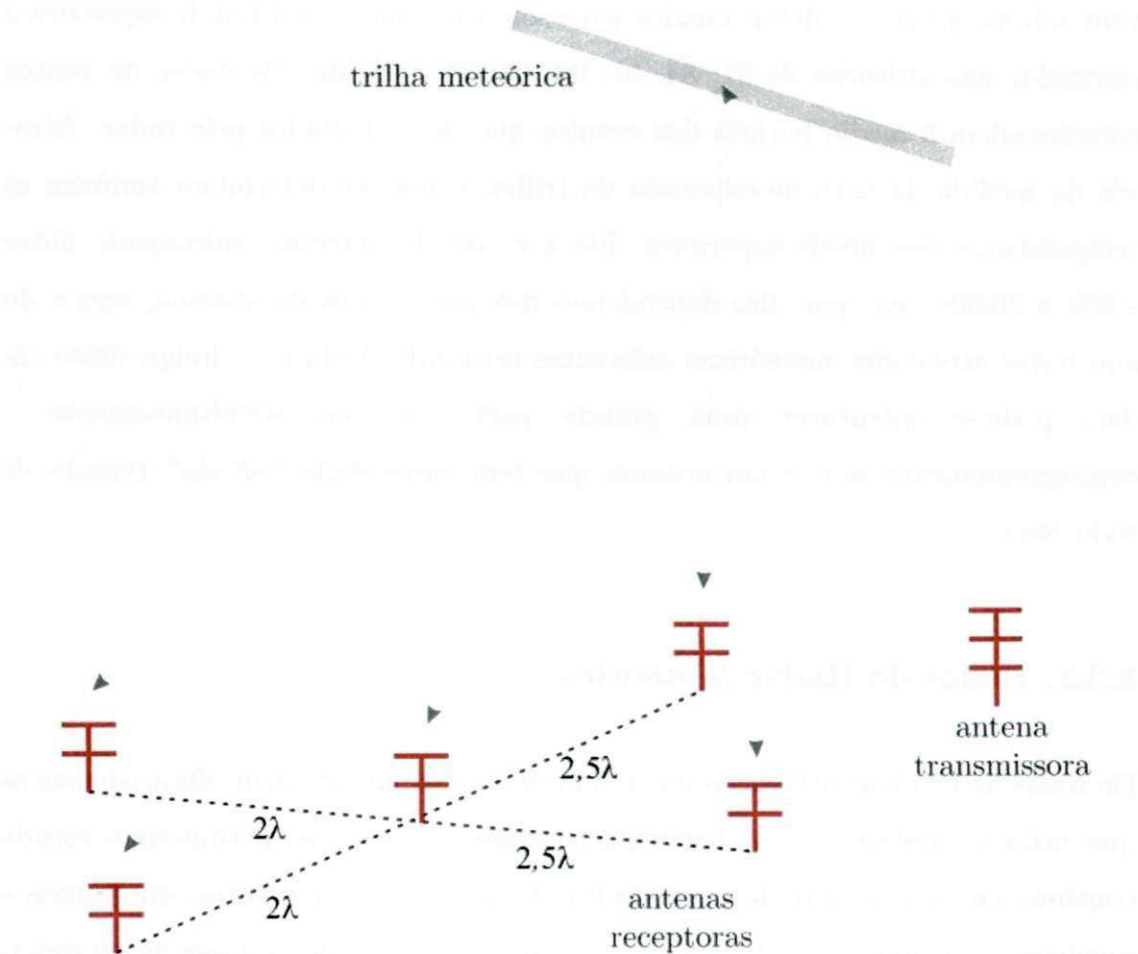


Figura 5.14 - Esquema das antenas transmissora e receptoras do radar SKiY-MET.
 Fonte: Adaptado de Lima (2004)

A trilha meteórica resultante é levada (advectada) pelo vento eletricamente neutro. Observando-se como a trilha desloca-se no tempo, vários cálculos são realizados com os dados dos ecos detectados, assim deduções podem ser feitas acerca da velocidade e direção do vento atmosférico na altitude na qual o meteoro foi observado. O vento é obtido através da medida da velocidade radial de todos os meteoros detectados e combinando-se esses resultados. Os instrumentos detectam um número suficiente de ecos meteóricos durante o dia que permitem um compreensível quadro do campo de ventos obtido.

O sistema (SKiYMET Meteor Radar System) em São João do Cariri – PB, opera continuamente na frequência de 35.24 MHz e potência de pico de 12kW. Os ventos horizontais são determinados para sete camadas com 4 km de espessura e centradas nas altitudes de 81, 84, 87, 90, 93, 96 e 99 km. Os dados de ventos correspondem à média horária dos eventos que são detectados pelo radar. Através da medida da taxa de expansão da trilha, podem-se determinar também as temperaturas dos níveis superiores. Ele é capaz de detectar tipicamente entre 2.000 e 20.000 ecos por dia, dependendo dos parâmetros do sistema, época do ano e das atividades meteóricas existentes no local. Devido ao design deste radar, pode-se monitorar uma grande parte do céu simultaneamente – consequentemente este é um sistema que tem capacidade "*all-sky*" (visada de todo céu).

5.3.1. Dados do Radar Meteórico

De todas as técnicas utilizadas no estudo de ventos na alta atmosfera, apenas as que utilizam radares e, em particular, radares meteóricos, permitem o estudo contínuo em longos períodos, possibilitando a avaliação das variações diurnas e sazonais no regime de ventos. A técnica do radar meteórico é baseada na determinação da velocidade média dos ventos neutros, a partir da velocidade radial dos traços meteóricos. A translação das partículas produz um deslocamento Doppler no sinal refletido pelo traço meteórico. A partir deste deslocamento po-

de-se determinar a velocidade radial do meteoro e através de interferometria, a posição, a velocidade e direção do vento que o transportou.

Normalmente, ventos nominais são obtidos com resoluções temporal de 1 (uma) hora e espacial de 3 km de altitude. Porém, havendo um número suficiente de meteoros a resolução temporal pode ser melhorada através de um processamento posterior. Estes dados podem ser usados para determinar o vento médio sobre o local de observação. Denomina-se vento médio a média noturna dos ventos na região atmosférica em estudo.

5.4. O Satélite *TIMED*

O satélite da missão TIMED (Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics) teve seu lançamento realizado em 7 de dezembro de 2001 da base aérea de Vandenberg, na Califórnia, EUA. Este satélite descreve uma órbita circular de 625 km de altitude e $74,1^\circ$ de inclinação, realizando 14 voltas em torno da Terra por dia. A missão TIMED está estudando as influências do sol e dos seres humanos sobre a região menos explorada e compreendida da atmosfera da Terra – a Mesosfera e a Baixa Termosfera/Ionosfera (MLTI). Como mostrado na Figura 5.15, o TIMED está focado numa porção desta região situada aproximadamente de 60 a 180 km acima da superfície da Terra (TIMED WEB SITE, 2005).

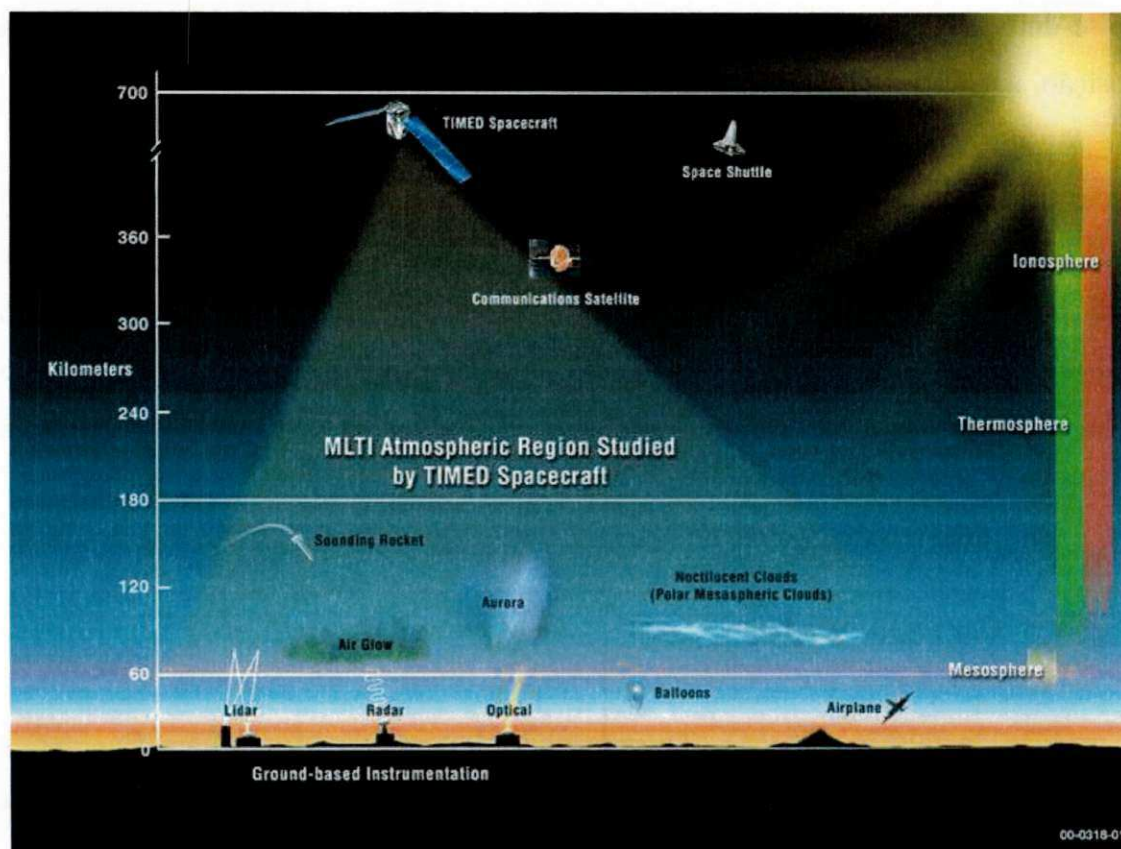


Figura 5.15 - Região da MLTI na qual a missão TIMED concentra seus objetivos científicos.

Fonte: TIMED Web Site (2005)

O objetivo científico da missão TIMED é estudar pressão, temperatura e ventos básicos, da região MLTI, os quais resultam da transferência de energia para dentro e para fora desta região. O TIMED é a primeira missão para realizar um estudo global compreensivo da MLTI, incluindo se: sua estrutura básica e equilíbrio térmico; o acoplamento da Mesosfera à Termosfera/Ionosfera; como a região de MLTI está acoplada ao espaço; como a MLTI está acoplada a baixa atmosfera; e como a energia é transportada verticalmente e horizontalmente através desta região. Essa missão está estabelecendo uma linha básica de pesquisa diante do qual estudos futuros de mudanças dentro desta região poderão ser comparados e analisados (TIMED WEB SITE, 2005). Dentre outros, destacam-se os seguintes objetivos específicos da missão:

- Estudar a estrutura da MLTI incluindo suas variações sazonais, latitudinais e temporais;

- Investigar a energética e a distribuição de espécies radiativamente ativas em condições de ambiente fora do equilíbrio termodinâmico, ou condições de Equilíbrio Termodinâmico não Local (n-LTE);
- Estudar a importância relativa das fontes e sumidouros radiativos, químicos e dinâmicos de energia na MLTI;
- Analisar a química do O_y e HO_y e seu acoplamento com a energética e a dinâmica da MLTI;
- Estudar o papel da dinâmica no balanço de energia da MLTI;
- Desenvolver uma climatologia dos principais parâmetros atmosféricos entre 60 e 130 km, i.e., na região central de observação do satélite TIMED.

A Figura 5.16 mostra uma concepção artística do satélite TIMED em sua órbita ao redor da Terra, com destaque para os instrumentos a bordo: o SEE (do inglês “Solar Extreme Ultraviolet Experiment”); o TIDI (do inglês “TIMED Doppler Interferometer”); O GUVI (do inglês “Global Ultraviolet Imager”) e o SABER (do inglês “Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry”). As principais características do satélite TIMED são mostradas na Tabela 5.2.

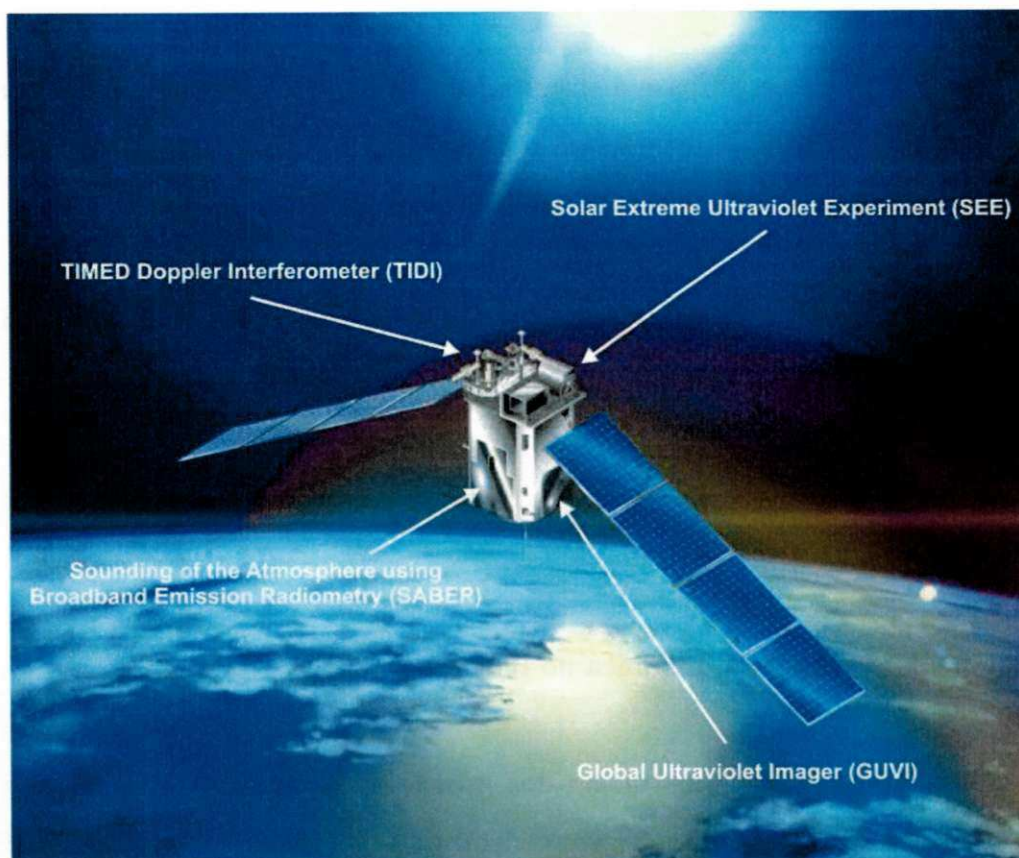


Figura 5.16 - Concepção artística do satélite TIMED em órbita da Terra. Estão destacados os quatro instrumentos que compõem a missão.

Fonte: TIMED Web Site (2005)

Tabela 5.2 - Principais características do TIMED.

Massa	587 kg
Dimensões	2,72 m de altura 1,61 m de largura no lançamento 11,73 m de largura com painéis solares abertos 1,20 m de profundidade
Consumo	400 watts por órbita
Transferência de dados	4 megabits por segundo
Memória	5 gigabits
Controle de atitude	Dentro de 0,5 grau

Fonte: TIMED Web Site (2007)

Neste trabalho, foram utilizados dados de temperatura obtidos pelo instrumento SABER. Este equipamento, em especial, será descrito brevemente na próxima seção.

5.4.1. O Instrumento SABER

O SABER é um dos quatro instrumentos lançados a bordo do satélite TIMED. O experimento SABER consiste de um radiômetro multiespectral operando no infravermelho próximo entre 1,27 μm e 17 μm capaz de medir perfis verticais de emissões de vários gases da atmosfera terrestre. Através de uma visada de limbo o SABER é capaz de sondar continuamente a atmosfera terrestre durante o dia e a noite, permitindo assim o estudo da variabilidade diária dos principais parâmetros atmosféricos, dentro de uma cobertura global. A Tabela 5.3 apresenta as principais características do instrumento SABER.

Tabela 5.3 - Principais características do instrumento SABER.

Massa	65,6 kg
Potência elétrica	76,5 W
Taxa de transferência de dados	4 kbps
Dimensões	77 x 104 x 63 cm
Potência de aquecimento	11,0 W
Intervalo de medidas	10 a 180 km
Resolução vertical	0,4 km
Projeto e construção	Space Dynamics Laboratory (USU)
Tempo de vida	> 2 anos

Fonte: TIMED Web Site (2007)

O experimento SABER foi construído a partir do conhecimento adquirido em vários instrumentos de sondagem de limbo, lançados a bordo de satélite nas últimas três décadas. Entretanto, o projeto e a construção do SABER foram baseados diretamente no bem sucedido instrumento Nimbus-7 LIMS (Limb Infrared Monitor of the Stratosphere). Os perfis verticais das radiancias medidas pelo SABER são analisados usando uma variedade de modelos de n-LTE com o

objetivo de derivar perfis de temperatura cinética, de concentração de espécies minoritárias, além de taxas de perda de energia, de aquecimento solar, de aquecimento químico e de resfriamento radiativo. Na Tabela 5.4 são apresentados os canais espectrais do SABER e suas respectivas aplicações.

Tabela 5.4 - Canais espectrais do SABER e suas aplicações científicas.

Parâmetro	λ (μm)	Aplicação Científica	Altitude (km)
CO ₂	15	Temperatura cinética, medidas de pressão e altitude, taxas de resfriamento pela emissão em infravermelho, estudo da natureza de não-LTE e LTE do CO ₂	10 – 135
O ₃	9,6	Concentração de O ₃ , taxa de resfriamento, taxa de aquecimento solar, estudos de química e dinâmica básica da atmosfera.	15 – 100
O ₂ (¹ Δ)	1,27	Concentração de O ₃ diurno, perda de energia, inferência de oxigênio atômico à noite.	50 – 105
CO ₂	4,3	Concentração de CO ₂ e aquecimento solar na alta mesosfera, traçador dinâmico acima de 90 km.	85 – 140
OH(ν)	2,0 e 1,6	Emissão usada para inferir [H] e [O], perda de energia por quimiluminescência, dinâmica da mesosfera, nuvens mesosféricas polares, aquecimento químico.	80 – 100
NO	5,3	Resfriamento termosférico e química do Nox.	90 – 180
H ₂ O	6,9	Fonte de hidrogênio, traçador dinâmico, resfriamento da baixa mesosfera.	15 – 80

Fonte: TIMED Web Site (2007)

5.4.1.1. Dados do SABER

Os dados do satélite TIMED/SABER estão disponíveis para a comunidade científica como resultado de uma cooperação estabelecida com a Universidade de Hampton e com o NASA Langley Research Center, ambos em Hampton, VA, EUA. A partir página da internet mantida por estas instituições, <http://saber.gats-inc.com> (TIMED WEB SITE (2007)), foi possível adquirir os dados de temperatura cinética utilizados nesse trabalho. Neste estudo foram utilizados os dados de temperatura cinética disponíveis no nível 2A do SABER medidos em 2006, nas datas em que foram observadas as ondas de gravidade mencionadas no Capítulo 6.

Visto o grande volume de informação disponível a partir SABER, com o objetivo de promover maior agilidade na manipulação dos dados de interesse para realização desse trabalho, foi utilizado o aplicativo “*IDL SABER*”, desenvolvido pelo grupo de pesquisa AEROLUME (LUCENA, 2012). Este aplicativo permite reduzir e organizar de forma rápida e intuitiva os dados fornecidos pelo site, para qualquer posição de latitude e longitude da Terra. A Figura 5.17 ilustra o aspecto geral do aplicativo.

