

RESUMO

Este trabalho tem por objetivo o estudo da atividade de ondas de gravidade na estratosfera terrestre, região entre 20 e 35 km de altitude, utilizando perfis de temperatura obtidos através da técnica de ocultação de sinais do *Global Position System* (GPS). As ondas de gravidade desempenham um papel importante no transporte de momentum e energia entre a baixa e a média atmosfera (10 e 100 km de altura). A investigação das ondas de gravidade tem sido realizada ao longo de quatro décadas, e poucos estudos conseguiram identificar com sucesso os mecanismos de geração destas ondas na baixa atmosfera. Este fenômeno ondulatório tem sido observado através de técnicas de radar de vento, instrumentos ópticos de solo e a bordo de satélites, e através do monitoramento das camadas de emissões da aeroluminescência noturna. Nos últimos 5 anos, o Sistema de Posicionamento Global vem sendo explorado por cientistas no estudo da atmosfera terrestre através da técnica de rádio ocultação de sinais de GPS. Este novo método permite obter perfis verticais de temperatura, pressão, vapor d'água e índices de refração da atmosfera entre 2 e 35 km de altura. Com estas informações é possível estudar a variabilidade da temperatura que está associada à propagação de ondas de gravidade na atmosfera. O presente trabalho apresenta a teoria envolvida na técnica de rádio ocultação de GPS, bem como a estrutura e o processamento dos dados do satélite CHAMP, o qual fornece os dados de rádio ocultação utilizados neste estudo. A teoria das ondas de gravidade e a metodologia empregada na determinação da atividade de estas ondas na estratosfera também são apresentadas. Por fim, são apresentados os resultados e as conclusões da atividade de ondas de gravidade observadas sobre a América do Sul entre os anos de 2001 e 2005.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1	INTRODUÇÃO	7
CAPÍTULO 2	A TEORIA DA RÁDIO OCULTAÇÃO DE GPS	9
2.1	A Geometria da Rádio Ocultação	10
2.2	Técnicas Traçadoras de Raio	13
2.3	O Caso da Simetria Esférica: A Transformada de Abel	21
2.4	Refratividade Atmosférica	22
2.5	A Recuperação das Observáveis Atmosféricas	24
2.5.1	A Recuperação de Perfis de Temperatura e Pressão	25
2.5.2	A Recuperação de Perfil de Vapor d'água	27
2.5.3	A Recuperação de Perfil de Densidade Eletrônica	28
2.5.4	A Recuperação de TEC	28
2.6	As Vantagens da Técnica de Rádio Ocultação	29
CAPÍTULO 3	O SATÉLITE CHAMP	31
3.1	Infra-estrutura para Análise de Dados de Rádio Ocultação	33
3.2	Análise de Dados de Rádio Ocultação	34
3.3	Recuperação dos Perfis Verticais da Atmosfera Neutra