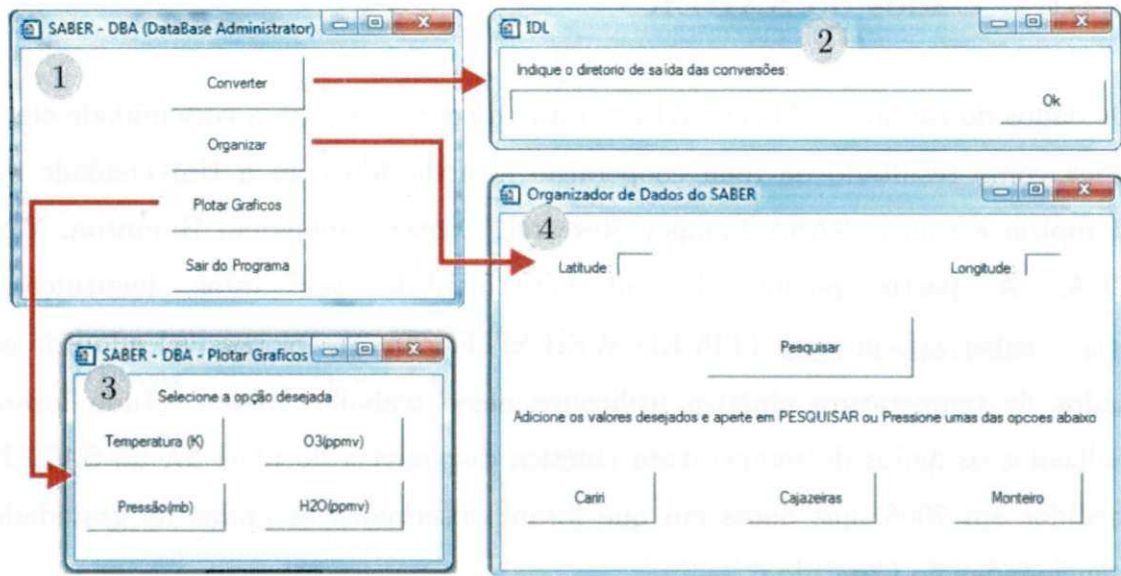


Figura 5.17 - Estrutura do aplicativo “IDL SABER”. (1): janela principal (DataBase Administrator); (2): janela de conversão, onde é possível transformar os arquivos do formato original disponibilizados pelo site do TIMED/SABER em arquivos “.dat”, permitindo a sua utilização em outros programas de manipulação de dados; (3): janela de plotagem, possibilitando a visualização prévia dos dados reduzidos; (4): janela de organização dos dados, permitindo a separação dos dados a partir da latitude e longitude do local de interesse. Também é possível organizar os dados a partir de três localidades pré-estabelecidas no aplicativo: São João do Cariri, Cajazeiras e Monteiro.

A partir desse aplicativo, os dados do SABER utilizados nesse trabalho foram organizados identificando as sondagens feitas pelo satélite em uma área de 20° x 20° centrada em São João do Cariri para o dia desejado. Dessa forma se garantiu que houvesse ao menos uma sondagem feita sobre a região de interesse que fosse útil para o estudo das ondas de gravidade. Como não ocorrem mudanças bruscas de temperatura mesosférica da região equatorial, o perfil de temperatura obtido no horário mais próximo do horário da observação da onda pode ser considerado como a temperatura atmosférica no momento da propagação do fenômeno.

5.5. Aplicação da Tomografia aos Dados do Airglow

Para o estudo de ondas de gravidade através da reconstrução tomográfica do airglow, é necessário que pelo menos dois imageadores observe simultaneamente a estrutura assinada pela onda na emissão. Neste trabalho, os dados de imagens do airglow utilizados foram obtidos por dois imageadores em locais de instalação (Monteiro e São João do Cariri) distantes de aproximadamente 79 km. A Figura 5.18 ilustra a forma como dois imageadores registram uma estrutura de onda em uma camada de emissão.

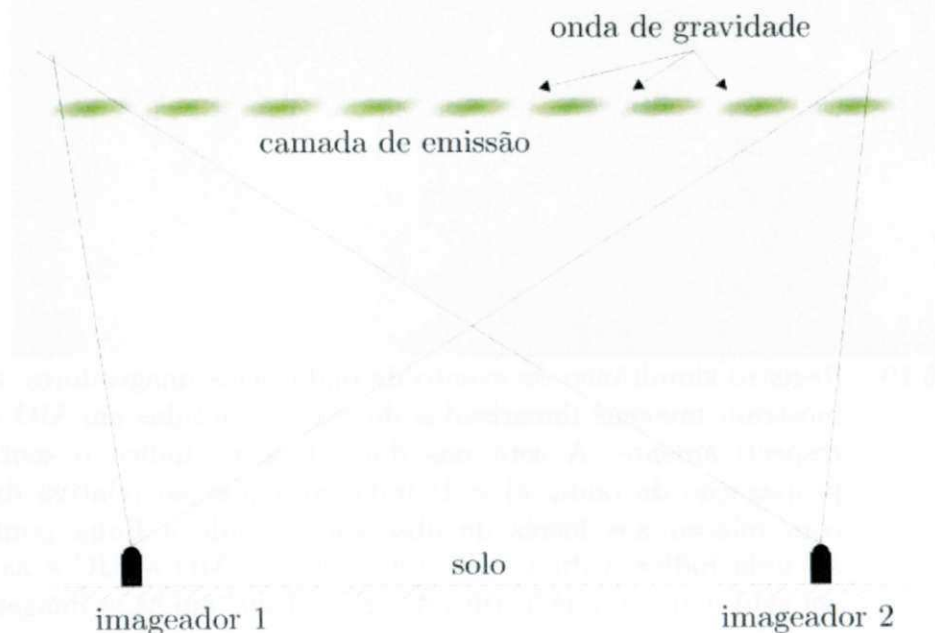


Figura 5.18 - Diagrama mostrando a geometria de observação da estrutura de onda no airglow por dois imageadores.

A separação entre os sítios, tal com mostrada pela figura 5.18, permite o registro da estrutura a partir de diferentes perspectivas, o que torna o aspecto do fenômeno observado diferente sob o ponto de vista de cada um imageador. A Figura 5.19 mostra imagens do OH registradas pelos imageadores de Monteiro (MO) e São João do Cariri (SJC), linearizadas para uma projeção geográfica de 512 x 512 km assumindo a altura da emissão em 87 km sobre os locais de observação. É possível ver nas imagens uma onda tipo pororoca mesosférica observada simultaneamente pelos equipamentos no horário aproximado de 19h45m (hora local) do dia 17 de dezembro de 2006.

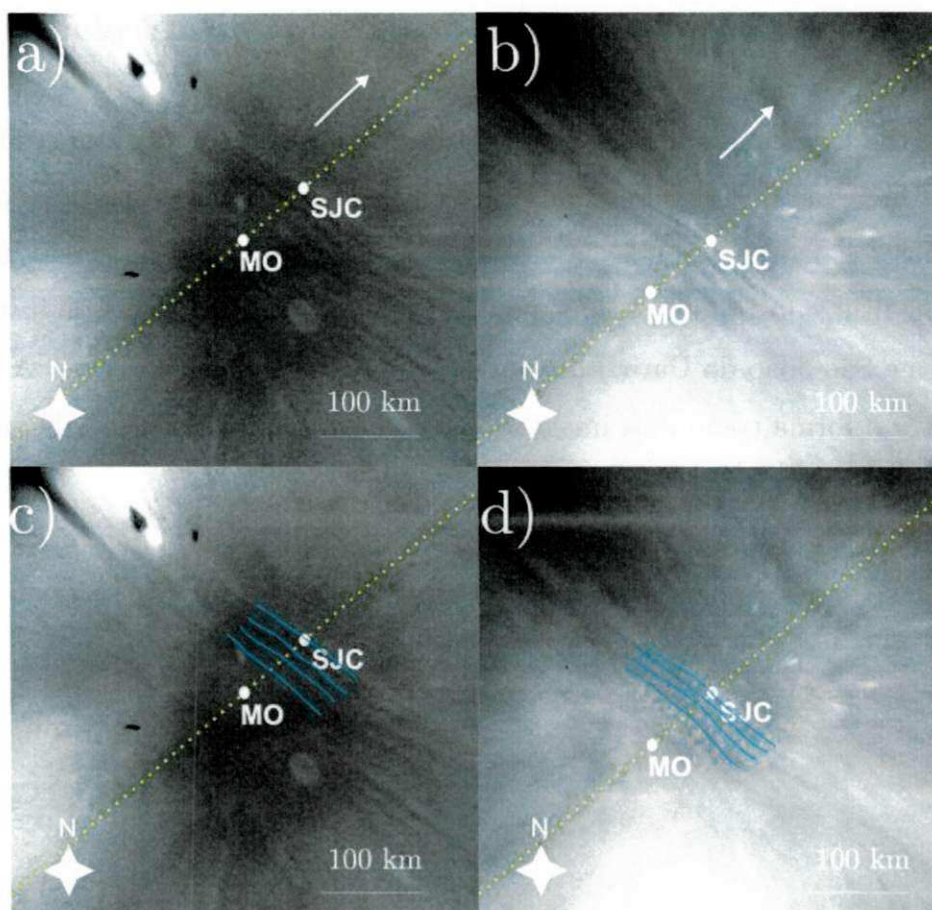


Figura 5.19 - Registro simultâneo de evento de onda pelos imageadores. a) e b) mostram imagens linearizadas do evento, obtidas em MO e SJC, respectivamente. A seta nas duas imagens indica o sentido de propagação da onda. c) e d) indicam a posição relativa da onda com relação aos locais de observação, onde a linha pontilhada amarela indica a direção da reta que une MO e SJC e as linhas em azul marcam a estrutura de onda visível em cada imagem.

Nesse exemplo, observa-se que o avanço da onda aparenta ser menor na imagem de SJC. Essa impressão ocorre pelo fato de a posição deste local estar 79 km a nordeste em relação à posição de MO. A diferença no ângulo de observação da estrutura também dá a impressão de que os detalhes claros do trem de ondas pareçam ser mais separados na imagem de MO.

Outro ponto que fica claro através das Figura 5.19a e Figura 5.19b é a posição quase perpendicular do trem de ondas do evento com relação à reta que une MO e SJC. Essa configuração permite a extração dos perfis de intensidades ao longo do segmento de reta MO-SJC das imagens de forma que estes perfis correspondam exatamente a um corte vertical da emissão modulada pela onda sobre os

instrumentos. Consequentemente, a camada vertical pode ser obtida através dos perfis com a ajuda da reconstrução tomográfica, indicando a estrutura vertical da onda observada.

Entretanto, na maioria dos casos, a direção de propagação das ondas não coincide com a direção da reta que une MO e SJC. Esses casos, se comparados ao exemplo de propagação mostrado na Figura 5.19, podem tornar o uso da reconstrução tomográfica para estudo das imagens impraticável. Para que isso não ocorresse, neste trabalho foram adotadas algumas considerações em situações de registro de ondas propagando-se em direção diferente da direção do segmento MO-SJC. Será usado como exemplo o caso de observação mostrada na Figura 5.20, da onda de gravidade registrada no dia 19 de dezembro de 2006, no horário aproximado de 02h21m (hora local).

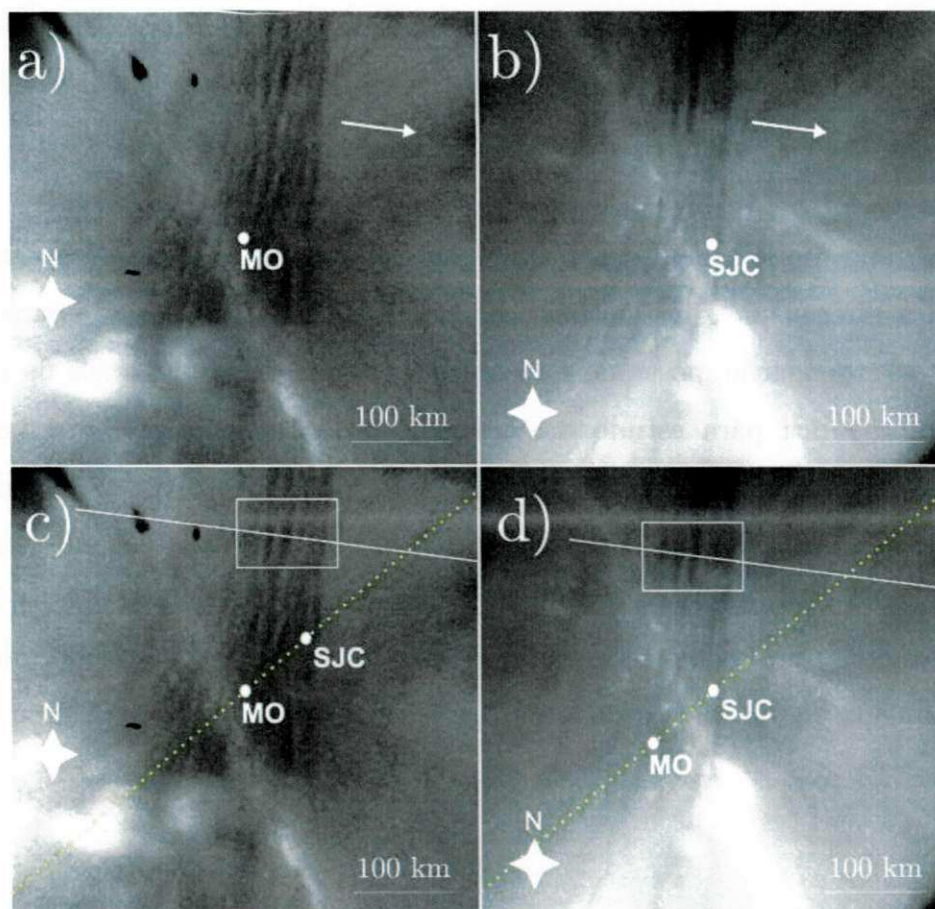


Figura 5.20 - Caso de observação de onda com direção de propagação diferente da direção do segmento MO-SJC. a) e b) mostram imagens linealizadas do OH, obtidas a partir de MO e SJC, respectivamente. O sentido de propagação é indicado pelas setas. c) e d) mostram a área comum do trem de onda visualizada pelas duas imagens (estrutura dentro do retângulo). A reta sólida branca indica a direção da propagação.

Nos casos semelhantes ao mostrado pela Figura 5.20, considerou-se que os perfis extraídos na direção da propagação do fenômeno (dentro do retângulo claro) se referem a uma estrutura vertical que não varia à medida que se desloca o ponto de vista ao longo da extensão horizontal da onda na imagem. Assim foi possível imaginar as posições dos sítios de observação no sentido de propagação do fenômeno, exatamente sobre a estrutura observada. Dessa forma, a separação efetiva entre os sítios será a distância entre MO e SJC projetada ao longo da reta que define a direção de propagação. Esses perfis podem ser admitidos como informações de uma camada vertical comum aos sítios de observação. Este raciocínio é ilustrado através do esquema da Figura 5.21.

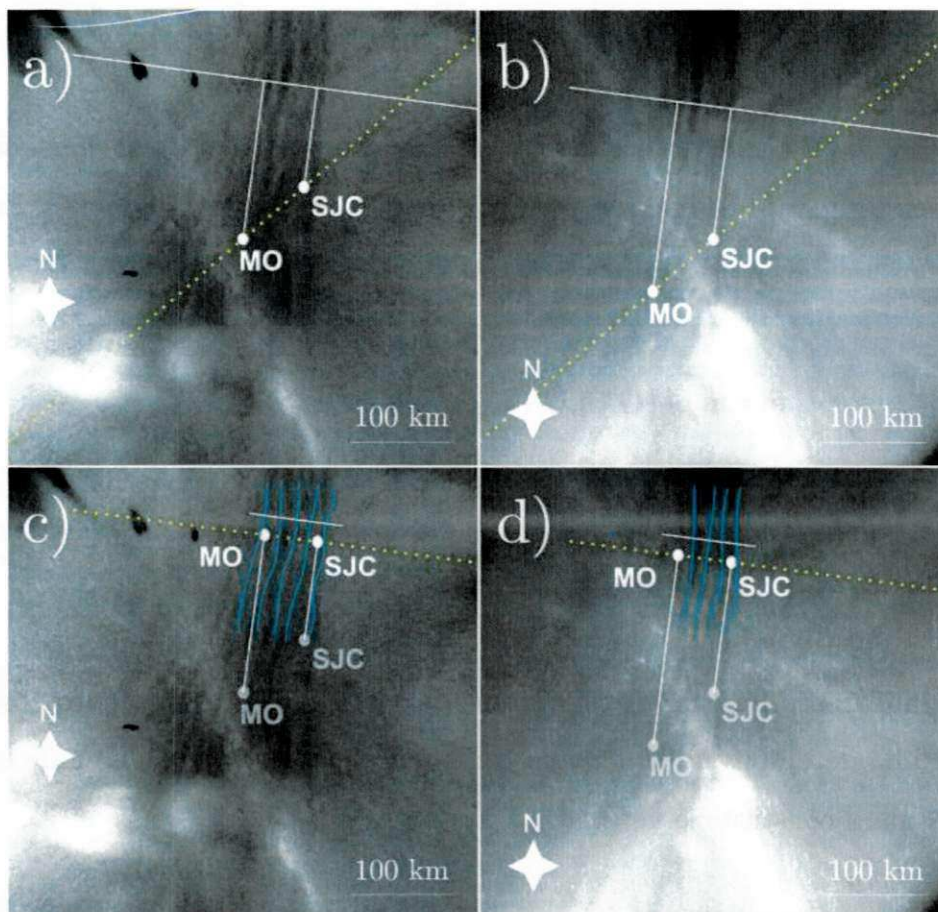


Figura 5.21 - Esquema desenvolvido para extração dos perfis das imagens de fenômenos com sentido de propagação que não coincidam com o sentido das observações simultâneas. a) e b) mostram as mesmas imagens para MO e SJC da Figura 5.20a e da Figura 5.20b, respectivamente. As posições reais dos sítios de observação são indicadas pelos pontos brancos na imagem. As linhas paralelas que saem das posições de MO e SJC são as projeções dos locais de observação na reta que define a direção de propagação da onda (linha branca sólida). c) e d) indicam que, com essas considerações, podemos extrair perfis das imagens que possam ser considerados informações de uma camada vertical de emissão comum aos dois locais de observação.

Os procedimentos ilustrados pela Figura 5.21 garantem que registros de ondas com propagação em praticamente todas as direções possam ser analisados com a técnica de reconstrução tomográfica. Na seção seguinte, uma análise sobre a aplicação da tomografia baseada na Teoria Estocástica descrita no Capítulo 3 será apresentada, revelando os detalhes de obtenção das informações necessárias para utilização dos estimadores definidos pelas Equações 3.22 e 3.23.

5.5.1. Variáveis da Reconstrução Tomográfica do Airglow

A extração dos perfis de intensidades das imagens, tais como mencionados anteriormente, fornecem os valores do vetor \mathbf{d}_{obs} , que são utilizados na Equação obtida a partir da teoria de inversão estocástica:

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_p + (\mathbf{G}'\mathbf{C}_D^{-1}\mathbf{G} + \mathbf{C}_M^{-1})^{-1} \mathbf{G}'\mathbf{C}_D^{-1} (\mathbf{d}_{obs} - \mathbf{G}\mathbf{m}_p), \quad (5.10)$$

onde $\hat{\mathbf{m}}$ é a matriz estimada pela Equação 5.10 que melhor representa a camada vertical de emissão a partir dos dados extraídos dos imageadores.

Na Figura 5.22 são mostradas as imagens de MO e SJC para o evento observado no dia 19 de dezembro de 2006, com o detalhe dos respectivos perfis de emissão extraídos para constituir o vetor \mathbf{d}_{obs} .

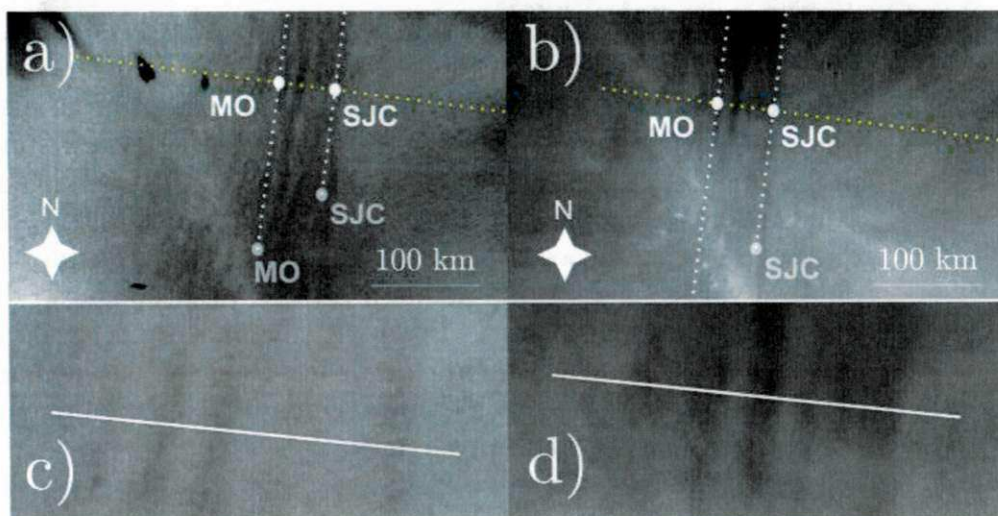


Figura 5.22 - Registro da onda observada no dia 19 de dezembro de 2006 na emissão do OH para a) MO e b) SJC, respectivamente, linearizadas em uma área de 512 x 512 km, assumindo altitude da camada de emissão em 87 km. A linha pontilhada amarela define a direção de observação da onda e as linhas paralelas brancas definem a posição relativa da onda com relação aos locais de observação. c) e d) mostram os detalhes dos perfis de emissão extraídos das imagens a) e b) respectivamente. Os perfis de emissão são constituídos por um conjunto de 100 pixels (100 km) retirados das imagens, perpendicular ao trem de ondas do evento observado.

As intensidades dos pixels extraídos das imagens são mostradas na Figura 5.23. É possível notar a modulação provocada pela passagem da onda na intensidade da emissão. Existe também uma boa concordância entre os perfis de intensidade obtidos pelos imageadores de MO e SJC.

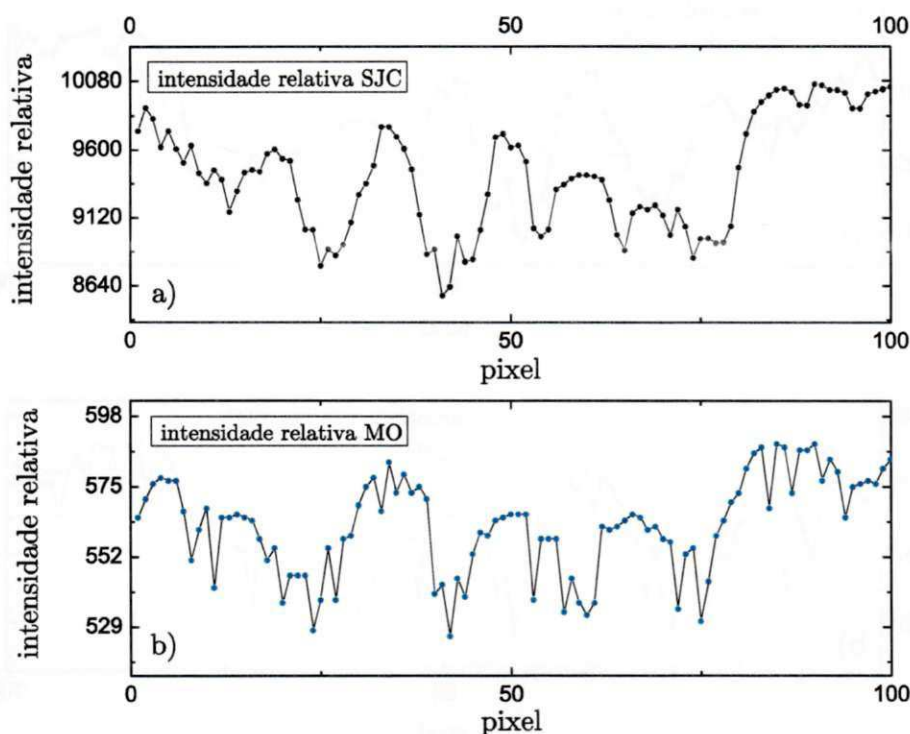


Figura 5.23 - Gráficos das intensidades relativas referentes ao conjunto de 100 pixels extraídos das imagens. Intensidades dos imageadores de a) SJC e b) MO. Existe uma boa relação entre a modulação vista pelos instrumentos.

Apesar da boa concordância entre a modulação observada pelos dois perfis, a contagem do valor da intensidade para cada equipamento é diferente, como é possível ver na Figura 5.23a e na Figura 5.23b. Enquanto a contagem do imageador de MO não ultrapassa 600 unidades de intensidade na escala relativa, o imageador de SJC chega a indicar valores superiores a 10000 unidades relativas, caracterizando uma inconsistência entre os valores inferidos. Para tornar os valores das intensidades dos dois equipamentos mais próximos, foi preciso fazer um ajuste nas escalas de referência. A Figura 5.24 mostra a variação média calculada ao longo de cada um dos perfis. Essa média permite estimar a variação pixel a pixel da intensidade ao longo dos perfis, de forma que se possam ajustar os valores extraídos das imagens para uma escala de intensidades arbitrária,

completamente diferente da escala original dos dois imageadores, e que correlacione os perfis.

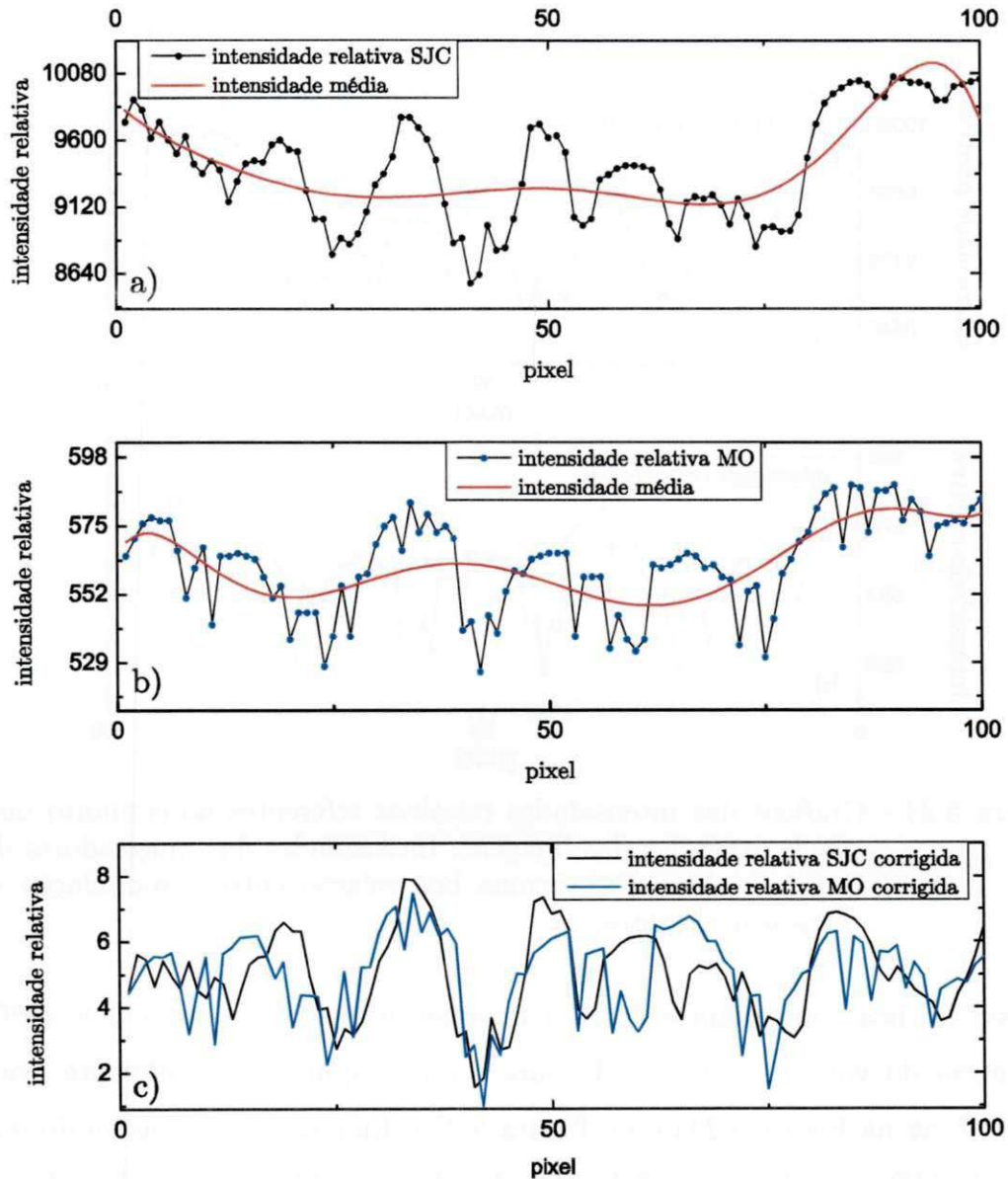


Figura 5.24 - a) Mesmo gráfico da Figura 5.23a, agora com a variação média ao longo do perfil de intensidade. b) Mesmo gráfico da Figura 5.23b, também com a variação média associada. c) Perfis de intensidade corrigidos para MO (azul) e SJC (preto). As intensidades corrigidas variam em torno de um valor médio (ambos os perfis) e se relacionam através de uma escala comum, calculada a partir das variações médias relativas mostradas em a) e b) (linhas em vermelho).

No presente trabalho não foram investigadas as causas que geram discrepância entre os valores de intensidades captadas pelos dois equipamentos. Acreditamos, contudo, que a causa provável seria alguma diferença na eficiência quântica das câmaras CCD acopladas aos imageadores. As correções implementadas por meio da intensidade média da região de interesse das imagens tornam os perfis de intensidade correlacionados por uma escala comum, obtida através das curvas de variação média associadas aos valores de intensidades dos imageadores de MO e SJC, tornando viável sob esse critério o seu uso no processo de reconstrução tomográfica.

A obtenção dos valores dos perfis de intensidades (\mathbf{d}_{obs}) é, sem dúvida, o processo mais importante para que se possa por em prática o cálculo da estrutura vertical da emissão por meio da tomografia estocástica. Porém, precisamos determinar os outros parâmetros que serão aplicados à Equação 5.10 para obter a reconstrução. A seguir, serão descritos os outros elementos matemáticos do processo tomográfico.

- Covariância dos valores observados (\mathbf{C}_D):

A matriz de covariância \mathbf{C}_D está relacionada ao desvio padrão ϵ_d associado ao vetor \mathbf{d}_{obs} , que por sua vez é composto pelos perfis de intensidade obtidos através das imagens do airglow (seção anterior). Para o exemplo dos perfis de intensidade da Figura 5.24c, o valor do desvio padrão ϵ_d fica em torno de 1,325. Como os perfis de intensidade somados totalizam um conjunto de duzentos valores, então a matriz \mathbf{C}_D será dada por (vide Capítulo 3 para mais detalhes):

$$\mathbf{C}_D = 1,325^2 \delta^{kk} \quad k = 1, \dots, 200. \quad (5.11)$$

Ou seja, \mathbf{C}_D será uma matriz diagonal 200 x 200, onde os elementos da diagonal principal serão dados pelo quadrado do valor de ϵ_d . A determinação de \mathbf{C}_D se baseia no conceito de modelagem das variáveis do problema para uma distribui-

ção Gaussiana de probabilidades, estabelecida pela teoria de inversão estocástica.

- Informação “a priori” (\mathbf{m}_p) sobre a camada de emissão vertical e covariância associada (\mathbf{C}_M):

A informação “a priori” \mathbf{m}_p da camada vertical do airglow se baseia em perfis de emissão das emissões atmosféricas, sejam eles observados por instrumentos ou estimados a partir de modelos que a descrevam.

Basicamente, as informações extraídas por observações indicam que as emissões do airglow existem em torno de uma altitude nominal na atmosfera, com pequenas flutuações em algumas épocas, e apresentam uma largura de alguns quilômetros, descrevendo um perfil tipo gaussiana centrado na altitude de ocorrência. A Figura 5.25 mostra a disposição dos perfis de emissão na atmosfera.

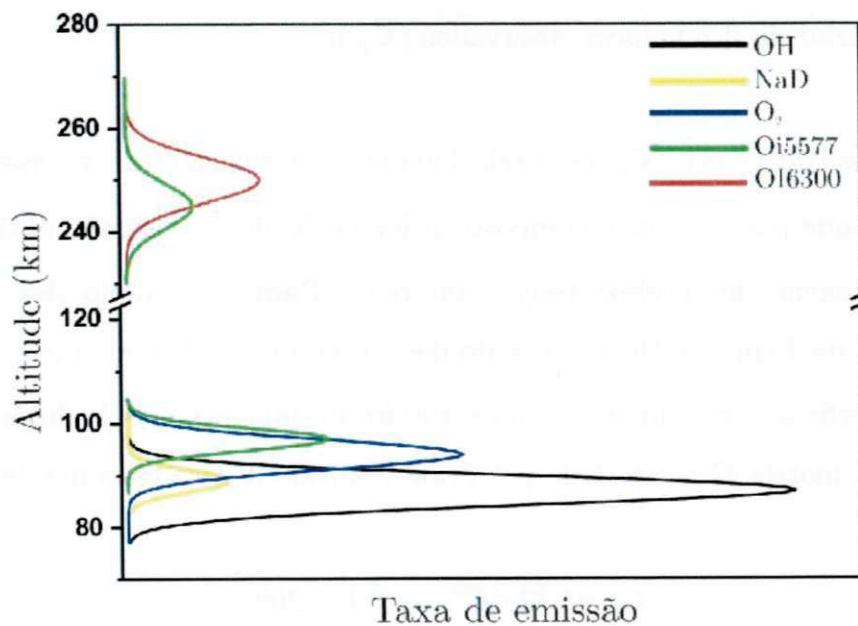


Figura 5.25 - Representação pictórica do perfil vertical de algumas emissões na atmosfera terrestre, indicando a altura nominal do pico de cada uma delas.

Fonte: Egito (2009).

A partir dessas informações, podemos determinar a informação “a priori” \mathbf{m}_p como sendo um vetor coluna com seus elementos representando um pacote de emissão tipo gaussiano que satisfaça a informação dada pelo vetor \mathbf{d}_{obs} . Isso significa que a informação dada por \mathbf{m}_p levará em conta a forma do perfil vertical de uma emissão real (informação fornecida por instrumento ou modelo) e os valores de \mathbf{d}_{obs} , já que os valores observados de intensidades são projeções de \mathbf{m}_p ao longo de certa direção de observação (projeções do perfil vertical).

Ainda de acordo com a modelagem gaussiana de \mathbf{m}_p , o valor da matriz de covariância \mathbf{C}_M será dado pela estatística da informação “a priori” que se julgou ser a mais apropriada para representar a emissão vertical observada. Dessa maneira, basta que se estipule o valor do desvio padrão ϵ_m referente ao vetor \mathbf{m}_p . Logo, podemos escrever a matriz \mathbf{C}_M como:

$$\mathbf{C}_M = (\epsilon_m^2) \delta^{mn} \quad n = 1, \dots, N_m, \quad (5.12)$$

onde N_m representa o número de elementos que \mathbf{m}_p deve possuir para ser capaz de modelar a porção da camada vertical de emissão observada pelos imageadores. Assim, \mathbf{C}_M será uma matriz diagonal $N_m \times N_m$, com os elementos da diagonal principal representando o quadrado do desvio padrão ϵ_m .

Resumindo, é possível estimar a camada vertical de emissão imageada baseada na característica “gaussiana” do perfil vertical do airglow (Figura 5.25), e regularizar o pacote de emissão a partir dos valores de \mathbf{d}_{obs} . Para o caso dos perfis observados da Figura 5.24c, representou-se a camada vertical através da matriz 10×107 mostrada na Figura 5.26. Portanto o vetor coluna \mathbf{m}_p será composto por 1070 elementos (para mais detalhes sobre a transformação da matriz que descreve a camada vertical em um vetor coluna \mathbf{m}_p , vide Capítulo 3).

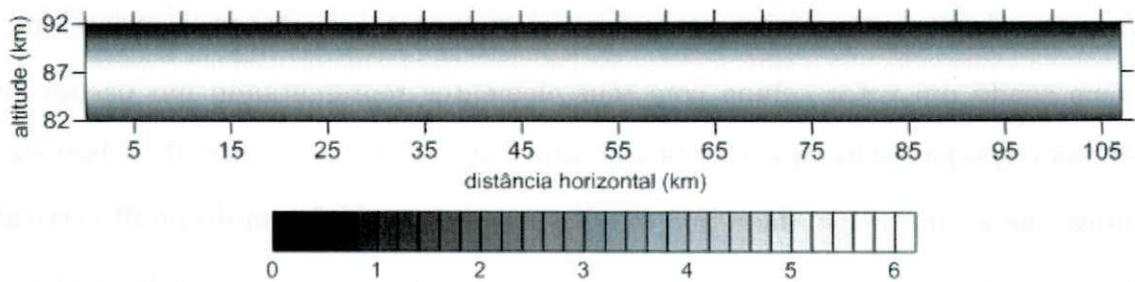


Figura 5.26 - Camada de emissão vertical adotada como parâmetro “a priori” para o caso dos perfis de intensidades do exemplo da Figura 5.24c.

A extensão horizontal (107 km) da estrutura mostrada na Figura 5.26 é estimada através da posição dos imageadores, relativo aos perfis extraídos das imagens. A extensão vertical da camada é baseada em uma espessura de 10 km, média razoável para um perfil vertical do OH. A Figura 5.27 mostra a posição da região vertical acima dos imageadores.

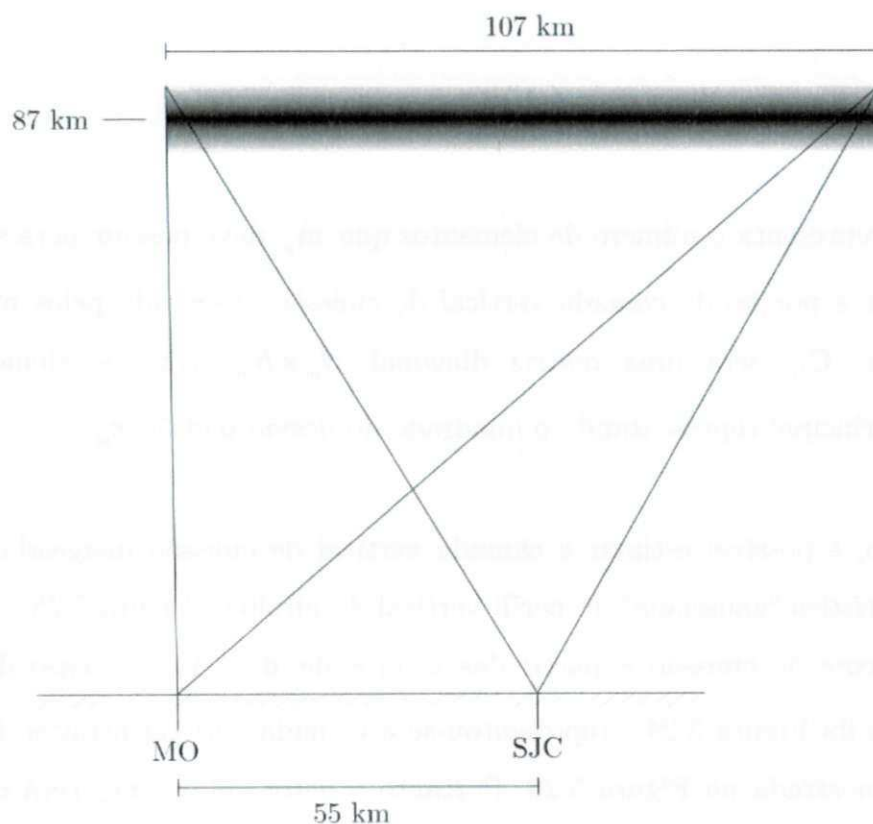


Figura 5.27 - Posição da camada vertical investigada com relação aos locais de instalação dos imageadores. A distância mostrada aqui entre os equipamentos é a distancia efetiva dos sítios de observação ao longo da direção de propagação da estrutura de onda estudada (vide Figura 5.22).

Para o exemplo da observação mostrado na Figura 5.22, a variável \mathbf{C}_M é descrita como:

$$\mathbf{C}_M = (2,15^2) \delta^{nm} \quad n = 1, \dots, 1070, \quad (5.13)$$

onde $\epsilon_m = 2,15$ é o desvio padrão para a variável \mathbf{m}_p . A informação “a priori” ainda conta com uma média $\bar{\mathbf{m}}_p = 3,25$ e descreve a camada vertical da emissão por uma curva tipo gaussiana. A variável $n = 1, \dots, 1070$ representa a quantidade de elementos de \mathbf{m}_p .

- Discretização da camada vertical de emissão e cálculo da matriz \mathbf{G} :

No Capítulo 3 foi mostrado que para uma aplicação real da Tomografia Estocástica era necessário discretizar a região a ser reconstruída. A discretização da camada vertical do airglow segue o mesmo raciocínio descrito anteriormente. A Figura 5.28 ilustra o procedimento para discretização utilizada e a determinação geométrica dos elementos da matriz \mathbf{G} .

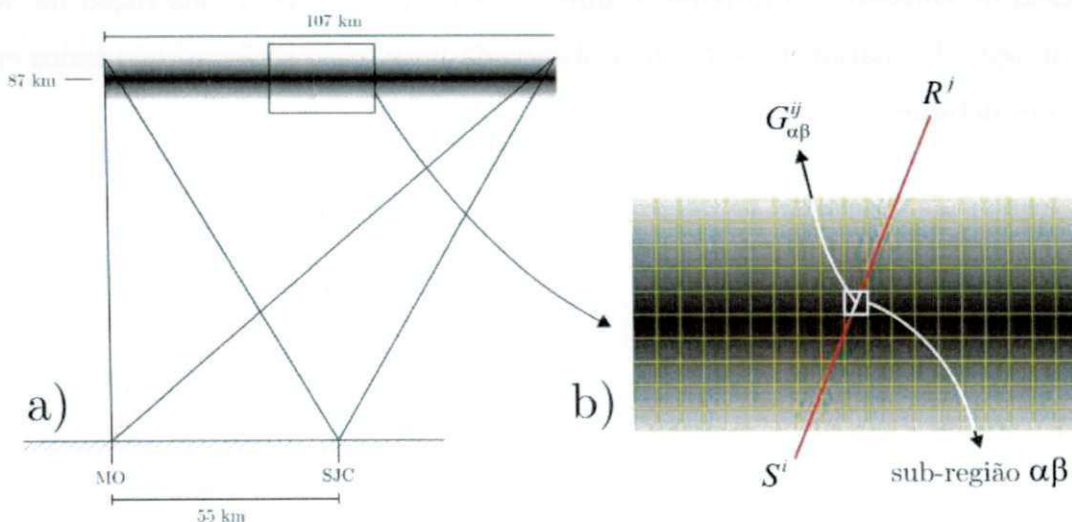


Figura 5.28 - a) Mesmo que a Figura 5.27. b) Parte da camada vertical de emissão, mostrando a discretização da região de reconstrução. Cada sub-região $\alpha\beta$ contribui com um valor de intensidade para a observação dos perfis extraídos das imagens. O fator $G_{\alpha\beta}^{ij}$ mensura essa contribuição, onde S^i denota o imageador e R^j a projeção do pixel j do perfil relacionado ao referido imageador.

O número de elementos da matriz \mathbf{G} depende das dimensões de \mathbf{m}_p e \mathbf{d}_{obs} . No nosso exemplo (Figura 5.22), os perfis de intensidade somados totalizam 200 pixels (ou seja, 200 projeções). Isso significa que a variável \mathbf{d}_{obs} assume a forma de um vetor coluna 200 x 1. O vetor \mathbf{m}_p , como visto, assume as dimensões 1070 x 1. Logo, a dimensão de \mathbf{G} será:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} G_{11}^{11} & G_{12}^{11} & \dots & G_{\alpha\beta}^{11} \\ G_{11}^{12} & G_{12}^{12} & \dots & G_{\alpha\beta}^{12} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{11}^{ij} & G_{12}^{ij} & \dots & G_{\alpha\beta}^{ij} \end{pmatrix}_{200 \times 1070} \quad (5.14)$$

Ou seja, a variável \mathbf{G} assume a forma de uma matriz 200 x 1070. Para mais detalhes sobre a determinação da matriz \mathbf{G} , vide Capítulo 3.

Nessa seção 5.5, foi usado o caso da observação de uma onda no dia 19 de dezembro de 2006 para exemplificar a aplicação da Tomografia Estocástica aos dados (imagens) de airglow, mostrando o passo a passo da obtenção dos parâmetros necessários para utilizar a Equação 5.10 na reconstrução da camada vertical de emissão. No próximo Capítulo, os resultados da reconstrução na determinação dos parâmetros da onda observada nesse caso serão apresentados em maiores detalhes.

6. Resultados e Discussão

As reconstruções aplicadas neste trabalho tiveram como objetivo testar a eficiência da Tomografia Estocástica em estimar os parâmetros verticais das ondas de gravidade observadas por imagens do airglow atmosférico. Para isso, era necessário que a Equação 5.10 obtida pela Teoria de Inversão Estocástica passasse por testes que comprovassem sua eficácia no processo de reconstrução. Esses testes foram realizados com a ajuda de observações simuladas de uma camada de emissão vertical na presença de uma onda de gravidade modulando a intensidade da emissão.

Visando apresentar os resultados de uma maneira mais organizada, este Capítulo foi dividido em duas partes:

- Aplicação dos métodos de Tomografia Estocástica nos dados simulados do airglow; e
- Aplicação dos métodos de Tomografia Estocástica nos dados reais de airglow, obtidos por imageadores instalados em MO e SJC.

A seguir, apresentemos resultados obtidos e a discussão para cada caso.

6.1. Reconstrução Tomográfica com Dados Simulados

As simulações de estruturas de onda de gravidade em emissões do airglow atmosférico reproduzem as condições de propagação vertical dos fenômenos. Como resultado, obtemos um corte vertical da modulação causada pela passagem da onda, indicando a inclinação do trem de ondas com relação a horizontal e fazendo com que os comprimentos de onda vertical e horizontal se tornem visíveis. A Figura 6.1 mostra como é a estrutura do trem de ondas se propagando na atmosfera.

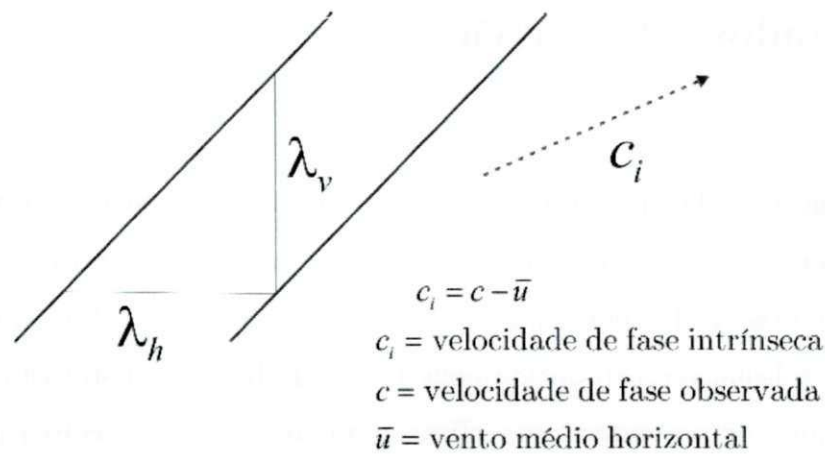


Figura 6.1 - Diagrama representando frentes de fase de uma onda de gravidade se propagando na atmosfera, onde λ_h e λ_v são os comprimentos de onda horizontal e vertical, respectivamente.
 Fonte: Adaptado de Anderson et al. (2008)

Na presença do airglow atmosférico, essas frentes de onda se tornam visíveis devido à perturbação que estas ondas causam sobre as camadas emissoras. A passagem de ondas pela região emissora pode elevar ou baixar a altura destas camadas adiabaticamente, além de provocar um aumento na intensidade da emissão em alguns pontos e em outros a rarefação da intensidade. A Figura 6.2 mostra uma simulação do efeito de onda de gravidade passando em uma camada de emissão com espessura de 10 km, centrada na altitude de 87 km. A onda simulada tem comprimento de onda horizontal $\lambda_h = 10$ km e comprimento de onda vertical $\lambda_v = 5$ km.

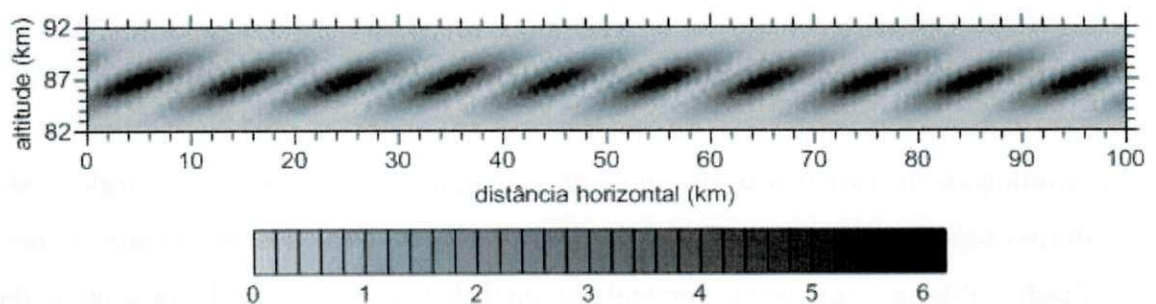


Figura 6.2 - Simulação de uma modulação causada por onda de gravidade se propagando em uma região da atmosfera com a presença de uma emissão do airglow. Foi utilizada uma matriz \mathbf{m} com dimensões 20 x 200 pixels para descrever a estrutura vertical. A intensidade está em uma escala com valores em dimensão arbitrária.

A partir da estrutura vertical mostrada na Figura 6.2, foi possível estudar a capacidade da Teoria Estocástica em obter informações a partir de projeções da intensidade vertical, viabilizando a reconstrução tomográfica. Para isso, foi simulada a observação da estrutura por dois imageadores em solo, tal como mostrado na Figura 6.3, distantes um do outro 100 km. A estrutura foi imaginada disposta exatamente acima do conjunto de equipamentos, promovendo uma simetria na visualização do fenômeno.

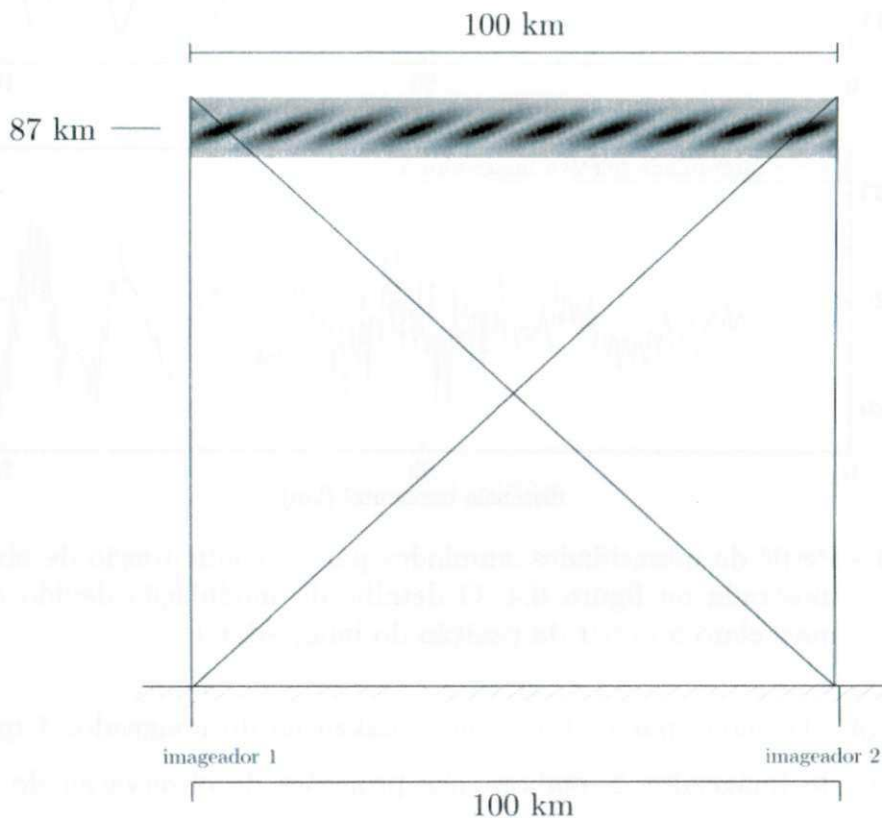


Figura 6.3 - Esquema de visualização simulada para extração de perfis de intensidade da estrutura de onda mostrada na figura 6.3. A estrutura foi observada em cada posição a partir de 100 ângulos diferentes, totalizando no vetor \mathbf{d}_{obs} um conjunto de 200 valores de intensidades. O modelo de modulação de onda simulado juntamente com o esquema de observação idealizado acima nos permitiu testar a Teoria Estocástica como ferramenta de reconstrução tomográfica.

Com o esquema mostrado pela Figura 6.3, obtemos as projeções simuladas da estrutura, ou seja, os perfis de intensidades tais como aqueles extraídos das imagens do airglow. A única diferença aqui é que os perfis são obtidos a partir da

camada vertical já conhecida. A Figura 6.4 mostra os perfis de intensidade para o nosso caso simulado.

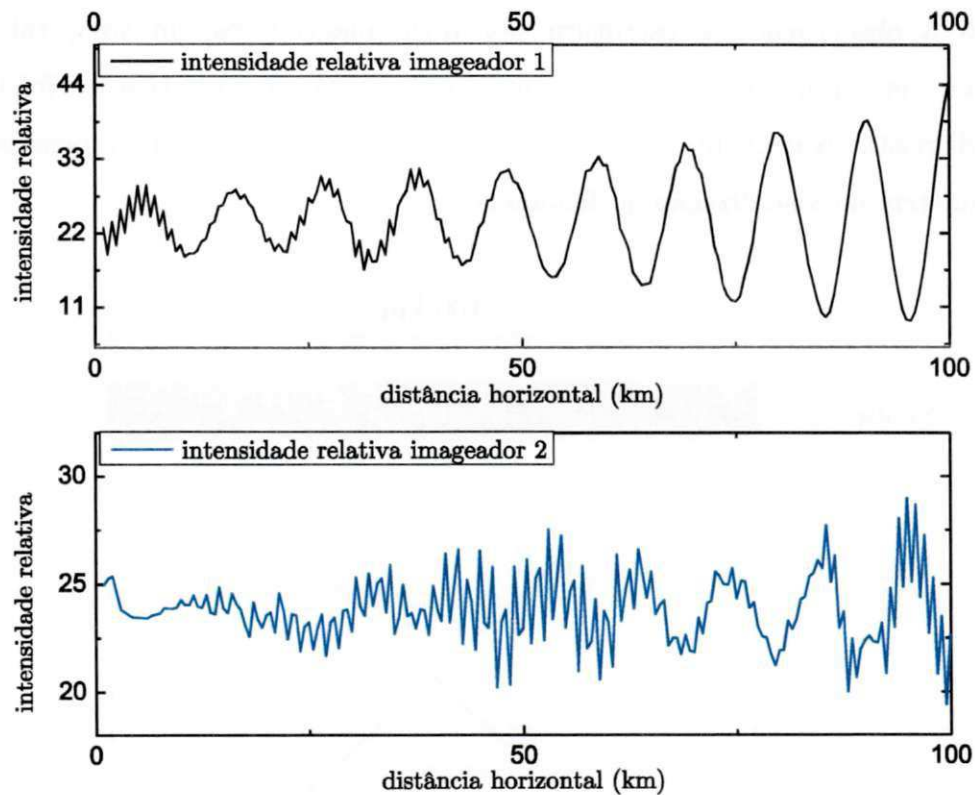


Figura 6.4 - Perfis de intensidades simulados para a configuração de observação mostrada na figura 6.4. O detalhe da modulação devido a onda é mais claro a partir da posição do imageador 1.

A modulação da onda aparece tanto na visualização do imageador 1 quanto na visualização do imageador 2, embora nas projeções de observação do primeiro equipamento a estrutura de onda apareça mais claramente. Isso se explica, pois as projeções de observação do imageador 1 estão em posição aproximadamente coincidente com a inclinação das frentes de onda, ao passo que as projeções a partir do imageador 2 cruzam a região da estrutura quase perpendicular às estruturas de onda. Essa característica de visualização é o que fornece as informações necessárias para que a Teoria Estocástica possa estimar a estrutura vertical da onda.

Usando os procedimentos descritos nos Capítulos 3 e 5, foram modeladas as observações simuladas \mathbf{d}_{obs} , assumindo que elas podem ser descritas como uma

variável aleatória gaussiana. Para informação a priori \mathbf{m}_p , foi utilizado um perfil vertical gaussiano tal como mostrado na Figura 6.5. A variável \mathbf{m}_p também foi modelada pela estatística gaussiana, conforme exige a Equação 5.10.

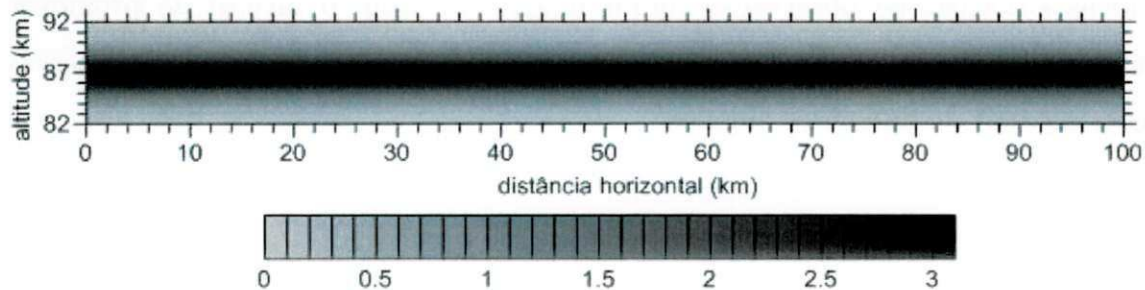


Figura 6.5 - Matriz “a priori” \mathbf{m}_p , usada como parâmetro na aplicação da Reconstrução Tomográfica. A intensidade máxima em \mathbf{m}_p subestima o valor original observado na estrutura vertical da Figura 6.2.

O resultado da reconstrução tomográfica (Equação 5.10) para os dados observados (\mathbf{d}_{obs} - Figura 6.4) a partir da simulação (Figura 6.3), adicionado ao modelo \mathbf{m}_p “a priori” (Figura 6.5), é mostrado na Figura 6.6.

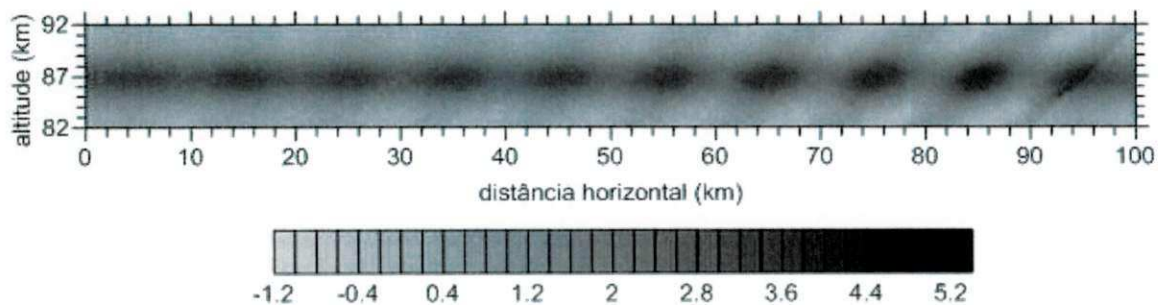


Figura 6.6 - Estrutura vertical da camada de emissão, obtida pela reconstrução tomográfica. Fazendo a comparação com o modelo simulado original (Figura 6.2), observa-se que as duas projeções (imageadores 1 e 2) não foram capazes de detalhar a inclinação das frentes de onda. A intensidade máxima da estrutura também ficou um pouco abaixo dos valores originais.

A Equação 5.10 em princípio foi capaz de estimar a estrutura vertical, porém os ciclos da onda foram recuperados com pouca precisão, como observado na Figura 6.6. A estrutura obtida aparentou variar a inclinação das frentes de onda, tendendo a se alinhar com a direção das projeções referentes à observação do

imageador 1. Foi preciso verificar se essa incapacidade se deveu à teoria utilizada ou à insuficiência de projeções (numero reduzido de imageadores). Para isso, foram simulados casos com um conjunto maior de imageadores observando a estrutura de onda, como mostrada pelas Figura 6.7, Figura 6.8 e Figura 6.9. As novas situações de observação foram imaginadas com o intuito de promover uma maior densidade de projeção, gerando uma quantidade maior de observações a partir de diferentes ângulos.

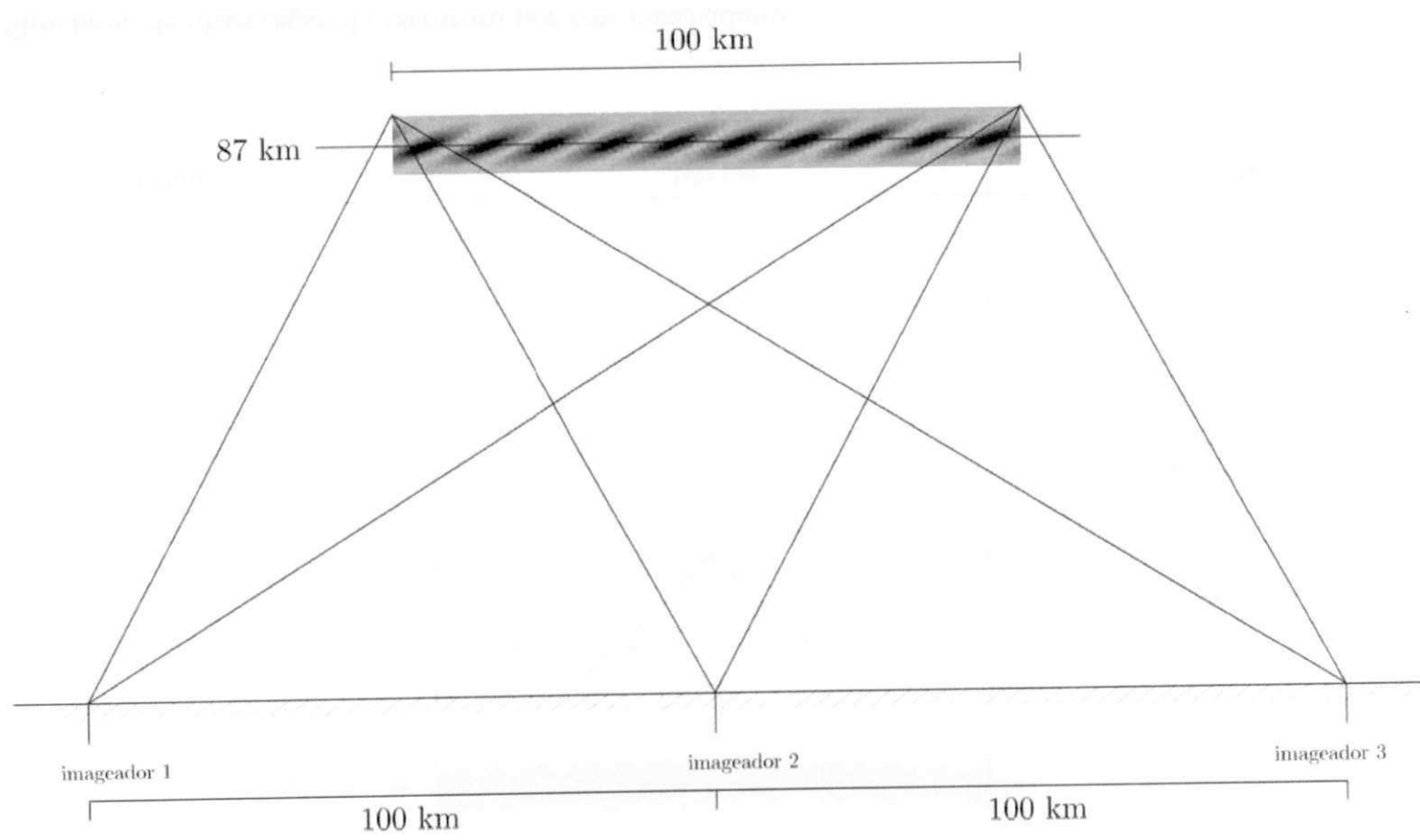


Figura 6.7 - Simulação de observação da estrutura por três imageadores.

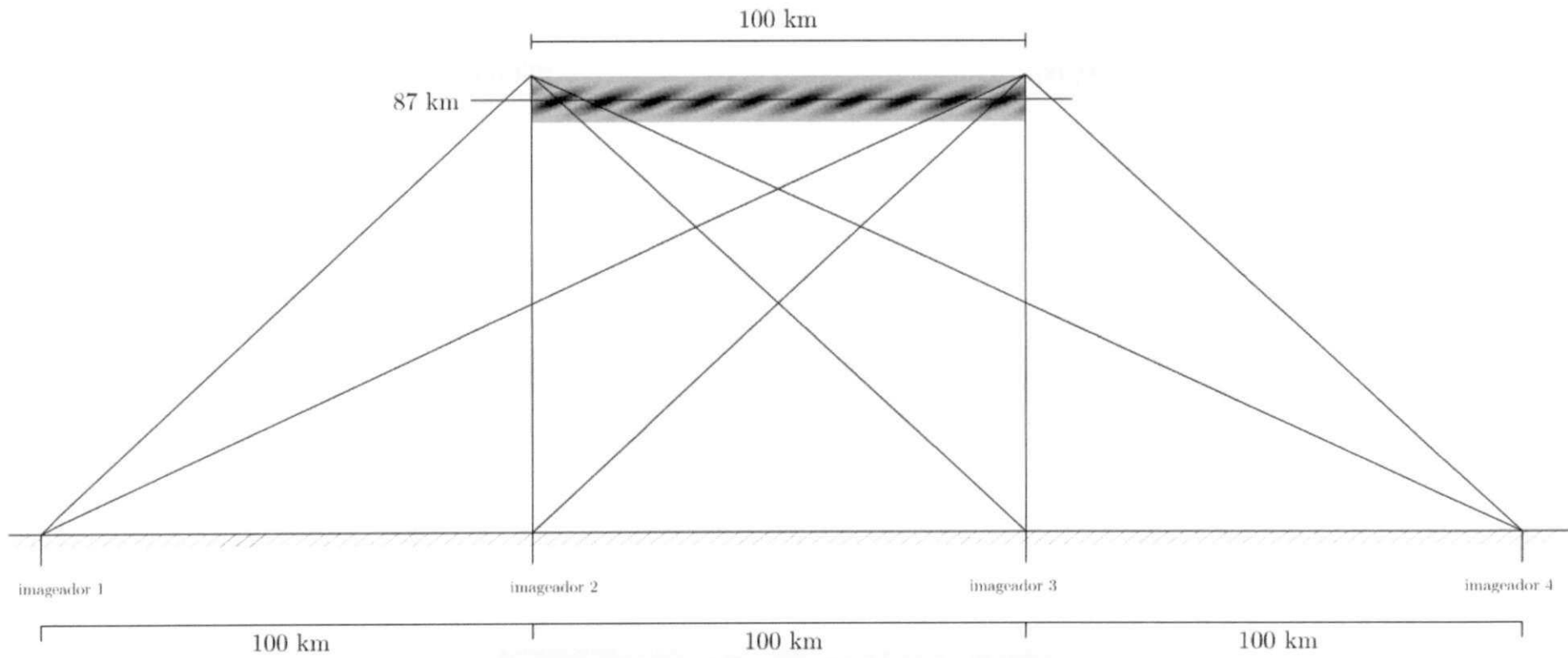


Figura 6.8 - Simulação de observação da estrutura por três imageadores.

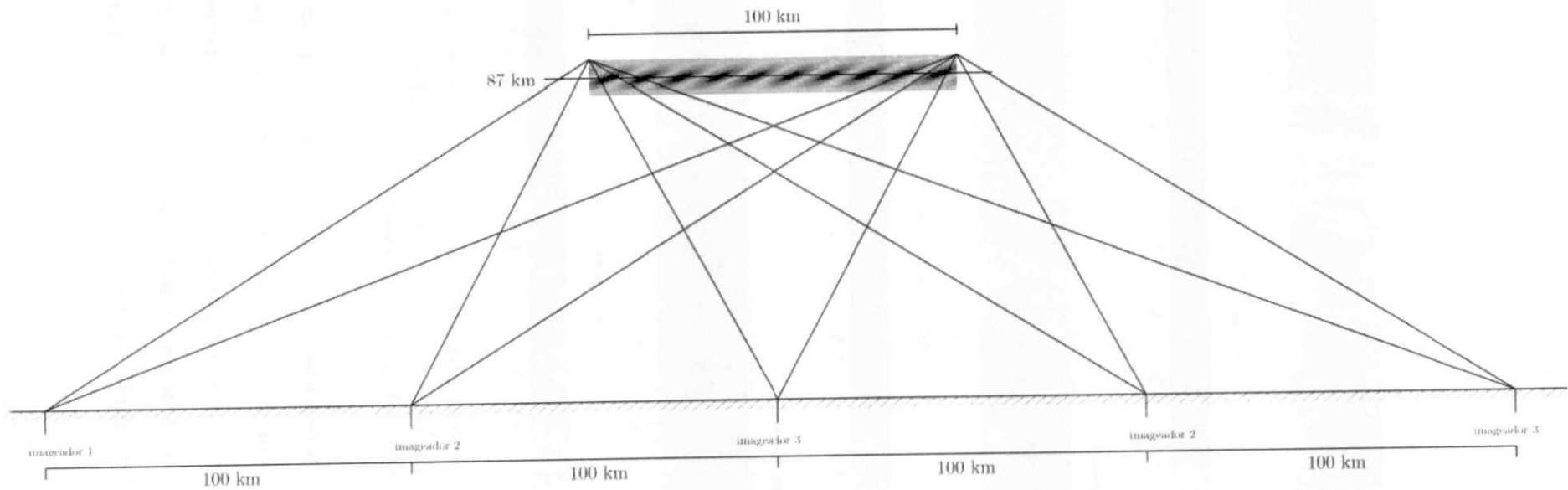


Figura 6.9 - Simulação de observação da estrutura por cinco imageadores.

Com essas configurações de observação, foram obtidas as reconstruções mostradas na Figura 6.10.

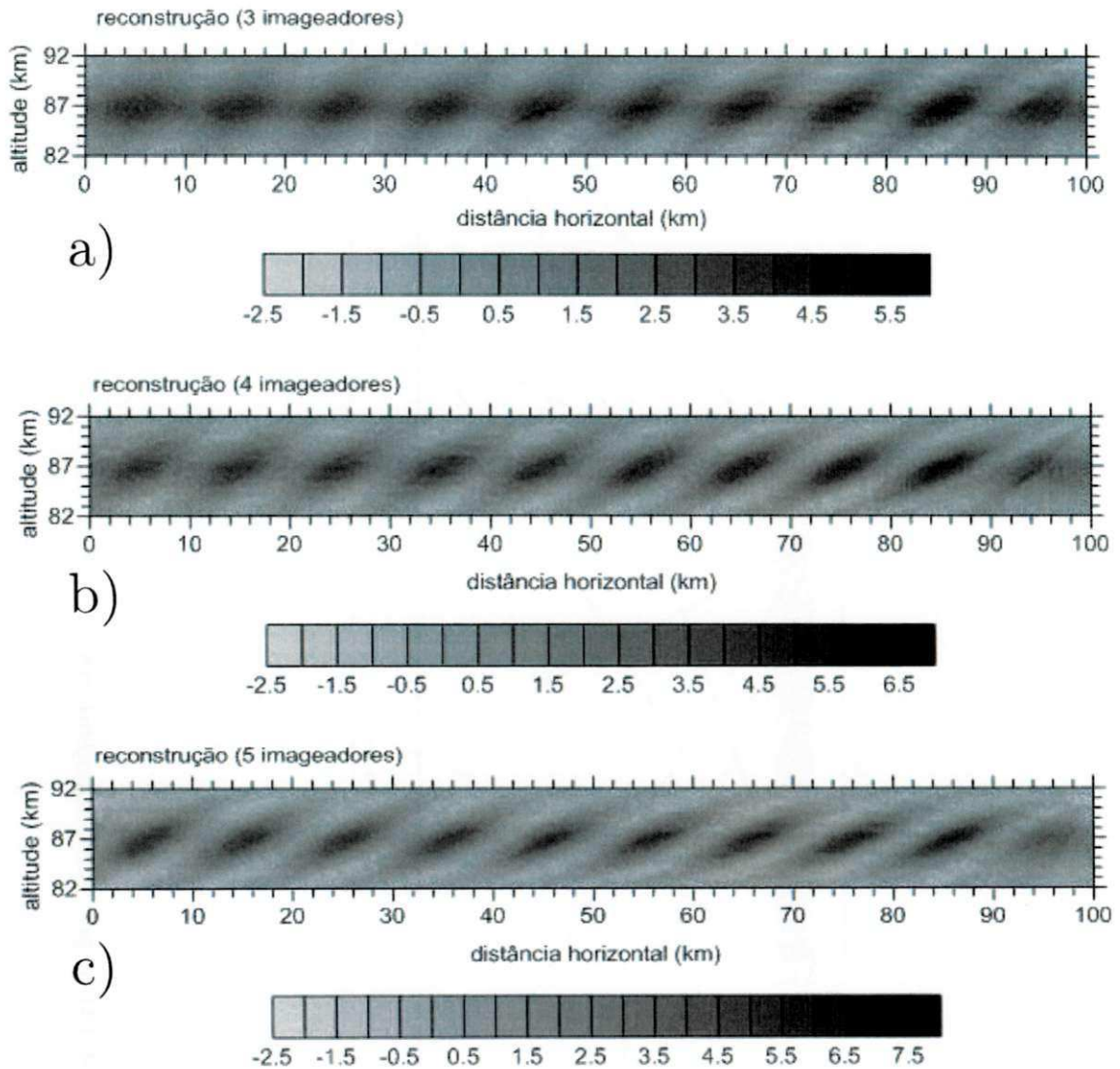


Figura 6.10 - Camada vertical reconstruída, utilizando os esquemas de observação simulados: a) com três imageadores; b) com quatro imageadores e c) com cinco imageadores.

Os valores inferidos de intensidade da camada vertical, mostrados na Figura 6.10 variam para cada situação, onde com 3 equipamentos a intensidade é subestimada e nos casos com 4 e 5 equipamentos o valor é superestimado. Surgem valores negativos nas reconstruções, o que indica que outros métodos de regularização das intensidades ainda podem ser empregados para corrigir essa inconsistência.

No que se referem à morfologia das frentes de onda, as configurações de observação indicadas pelas Figura 6.7, Figura 6.8 e Figura 6.9, proporcionaram um conjunto de observações mais consistentes, permitindo que as estruturas pudessem ser mais bem estimadas, principalmente nos casos com 4 e 5 imageadores. A observação a partir de 3 instrumentos mostrou pouco refino na estrutura resultante, porém indicou com alguma precisão os comprimentos de onda vertical e horizontal da onda observada. A análise feita aqui sempre levou em consideração a região central da camada vertical reconstruída, pois essa parte é onde os imageadores obtêm ângulos de projeção mais simetricamente dispostos sobre a região de interesse (vide Figura 6.7, Figura 6.8 e Figura 6.9).

Os resultados mostrados pela Figura 6.10 dão uma ideia de como a Teoria Estocástica pode ser útil no processo de reconstrução tomográfica das estruturas do airglow. Uma conclusão que pode ser feita é que o principal empecilho para a prática do método nos moldes apresentados nesse trabalho é a quantidade de equipamentos utilizados para observar a camada de emissão. As estruturas puderam ser razoavelmente bem resolvidas a partir da configuração simulada de três imageadores observando o fenômeno, o que pode ser facilmente posto em prática a partir de campanhas de observação de média duração.

Tendo em mão os resultados para as simulações, na próxima seção serão apresentados os resultados para dois casos de observação simultânea de estrutura de onda pelos imageadores de MO e SJC.

6.2. Reconstrução Tomográfica com Dados Reais

O conjunto de imagens dos equipamentos imageadores de MO e SJO foram investigados para o período que compreende entre meados de 2005 até o fim de 2007, tempo em que o imageador de MO ficou em atividade, até sua desinstalação. A observação das imagens foi realizada com o objetivo de identificar casos de observação simultânea de ondas de gravidade pelos dois instrumentos. Algumas características das imagens disponíveis dificultaram essa tarefa, implicando

na obtenção de um reduzido número de observações simultâneas de eventos. Entre as dificuldades encontradas, as principais foram: a falta de sincronização entre os imageadores com relação ao horário de aquisição das imagens das emissões e; o condicionamento térmico do imageador de MO.

O tempo médio de exposição para que as imagens em cada emissão pudessem ser registradas basicamente era o mesmo tanto para o equipamento de MO quanto para o equipamento de SJC, contudo, não houve um “casamento” perfeito entre os horários de obtenção das imagens. Como resultado, alguns casos de observações de uma onda pelos dois imageadores tiveram que ser descartados, pois não havia nenhum par de imagens minimamente sincronizado que pudessem ser aproveitados para aplicação da tomografia.

O acondicionamento térmico do imageador de MO foi sem dúvida o que mais prejudicou a obtenção de imagens simultâneas. Por ter sido instalado em um container, o imageador de MO ficou exposto a uma condição de difícil controle da temperatura, o que tornou a obtenção de dados desse equipamento problemática na maior parte do seu tempo de funcionamento. As imagens foram obtidas com um alto teor de ruído térmico, o que prejudicou a visualização plena das estruturas de onda, principalmente nas emissões do OI6300 e do OI5577. Apesar da aquisição no comprimento de onda do OH também ter sofrido problemas com o ruído, foi possível identificar um número suficiente de imagens simultâneas nessa emissão para estudar a estrutura do airglow na presença de ondas de gravidade por meio da tomografia.

Diante desse panorama, foram identificadas apenas duas ocasiões em que ondas de gravidade foram observadas quase simultaneamente por imagens dos dois equipamentos. Esses casos foram percebidos ambos em imagens da emissão do OH para datas muito próximas: 17 e 19 de dezembro de 2006. Nesse período, a condição das observações de MO eram razoáveis, o que pode explicar a coincidência da observação em datas próximas juntamente com o fato já discutido em trabalhos como os de Fachine (2004, 2008) de grande quantidade de ondas de gravidades observadas em regiões equatoriais.

Os casos de observações que serão apresentados na próxima seção já foram inicialmente discutidos no Capítulo 5 e agora serão apresentados os resultados da aplicação da Reconstrução Tomográfica Estocástica aos dados de imagens.

6.2.1. O Caso de 17 de Dezembro de 2006

A observação simultânea da onda do dia 17 de dezembro de 2006 já foi apresentada no Capítulo 5. A estrutura do trem de ondas desse caso teve um posicionamento bastante favorável para aplicação da tomografia, se dispondo perpendicularmente com relação à direção do segmento de reta que une MO e SJC. A Figura 6.11 mostra a configuração de propagação dessa onda.

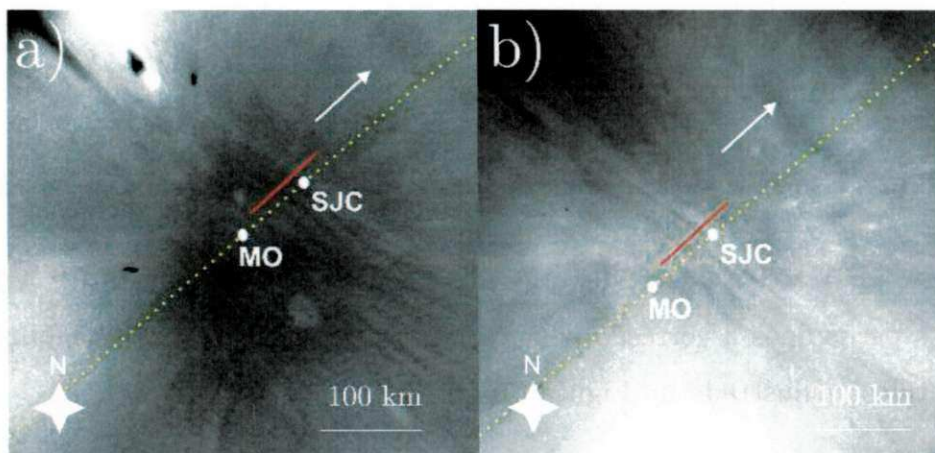


Figura 6.11 - Imagens simultâneas do airglow para a) MO e b) SJC do evento de onda observado em 17 de dezembro de 2006 no horário aproximado de 19h45m (hora local) (detalhes sobre as imagens no Capítulo 5). O segmento de reta em vermelho indica a posição dos perfis de intensidade extraídos das imagens com relação aos locais de observação.

A partir das imagens simultâneas, foram extraídos os perfis de intensidade da emissão. A posição dos perfis é indicada pela reta em vermelho nas Figura 6.11a e Figura 6.11b. A configuração de observação é apresentada na Figura 6.12.

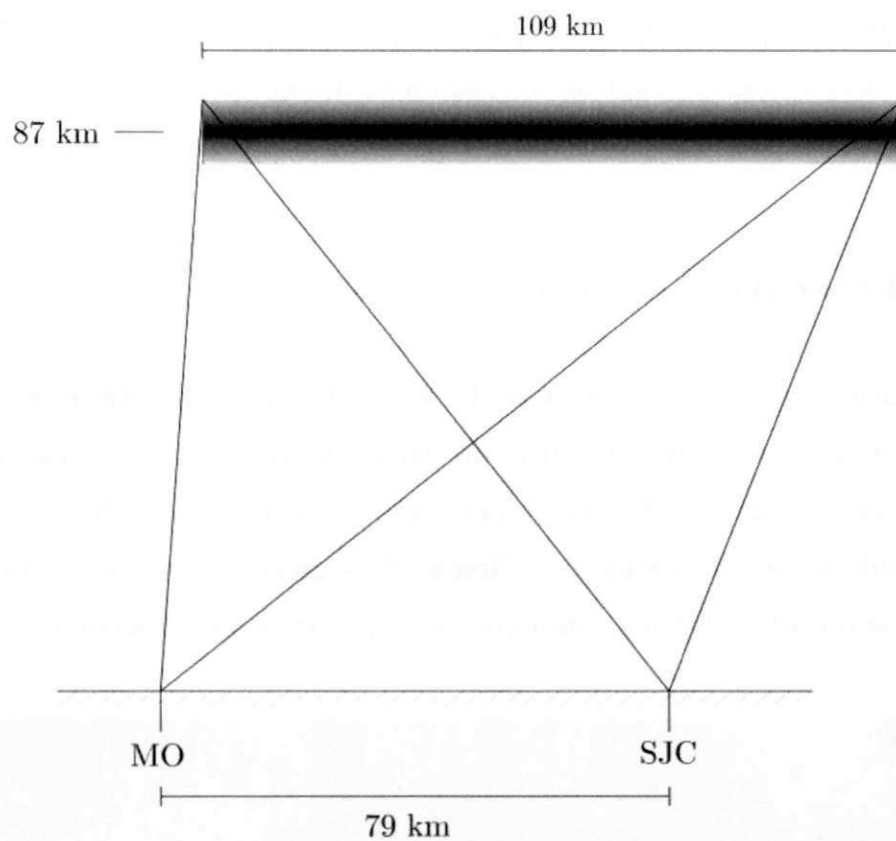


Figura 6.12 - Esquema de visualização da estrutura de onda sobre os sítios.

A intensidade relativa dos perfis originais é mostrada na Figura 6.13. A intensidade dos perfis após a correção pela variação média calculada tal como descrito no Capítulo 5 é ilustrada na Figura 6.14.

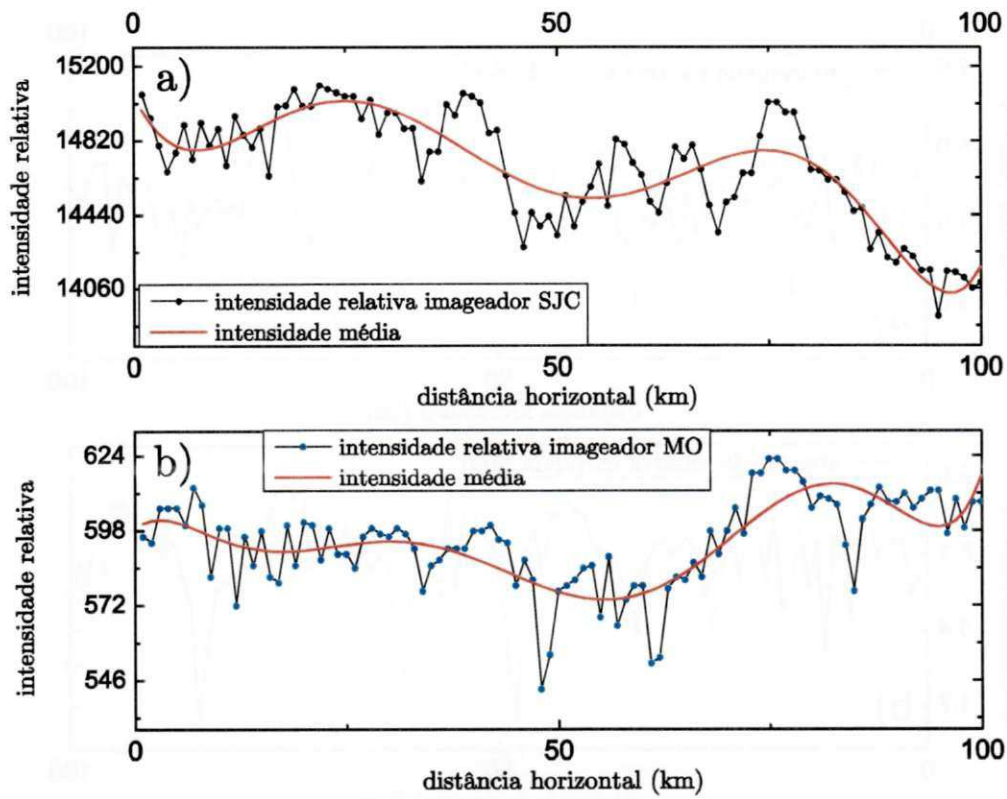


Figura 6.13 - Gráficos da intensidade relativa referente aos perfis de emissão extraídos da imagem de a) SJC e b) MO. As curvas em vermelho indicam a variação média da intensidade para cada um dos perfis.

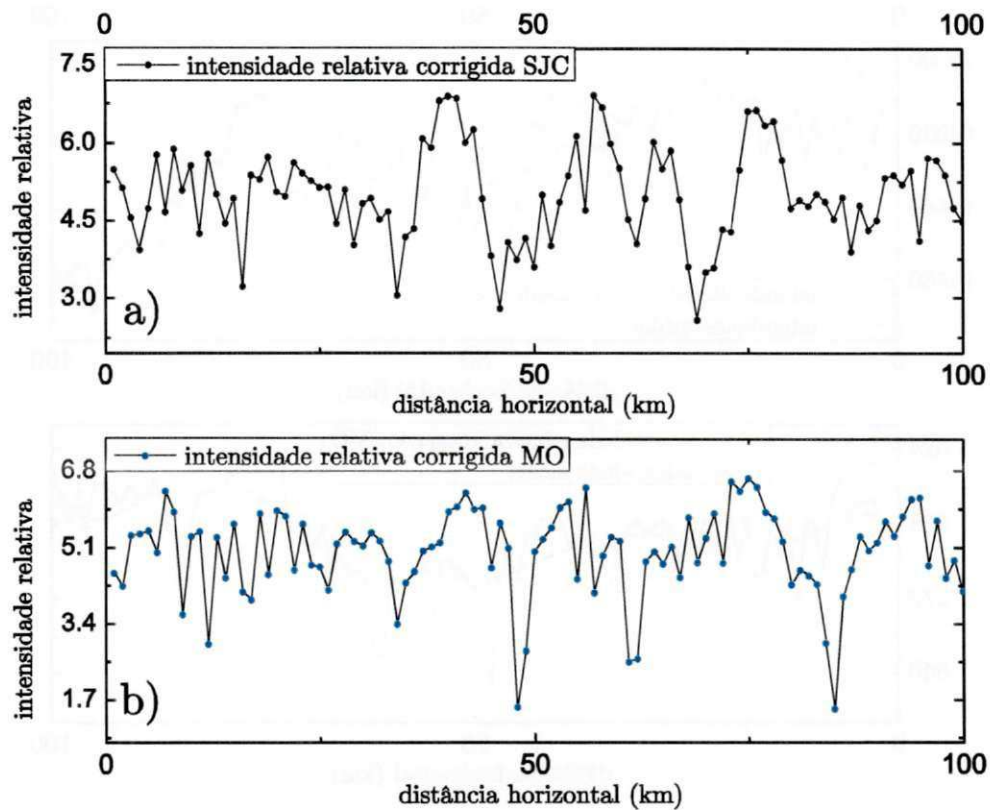


Figura 6.14 - Perfis corrigidos a partir do procedimento descrito no Capítulo 5. a) perfil de intensidade calculado a partir do gráfico da Figura 6.13a para SJC e b) perfil corrigido referente ao gráfico da Figura 6.13b para MO.

Após a modelagem dos parâmetros do problema tal como descrito no Capítulo 5, obteve-se a estrutura da camada vertical para essa estrutura horizontal observada, sendo mostrada na Figura 6.15.

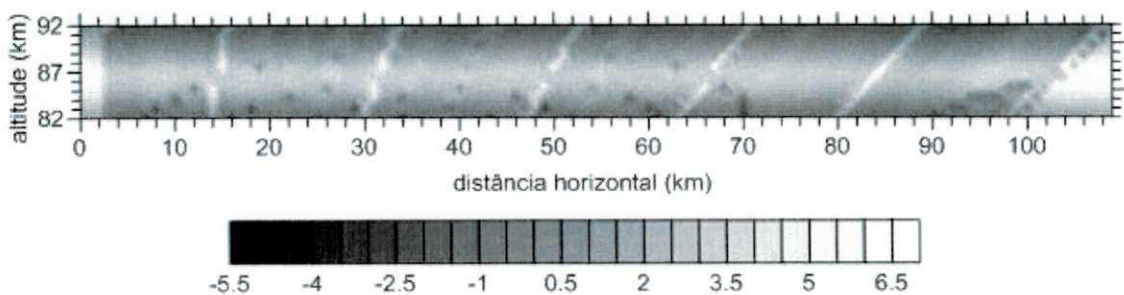


Figura 6.15 - Estrutura vertical de emissão obtida a partir da Reconstrução Tomográfica para o caso da observação do dia 17 de dezembro de 2006.

A camada vertical de emissão obtida pela teoria estocástica apresentou uma aparência diferente dos casos de reconstrução a partir de modelos simulados. Isto certamente tem relação com o fato de que as ondas de gravidades ao se propagarem numa região com presença do airglow produz uma modulação irregular ao longo da emissão. Logo, esse fato se reflete na emissão obtida pelo imageador, onde os perfis de intensidade apresentam características bastante irregulares, diferentemente do caso de perfis retirados do modelo de emissão idealizado (Figura 6.4).

A estrutura conseguida pela reconstrução apresentou detalhes que puderam ser interpretados como “frentes de onda”, como mostrado na Figura 6.15. Esses detalhes exibiram a mesma tendência de alinhamento com a direção de projeção dos imageadores, principalmente na parte esquerda onde a inclinação dos detalhes quase que não foi percebida. Portanto, o resultado do método aplicado ao caso do dia 17 de dezembro de 2006 mostrou que conjunto de observações proporcionado pelos imageadores foi, em princípio, suficiente para inferir através da Teoria Estocástica a estrutura de onda. O resultado para esta observação se assemelha com o que indicou a reconstrução simulada para o caso de dois imageadores mostrado pela Figura 6.6.

A partir da relação de dispersão da Teoria Linear das ondas de gravidade:

$$m^2 = \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\bar{u}_{zz}}{\bar{u} - c} - k_h^2, \quad (6.1)$$

foi possível determinar os parâmetros da onda observada para compararmos com os resultados da tomografia. Foram utilizados: a análise espectral das imagens para determinar os parâmetros horizontais da onda, os dados de vento obtidos pelo radar meteorológico para calcular o vento na direção do fenômeno e os dados de temperatura obtidos pelo instrumento SABER do satélite TIMED. O resultado dos perfis do quadrado do número de onda vertical é apresentado para

essa onda na Figura 6.16, juntamente com o gráfico do vento na direção da onda e o perfil vertical do quadrado da frequência de Brünt-Väisälä.

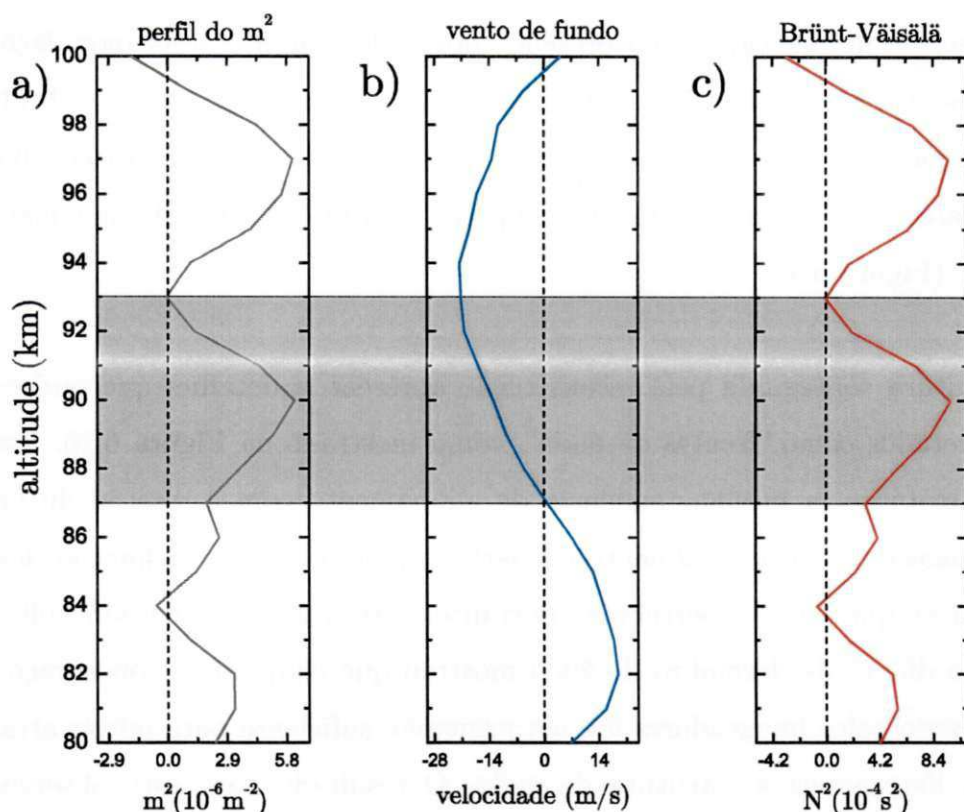


Figura 6.16 - a) Perfil do quadrado do número de onda vertical para o instante de observação da onda do dia 17 de dezembro de 2006. b) e c) são o vento na direção da onda e o perfil do quadrado da frequência de Brünt-Väisälä. O intervalo da altitude em destaque é a provável região de onde a onda ocorreu baseada na característica do m^2 .

Os parâmetros da onda calculados a partir das informações mostradas na Figura 6.16 (relação de dispersão) e na ferramenta de análise espectral são mostrados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Parâmetros da onda de gravidade de 17 de dezembro de 2006 obtidos pela análise espectral e relação de dispersão.

ϕ	λ_h	λ_v	c_{obs}	c_{int}	τ_{obs}	τ_{int}
(graus)	(km)	(km)	(m/s)	(m/s)	(min)	(min)
51,8	28,8	3,4	79,1	78,7	6,1	5,5

Os comprimentos de onda vertical e horizontal da Tabela 6.1 podem ser comparados com o aspecto da onda de gravidade obtida pela reconstrução tomográfica. A estimativa desses parâmetros a partir da estrutura vertical é mostrada na Figura 6.17.

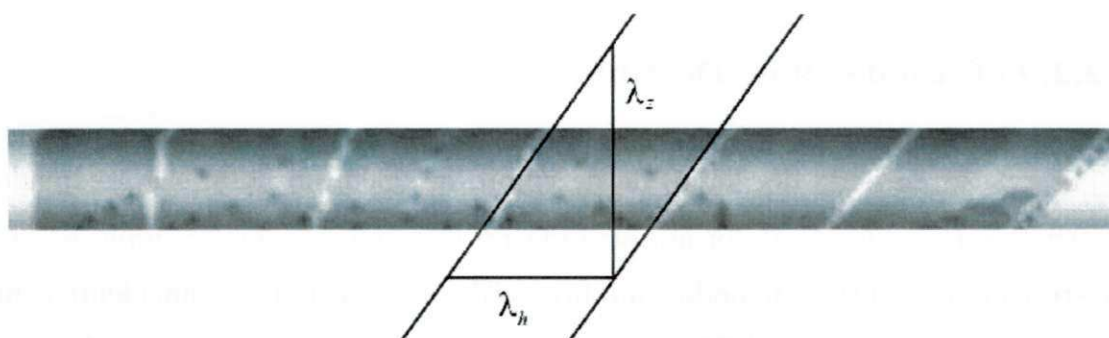


Figura 6.17 - Estimativa dos comprimentos de onda horizontal e vertical a partir da estrutura de onda vertical obtida pela tomografia para a observação de 17 de dezembro de 2006. Foi utilizada a região central da estrutura reconstruída por ser onde ocorre menos tendência de inconsistência devido às projeções de visualização.

Os resultados através da reconstrução são comparados aos parâmetros obtidos pela análise espectral/relação de dispersão na tabela abaixo.

Tabela 6.2 - Comparação entre os parâmetros obtidos pela relação de dispersão/análise espectral e pela tomografia para a onda do dia 17 de dezembro de 2006.

	λ_h (km)	λ_v (km)
Relação de dispersão/análise espectral	28,8	3,4
Reconstrução tomográfica	16,4	22,9

A camada vertical reconstruída subestima o valor de λ_h e indica um valor para λ_z bastante diferente do resultado obtido pela Teoria Linear das Ondas de Gravidade. Se observarmos a Figura 6.12 percebemos que a ausência de projeções vindas da “direita baixo” para a “esquerda alto”, direcionadas ao longo da região de reconstrução provoca uma tendência ao estimador 5.10 em obter as estruturas alinhadas aos caminhos das projeções existentes. No que se refere a estrutura de onda, o estimador conseguiu reproduzir frentes de onda que podem visual-

mente serem associadas aos picos dos perfis de intensidade extraídos das gens.

Na próxima seção será apresentado o segundo caso investigado.

6.2.2. O Caso de 19 de Dezembro de 2006

A observação da onda do dia 19 de dezembro de 2006, no horário aproximado de 02h21m (hora local) já foi apresentada no Capítulo 5 como exemplo de reconstrução de estrutura de onda com direção de observação não coincidente com a direção do segmento MO-SJC. A Figura 6.18 mostra as imagens simultâneas obtidas pelos imageadores

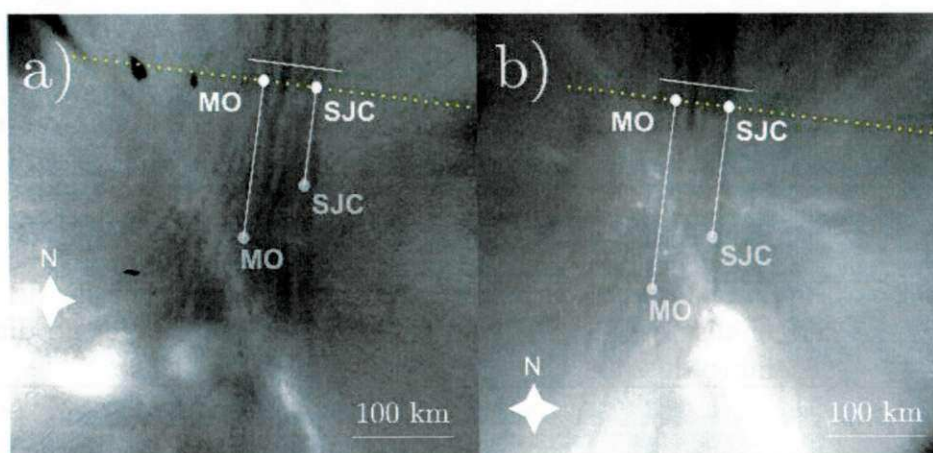


Figura 6.18 - Imagens simultâneas da observação da onda do dia 19 de dezembro de 2006: a) imagem obtida pelo imageador de MO e b) imagem a partir do imageador de SJC. Para mais detalhes, vide Capítulo 5.

Como é possível ver pelas imagens, nessa observação, a distância efetiva entre MO e SJC é a distância entre os locais, projetada na direção de propagação da onda. A configuração de observação vertical da onda é mostrada na Figura 6.19.

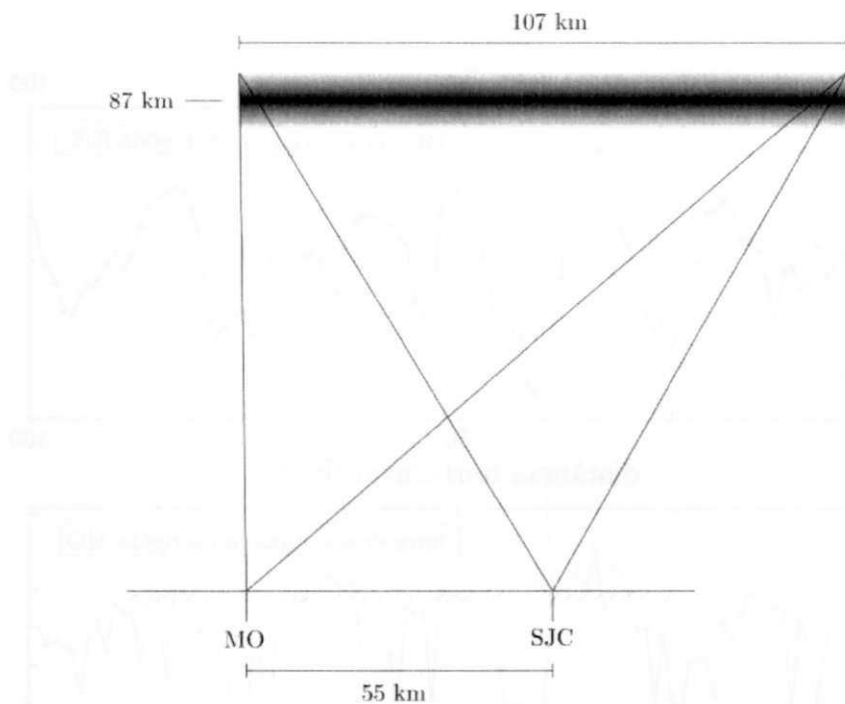


Figura 6.19 - Configuração de observação vertical da estrutura acima dos instrumentos de MO e SJC para o caso de observação da onda do dia 19 de dezembro de 2006.

Como é possível observar pela Figura 6.19, a visualização da estrutura vertical da onda se configurou de uma forma bastante antissimétrica. A partir dessa estrutura se extraiu os perfis de emissão, que após a correção para uma escala comum (método da correção das intensidades relativas do Capítulo 5), resultam os perfis mostrados na Figura 6.20.

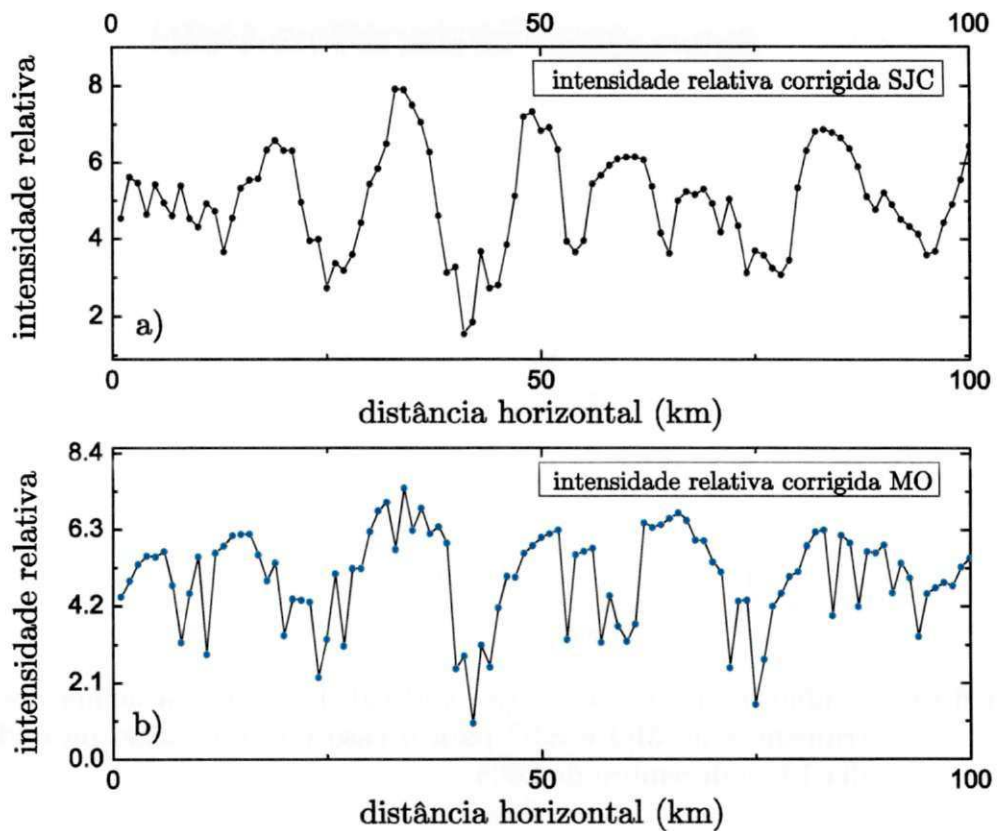


Figura 6.20 - Perfis de intensidade para a) observação em SJC e b) observações em MO, obtidos após correção dos valores inferidos pelos equipamentos para uma escala comum de intensidade relativa. Mais detalhes são encontrados no Capítulo 5.

Após a modelagem dos parâmetros envolvidos nas observações e da estrutura “a priori” da camada de emissão (Capítulo 5), obteve-se a estrutura vertical do air-glow apresentada na Figura 6.21. Essa estrutura também apresenta tendência em indicar as estruturas de onda alinhada às direções de observação (projeções) de maneira semelhante ao resultado mostrado na Figura 6.15 para as observações do dia 17 de dezembro de 2006.

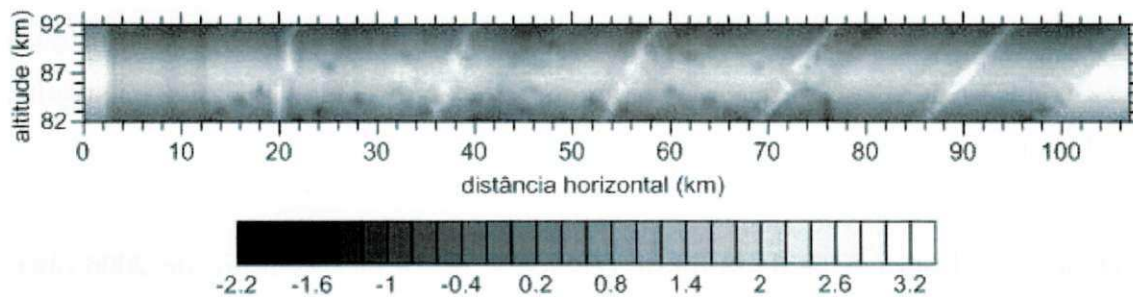


Figura 6.21 - Camada vertical de emissão obtida pela tomografia para o caso da observação da onda do dia 19 de dezembro de 2006.

Com os dados da análise espectral, do radar meteorológico e do SABER, obtemos os perfis do quadrado do número de onda vertical, do vento na direção da onda e o quadrado do período de Brünt-Väisälä mostrados na figura 6.23.

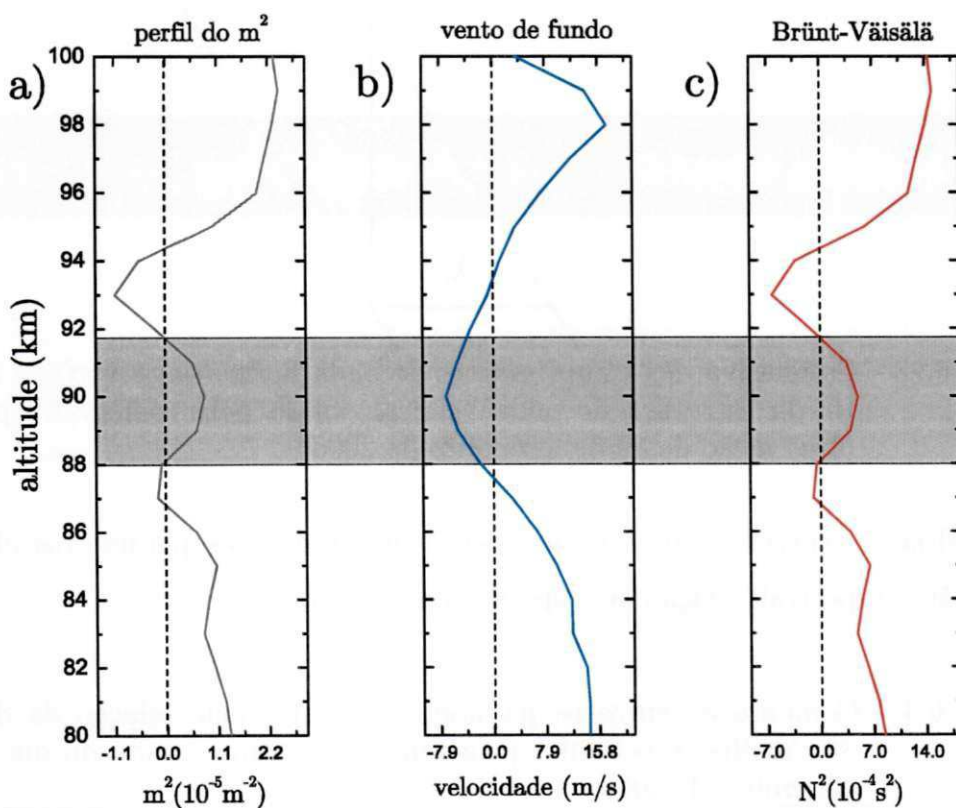


Figura 6.22 - a) Perfil do quadrado do número de onda vertical para o instante de observação da onda do dia 19 de dezembro de 2006. b) e c) são o vento na direção da onda e o perfil do quadrado da frequência de Brünt-Väisälä. O intervalo da altitude em destaque é a provável região de onde a onda ocorreu baseada na característica do m^2 .

Os parâmetros da onda calculados a partir das informações mostradas na Figura 6.22 (relação de dispersão) e na ferramenta de análise espectral são mostrados na Tabela 6.3.

Tabela 6.3 - Parâmetros da onda de gravidade de 19 de dezembro de 2006 obtidos pela análise espectral e relação de dispersão.

ϕ	λ_h	λ_v	c_{obs}	c_{int}	τ_{obs}	τ_{int}
(graus)	(km)	(km)	(m/s)	(m/s)	(min)	(min)
97,9	17,5	2,4	48,9	48,6	6,0	5,2

Para este caso também pudemos inferir os parâmetros da onda a partir da estrutura vertical obtida na reconstrução, tal como indicado na Figura 6.23.

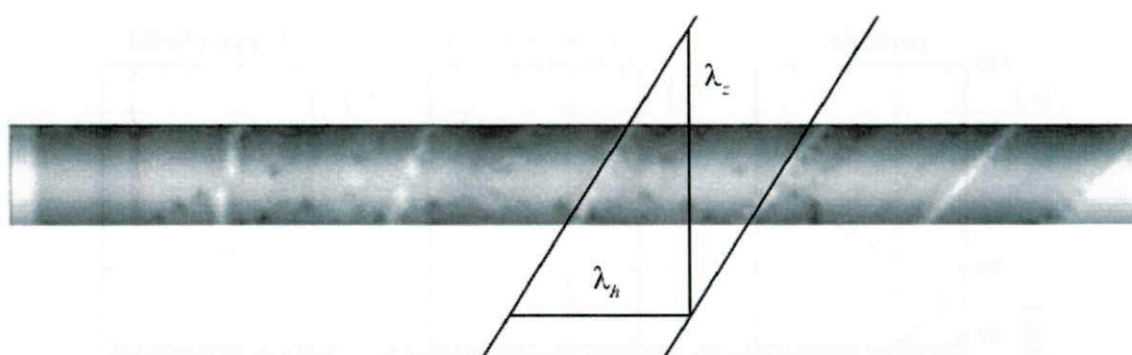


Figura 6.23 - Estimativa dos comprimentos de onda horizontal e vertical a partir da estrutura de onda vertical obtida pela tomografia para a observação de 19 de dezembro de 2006.

Os resultados através da reconstrução são comparados aos parâmetros obtidos pela análise espectral/relação de dispersão na Tabela 6.4.

Tabela 6.4 - Comparação entre os parâmetros obtidos pela relação de dispersão/análise espectral e pela tomografia para a onda do dia 19 de dezembro de 2006.

	λ_h (km)	λ_v (km)
Relação de dispersão/análise espectral	17,5	2,4
Reconstrução tomográfica	17	27

Pudemos perceber que, também para esse caso, se repetiu a mesma situação de inconsistência entre as informações obtidas a partir da tomografia e a partir da

análise espectral/relação de dispersão. A reconstrução da estrutura de onda na camada vertical de emissão pode indicar novamente detalhes interpretados como frentes da onda. No que se refere à caracterização dos parâmetros do fenômeno, novamente o método de reconstrução indicou mudanças na inclinação com a horizontal das franjas ao longo da distância horizontal da estrutura. A comparação com os parâmetros estabelecidos pela análise espectral, juntamente com a relação de dispersão nos mostra que, para a configuração de imageadores utilizadas nesse trabalho, a Tomografia Estocástica necessita de um conjunto de observações espacialmente simétricas. A utilização de pelo menos outro imageador também poderia ser uma alternativa para melhorar a aplicação da reconstrução às observações do airglow. Outro equipamento promoveria maior simetria nas observações e uma densidade maior de projeções da região de interesse da reconstrução.

the first of these is the fact that the
the second is the fact that the
the third is the fact that the
the fourth is the fact that the
the fifth is the fact that the
the sixth is the fact that the
the seventh is the fact that the
the eighth is the fact that the
the ninth is the fact that the
the tenth is the fact that the

7. Conclusões e Sugestões Para Trabalhos Futuros

O presente trabalho teve como principal motivação estudar a viabilidade da aplicação das técnicas de reconstrução tomográfica aos dados do airglow atmosférico, para estudo das estruturas de onda corriqueiramente observadas em imagens obtidas em solo das emissões. Os esforços empenhados ao longo do desenvolvimento desta dissertação buscou produzir significativo conhecimento das características básicas desse método e suas principais limitações no estudo dos fenômenos da região da MLTI.

A Teoria de Inversão Estocástica se mostrou bastante eficiente no que se refere à reconstrução das estruturas do airglow. Os testes efetuados com simulação mostram que a partir de um conjunto bem posto de imageadores observando a estrutura investigada é possível extrair informações da disposição vertical da onda de gravidade. As simulações com conjunto de três, quatro e cinco locais de observação tiveram resultados melhores, como era de se esperar devido a maior quantidade de ângulos de observação. A observação simulada com dois equipamentos, apesar de perceber as estruturas, não foi capaz de detalhar com grande precisão as frentes de onda do fenômeno.

Os resultados dos testes com dados reais de airglow, obtidos por imageadores instalados em Monteiro e São João do Cariri, foram de encontro às informações obtidas a partir das simulações. A partir da reconstrução usando dados extraídos das imagens simultâneas, se comprovou que o método aplicado em informações referentes a dois imageadores permite a reconstrução da estrutura de onda, embora tenha sido observado pelas simulações que a Tomografia Estocástica fornece informações verticais da estrutura menos precisas à medida que se diminuem os ângulos de observação. Para os dados reais, os parâmetros inferidos pela tomografia são diferentes com relação à análise espectral e relação de dispersão. Vale ressaltar que, para uma estimação mais precisa da estrutura vertical da onda este trabalho concluiu que um conjunto de três imageadores permite condições mais satisfatórias para o estudo dos fenômenos. Baseado nos

resultados se conclui que outros métodos aplicados em conjunto com a Inversão Estocástica, como a regularização dos valores da intensidade e estabilização computacional do resultado, promovem um resultado final mais realístico.

Para trabalhos futuros, um melhor estudo quanto à instalação dos imageadores deve ser feito, ampliando a eficácia da captura simultânea das estruturas de onda. Esta consideração tem como objetivo promover uma melhor condição na aquisição das imagens, levando em consideração a direção preferencial de propagação dos fenômenos na região de estudo, otimizando a disposição em solo dos equipamentos. A compatibilidade dos equipamentos também deve ser levada em consideração, visto que quanto mais semelhantes forem os imageadores melhores serão as imagens simultâneas obtidas.

Por fim, fica como sugestão deste trabalho que os algoritmos de reconstrução algébrica devam ser mais amplamente estudados para a aplicação da tomografia, já que estes métodos no passado foram muito bem empregados em estudos ionosféricos. Os ART's (do inglês: "Algebraic Reconstruction Techniques") podem desempenhar papel fundamental no auxílio da Inversão Estocástica ou até mesmo ser usada como ferramenta principal na obtenção de informação a partir de projeções das informações obtidas das emissões do airglow.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDERSON, D. S. **Estimation of intrinsic gravity wave parameters from multiple, ground-based observations of a single mesospheric airglow emission.** Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica). University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana-Champaign, EUA. 109 p. 2008.

ANDERSON, D. S.; SWENSON, G.; KAMALABADI, F.; LIU, A. Tomographic imaging of airglow from airborne spectroscopic measurements. **Applied optics**, v. 47, n. 13, p. 2510-9, 1 maio 2008.

BARTH, C. A. Three-body reaction, **Ann. Geophys**, v.20, p.182-198, 1964.

BATES, C. A.; NICOLET M. The photochemistry of atmospheric water vapor, **J. Geophys. Res.**, v. 55, n.3, p. 301-319, 1950.

BATISTA, PAULO P; CLEMESHA, BARCLAY R; SIMONICH, DALE M; *et al.* Simultaneous lidar observation of a sporadic sodium layer, a "wall" event in the OH and OI5577 airglow images and the meteor winds. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 12-14, p. 1327-1335, 2002.

BAKER, D.; STAIR JR A. T. Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow, **Physica Scripta**, v.37, .4, p.611, 1988.

BEER, T.; TOLSTOY, I. Atmospheric Waves. **Physics Today**, v. 28, n. 11, 1975.

BILLS, R. E.; GARDNER, CHESTER S. Lidar observations of the mesopause region temperature structure at Urbana. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D1, p. 1011-1021, 1993.

BROWN, L. B.; GERRARD, A J; MERIWETHER, J W; MAKELA, J J. All-sky imaging observations of mesospheric fronts in OI 557.7 nm and broadband OH airglow emissions: Analysis of frontal structure, atmospheric background conditions, and potential sourcing mechanisms. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, n. D19, 2004.

BURITI, R. A. C. Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em Shigaraki (35° N, 136° L), Japão. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 17, n. 1, p. 95-96, mar 1999.

BURNSIDE, R. G.; TEPLEY, C. A.; SULZER, M. P. *et al.* The neutral thermosphere at Arecibo during geomagnetic storms. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A2, p. 1289-1301, 1991.

CHAPMAN, S. Some phenomena of upper atmosphere. **Proceedings of Royal Society A.**, v. 132, p. 353-374, 1931.

CHIMONAS, G.; HINES, C O. Doppler Ducting of Atmospheric Gravity Waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. D1, p. 1219-1230, 1986.

CIERPKA, K.; KOSCH, M. J.; HOLMA, H.; KAVANAGH, A. J.; HAGFORS, T. Novel Fabry-Perot interferometer measurements of F-region ion temperature. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 6, p. n/a-n/a, 2003.

CLEMESHA, B R. Sporadic neutral metal layers in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 57, n. 7, p. 725-736, 1995.

CLEMESHA, B R; VESELOVSKII, I.; BATISTA, P P; JORGE, M. P. P. M.; SIMONICH, D M. First mesopause temperature profiles from a fixed southern hemisphere site. **Geophysical Research Letters**, v. 26, n. 12, p. 1681-1684, 1999.

DAO, P. D.; FARLEY, R.; TAO, X.; GARDNER, CHESTER S. Lidar observations of the temperature profile between 25 and 103 km: Evidence of strong tidal perturbation. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 20, 1995a.

DAO, P. D.; FARLEY, R.; TAO, X.; GARDNER, CHESTER S. Lidar observations of the temperature profile between 25 and 103 km: Evidence of strong tidal perturbation. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 20, p. 2825, 1995b.

DEWAN, E. M.; GOOD, R. E. Saturation and the "Universal" Spectrum for Vertical Profiles of Horizontal Scalar Winds in the Atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. D2, p. 2742-2748, 1986.

DEWAN, E. M.; PICARD, R. H. Mesospheric bores. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D6, p. 6295-6305, 1998.

DEWAN, E. M.; PICARD, R. H. On the origin of mesospheric bores. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. D3, p. 2921-2927, 2001.

DOE, R. A.; KELLY, J. D.; SEMETER, JOSHUA L; STEELE, D. P. Tomographic reconstruction of 630.0 nm emission structure for a polar cap arc. **Geophysical Research Letters**, v. 24, n. 9, p. 1119-1122, 1997.

EGITO, F. G. **Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7,4° S; 36,5° W)**. Dissertação (Mestrado em Física). Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 122 p. 2009.

FECHINE, J. **Estudo de frentes mesosféricas na região equatorial**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 313 p. 2008

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, 130 p. 2004.

FEHMERS, G. C.; KAMP, L. P. J.; SLUIJTER, F. W.; SPOELSTRA, T. A. T. A model-independent algorithm for ionospheric tomography 1. Theory and tests. **Radio Science**, v. 33, n. 1, p. 149-163, 1998.

FORBES, J M; HAGAN, M. E.; ZHANG, X.; HAMILTON, K. Upper atmosphere tidal oscillations due to latent heat release in the tropical troposphere. **Annales Geophysicae**, v. 15, n. 9, p. 1165-1175, 1997.

FORBES, JEFFREY M; GU, J.; MIYAHARA, S. On the interactions between gravity waves and the diurnal propagating tide. **Planetary and Space Science**, v. 39, n. 9, p. 1249-1257, 1991.

FRANCIS, S. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 37, n. 6-7, p. 1011-1054, 1975.

FREY, H. U.; FREY, S.; BAUER, O. H.; HAERENDEL, G. Three-dimensional reconstruction of the auroral arc emission from stereoscopic optical observations. **Proceedings of SPIE**. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?PSI/2827/142/1&Agg=doi>>. Acesso em: 4 jul. 2012. , 1996

FREY, H. U.; FREY, S.; LANCHESTER, B. S.; KOSCH, M. Optical tomography of the aurora and EISCAT. **Annales Geophysicae**, v. 16, n. 10, p. 1332-1342, 1998.

FREY, S.; FREY, H. U.; CARR, D. J.; BAUER, O. H.; HAERENDEL, G. Auroral emission profiles extracted from three-dimensionally reconstructed arcs. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. A10, p. 21731-21741, 1996.

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 41, n. 1, p. 1 - 64, 2003.

FRITTS, D. C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations. **Reviews of Geophysics**, v. 22, n. 3, p. 275, 1984.

FRITTS, D. C. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 41, n. 1, p. 1-64, 2003.

FRITTS, D. C.; DUNKERTON, T. J. Fluxes of Heat and Constituents Due to Convectively Unstable Gravity Waves. **Journal of The Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 6, p. 549-556, 1985a.

FRITTS, D. C.; NASTROM, G. D. Sources of Mesoscale Variability of Gravity Waves. Part II: Frontal, Convective, and Jet Stream Excitation. **Journal of The Atmospheric Sciences**, v. 49, n. 2, p. 111-127, 1992.

FRITTS, D. C.; VINCENT, ROBERT A. Mesospheric Momentum Flux Studies at Adelaide, Australia: Observations and a Gravity Wave-Tidal Interaction Model. **Journal of The Atmospheric Sciences**, v. 44, n. 3, p. 605-619, 1987.

FRITTS, D. C.; RASTOGI, P. K. Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations. **Radio Science**, v. 20, n. 6, p. 1247-1277, 7 nov 1985.

FULLER-ROWELL, T. J. The impact of gravity waves on nitric oxide in the lower thermosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics**, v. 56, p. 1387-1398, 1994.

GARCIA, F. J.; TAYLOR, M J; KELLEY, M C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow imagedata. **Applied Optics**, v. 36, n. 29, 1997.

GARDNER, CHESTER S. Diffusive filtering theory of gravity wave spectra in the atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D10, p. 20601-20622, 1994.

GAULT, W. A.; BROWN, S.; MOISE, A. *et al.* ERWIN: an E-region wind interferometer. **Appl. Opt.**, v. 35, n. 16, p. 2913-2922, jun 1996.

GERRARD, ANDREW J; KANE, T. J.; ECKERMANN, S. D.; THAYER, J. P. Gravity waves and mesospheric clouds in the summer middle atmosphere: A comparison of lidar measurements and ray modeling of gravity waves over Sondrestrom, Greenland. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, n. D10, 2004.

GOSSARD, E. E.; HOOKE, W. H. Waves in the atmosphere: Atmospheric infrasound and gravity waves - Their generation and propagation. 1975.

GREER, R. G. H.; LLEWELLYN, E. J.; SOLHEIM, B. H.; WITT, G. The excitation of O₂ in the nightglow, **Planet. Space Sci.**, v. 29, n. 4, p. 383-389, 1981.

HAPGOOD, M. A.; TAYLOR, M J. Analysis of airglow image data. v. 38, p. 805-813, 1982.

HARGREAVES, J. K. The solar-terrestrial environment. An introduction to geospace - the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere. 1992.

HART, V. P.; DOYLE, T. E.; TAYLOR, M. J. *et al.* Three-dimensional tomographic reconstruction of mesospheric airglow structures using two-station ground-based image measurements. **Applied optics**, v. 51, n. 7, p. 963-74, 1 mar 2012.

HECHT, J. H.; WALTERSCHEID, R. L.; HICKEY, M. P.; FRANKE, S. J. Climatology and modeling of quasi-monochromatic atmospheric gravity waves observed over Urbana Illinois. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. D6, p. 5181-5195, 2001.

HECHT, J. H.; WALTERSCHEID, R. L.; ROSS, M. N. First Measurements of the Two-Dimensional Horizontal Wave Number Spectrum from CCD Images of the Nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A6, p. 11449-11460, 1994.

HERSE, M. Waves in the OH emissive layer. **Science**, v. 225, n. 4658, p. 172-174, 1984.

HERSÉ, M.; MOREELS, G.; CLAIREMIDI, J. Waves in the OH emissive layer: photogrammetry and topography. **Applied Optics**, v. 19, n. 3, p. 355-362, 1980.

HERTZOG, A.; SOUPRAYEN, C.; HAUCHECORNE, A. Observation and backward trajectory of an inertio-gravity wave in the lower stratosphere. **Annales Geophysicae**, v. 19, n. 9, p. 1141-1155, 2001.

HINES, C. O. **The Upper Atmosphere in Motion**. Washington, D. C.: American Geophysical Union, 1974. v. 18

HINES, C. O. Internal Atmospheric Gravity Waves At Ionospheric Heights. **Canadian Journal of Physics**, v. 38, n. 11, p. 1441-1481, nov 1960.

HINES, COLIN O. The Saturation of Gravity Waves in the Middle Atmosphere. Part II: Development Of Doppler-Spread Theory. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 48, n. 11, p. 1361-1379, jun 1991.

HUANG, T. Y.; HUR, H.; TUAN, T. F. *et al.* Sudden narrow temperature-inversion-layer formation in ALOHA93 as a critical-layer-interaction phenomenon. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D6, p. 6323-6332, 1998.

HUMAN SPACE FLIGHT NASA (site). Foto realizada pela tripulação da Estação Espacial Internacional (ISS). Disponível em:
< <http://spaceflight.nasa.gov/> >. Acesso em: 10 abr. 2012.

ISLER, J. R.; TAYLOR, MICHAEL J; FRITTS, D. C. Observational evidence of wave ducting and evanescence in the mesosphere. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 102, n. D22, p. 26301-26313, 1997.

JOHNSTON, J. E.; BROADFOOT, A. L. Midlatitude Observations of the Night Airglow: Implications to Quenching Near the Mesopause. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. 93, p. 21593 - 21603, 1993.

KAMALABADI, F.; BUST, G. S.; DYMOND, K. *et al.* Tomographic studies of aeronomic phenomena using radio and UV techniques. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 12-14, p. 1573-1580, ago 2002.

KAMALABADI, F.; KARL, W. C.; SEMETER, J. L. *et al.* A statistical framework for space-based EUV ionospheric tomography. **Radio Science**, v. 34, n. 2, p. 437, 1999.

KIRCHENGAST, G.; HOCHE, K.; SCHLEGEL, K. The gravity wave-TID relationship: insight via theoretical model - EISCAT data comparison. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 1, p. 233-243, 1996.

KLENERMAN, D.; SMITH, I. Infrared chemiluminescence studies using a sisam spectrometer-reactions producing vibrationally excited OH, **Journal of the Chemical Society-Faraday Transactions II**, v. 83, p.229-241, 1987.

KRASSOVSKY, V. I. Atlas of Airglow Spectrum 3000-12400 Angstrom. **Planet. Space Sci.**, v. 9, n. 6, p. 883 - 915, 1962.

LIMA, L. M. **Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do hemisfério Sul.** 245 p. (INPE-12346-TDI/995). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004-02-19 2004. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/03.17.10.49>>. Acesso em: 10 mar. 2012.

LINDZEN, R. S. Thermally driven diurnal tide in the atmosphere. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 93, n. 395, p. 18-42, jan 1967.

LINDZEN, R. S. Turbulence and Stress Owing to Gravity Wave and Tidal Breakdown. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. C10, p. 9707-9714, 1981.

LOWE, R. P.; TURNBULL, D. N. Comparison of ALOHA93, ANLC-93 and ALOHA90 observations of the hydroxyl rotational temperature and gravity wave activity. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 20, p. 2813-2816, 1995.

LUCENA, M. C. **Programa de Redução de Dados do Satélite TIMED/SABER**. 2012.

MAEKAWA, R. **Development multi-color all sky airglow CCD imaging system**. Kyoto: University, Dec, 1998. RASC Research Report.

MAKELA, J. J.; LOGNONNÉ, P.; HÉBERT, H. *et al.* Imaging and modeling the ionospheric airglow response over Hawaii to the tsunami generated by the Tohoku earthquake of 11 March 2011. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 13, 7 jul 2011.

MCLANDRESS, C. On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models. **Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics**, v. 60, n. 14, p. 1357-1383, 1998.

MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 187 p. 2004.

MEDEIROS, A F; TAYLOR, M J; TAKAHASHI, H; BATISTA, P P; GOBBI, D. An unusual airglow wave event observed at Cachoeira Paulista 23° S. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 10, p. 1749-1754, 2001.

MEDEIROS, A. F. ; TAKAHASHI, H. ; BUTITI, R. A. ; FECHINE, J. ; WRASSE, C. M. ; GOBI, D. MLT Gravity wave climatology in the South America equatorial region observed by airglow imager. **Annales Geophysicae**. v. 25, p. 399-406, 2007.

MEEK, C. E.; REID, I M; MANSON, A. H. Observations of mesospheric wind velocities: 1. Gravity-wave horizontal scales and phase velocities determined from spaced wind observations. **Radio Science**, v. 20, n. 6, p. 1363-1382, 1985.

MEINEL, A. B. OH emission bands in the spectrum of the night sky (I). **Astrophysical Journal**, v. 111, p. 555-564, 1950.

MELO, S. M. L.; LOWE, R. P.; TAKAHASHI, HISAO. The nocturnal behavior of the hydroxyl airglow at the equatorial and low latitudes as observed by WINDII: Comparison with ground-based measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A11, p. 24657-24665, 1999.

MIYAHARA, S. Suppression of stationary planetary waves by internal gravity waves in the mesosphere. **Journal of The Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 1, p. 100-112, 1985.

MUNASINGHE, G.; HUR, H.; HUANG, T. Y.; BHATTACHRYYA, A.; TUAN, T. F. Application of the dispersion formula to long- and short-period

gravity waves: Comparisons with ALOHA93 data and an analytical model. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D6, p. 6467-6481, 1998.

NAKAMURA, T.; AONO, T.; TSUDA, T. *et al.* Mesospheric gravity waves over a tropical convective region observed by OH airglow imaging in Indonesia. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 17, 2003.

NAPPO, C. J. An introduction to atmospheric gravity waves. 2002.

NYGRÉN, T.; KAILA, K.; MARKKANEN, M.; LEHTINEN, M. Tomographic inversion of auroral camera of photometer observations. **Advances in Space Research**, v. 19, n. 4, p. 639-642, jan 1997.

NYGRÉN, T.; TAYLOR, M. J.; LEHTINEN, M. S.; MARKKANEN, M. Application of tomographic inversion in studying airglow in the mesopause region. **Annales Geophysicae**, v. 16, n. 10, p. 1180-1189, 1998.

NYGRÉN, T.; TERESHCHENKO, E. D.; KHUDUKON, B. Z. *et al.* Manifestations of field-aligned currents in tomographic observations of the ionospheric F region. **Advances in Space Research**, v. 26, n. 6, p. 939-942, jan 2000.

PAULINO, A. R. S. **Maré lunar observada com radar meteórico em três latitudes no Brasil**. 97 p. (INPE-16680-TDI/1625). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010-02-19 2010. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2010/02.04.15.32>. Acesso em: 20 mar. 2012.

PAULINO, I. **Estudo da Propagação de Ondas de Gravidade na Termosfera-Ionosfera**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 232 p. 2012.

PAVELIN, E.; WHITEWAY, J. A. Gravity wave interactions around the jet stream. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 21, p. 2024, 2002.

PETERSON, A. W.; KIEFFABER, L. M. Infrared Photography of OH Airglow Structures. **Nature**, v. 242, n. 5396, p. 321-322, 1973.

PITTEWAY, M. L. V.; HINES, C O. The reflection and ducting of atmospheric acoustic-gravity waves. **Canadian Journal of Physics**, v. 43, 1965.

PLACKE, M.; STOBER, G.; JACOBI, C. Gravity wave momentum fluxes in the MLT - Part I: Seasonal variation at Collm (51.3°N, 13.0°E). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 73, n. 9, p. 904-910, jun 2011.

RIGGIN, D.; FRITTS, D. C.; FAWCETT, C. D.; KUDEKI, E. Observations of inertia-gravity wave motions in the stratosphere over Jicamarca, Peru. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 23, 1995.

SEMETER, J.; MENDILLO, M. A nonlinear optimization technique for ground-based atmospheric emission tomography. **IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing**, v. 35, n. 5, p. 1105-1116, 1997.

SEMETER, J.; KAMALABADI, F. A natural pixel decomposition for tomographic imaging of the ionosphere. **Speech and Sig. Proc ICASSP 98**, v. 1, n. 1, p. 2913-2916, 10 fev 1998.

SEYLER, C. E. Internal waves and undular bores in mesospheric inversion layers. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, n. D9, 2005.

SHE, C Y; YU, J. R.; HUANG, J. W.; NAGASAWA, C.; GARDNER, C S. Na temperature lidar measurements of gravity wave perturbations of wind, density and temperature in the mesopause region. **Geophysical Research Letters**, v. 18, n. 7, p. 1329-1331, 1991.

SHE, C. Y. Concurrent OH imager and sodium temperature/wind lidar observation of a mesopause region undular bore event over Fort Collins/Platteville, Colorado. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, n. D22, p. D22107, 2004.

SIVJEE, G. G.; WALTERSCHEID, R. L. Six-hour zonally symmetric tidal oscillations of the winter mesopause over the South Pole Station. **Planetary and Space Science**, v. 42, n. 6, p. 447-453, 1994.

SMITH, S. M.; TAYLOR, MICHAEL J; SWENSON, GARY R; *et al.* A multidagnostic investigation of the mesospheric bore phenomenon. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A2, 2003.

SWENSON, G R; QIAN, J.; PLANE, J. M. C. *et al.* Dynamical and chemical aspects of the mesospheric Na "wall" event on October 9, 1993 during the Airborne Lidar and Observations of Hawaiian Airglow (ALOHA) campaign. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, p. 6361-6380, 1998.

SWENSON, GARY R; MENDE, S. B. OH emission and gravity waves (including a breaking wave) in all-sky imagery from Bear Lake, UT. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 20, p. 2239-2242, 1994.

SWENSON, GARY; TANG, J.; KAMALABADI, FARZAD; FRANKE, S. Methods of deducing intrinsic measurements of high frequency Atmospheric Gravity Waves (AGWs). **Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere**, v. 5979, p. 59790V-59790V-9, 6 out 2005.

TAKAHASHI, H; BATISTA, P P; BURITI, R A; *et al.* Simultaneous measurements of airglow OH emission and meteor wind by a scanning photometer and the radar. **Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics**, v. 60, n. 17, p. 1649-1668, 1998.

TAKAHASHI, H; BATISTA, P P; BURITI, R A; *et al.* Response of the airglow OH emission, temperature and mesopause wind to the atmospheric wave propagation over Shigaraki, Japan. **Earth and Planetary Science Letters**, v. 51, p. 863-875, 1999.

TAKAHASHI, H; CLEMESHA, B R; SAHAI, Y. Nightglow OH (8, 3) band intensities and rotational temperature at 23 S. **Planetary and Space Science**, v. 22, n. 9, p. 1323-1329, 1974.

TAYLOR, M J; BISHOP, M. B.; TAYLOR, V. All-sky measurements of short period waves imaged in the OI(557.7 nm), Na(589.2 nm) and near infrared OH and O₂(0,1) nightglow emissions during the ALOHA93 campaign. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 20, p. 2833-2836, 1995.

TAYLOR, M J; EDWARDS, R. Observations of short period mesospheric wave patterns - In situ or tropospheric wave generation? **Geophysical Research Letters**, v. 18, n. 7, p. 1337-1340, 1991.

TAYLOR, M J; GARCIA, F. J. A two-dimensional spectral analysis of short period gravity waves imaged in the OI(557.7 nm) and near infra red OH nightglow emissions over Arecibo, Puerto Rico. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 18, p. 2473-2476, 1995.

TAYLOR, M.J.; HAPGOOD, M. A. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. **Planetary and Space Science**, v. 36, n. 10, p. 975-985, out 1988.

TARANTOLA, A. **Inverse problem theory and Methods for Model Parameter Estimation**. Philadelphia: SIAM, 2005. p. 342

THAYAPARAN, T. The terdiurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere over London, Canada (43°N, 81°W). **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D18, p. 21695-21708, 1997.

TIMED WEB SITE. **Dados do equipamento SABER e informações do satélite TIMED**. Disponível em: <<http://saber.gats-inc.com>>. Acesso em: 04 jun. 2005.

TIMED WEB SITE. **Dados do equipamento SABER e informações do satélite TIMED**. Disponível em: <<http://saber.gats-inc.com>>. Acesso em: 10 ago. 2007.

VANZANDT, T.; FRITTS, D. Spectral Estimates of Gravity Wave Energy and Momentum Fluxes. In: THRANE, E.; BLIX, T.; FRITTS, D. (Eds.). **Coupling Processes in the Lower and Middle Atmosphere**. Springer Netherlands, 1993. v. 387p. 261-290.

VINCENT, R A; REID, I M. HF DOPPLER MEASUREMENTS OF MESOSPHERIC GRAVITY-WAVE MOMENTUM FLUXES. **Journal of The Atmospheric Sciences**, v. 40, n. 5, p. 1321-1333, 1983.

WEINSTOCK, J. Finite Amplitude Gravity Waves: Harmonics, Advective Steepening and Saturation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 43, n. 7, p. 688-704, abr 1986.

WITT, G.; STEGMAN, J.; SOLHEIM, B. H.; LLEEWELLYN, E. J. A measurement O₂ atmospheric band and the OI(1S) green line in the nightglow, **Planet. Space Sci.**, v. 30, p. 341-350, 1979.

WRAIGHT, P. C. Association of atomic oxygen and airglow excitation mechanism, **Planet. Space Sci.**, v. 30, p. 251-259, 1982.

WRASSE, C. M. **Estudos de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. 253 p. (INPE-12249-TDI/978). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004-03-19 2004. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/05.24.10.59>>. Acesso em: 12 mar. 2012.

WRASSE, C. M.; NAKAMURA, T.; TAKAHASHI, H; *et al.* Mesospheric gravity waves observed near equatorial and low-middle latitude stations: wave characteristics and reverse ray tracing results. **Annales Geophysicae**, v. 24, n. 12, p. 3229-3240, 21 dez 2006a.

WRASSE, C. M.; NAKAMURA, T.; TSUDA, T. *et al.* Reverse ray tracing of the mesospheric gravity waves observed at 23°S (Brazil) and 7°S (Indonesia) in airglow imagers. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, n. 2, p. 163-181, 2006b.

WRASSE, C. M.; RODRIGUES, I. **Programa de Calibração de Imagens All-Sky**. 2008.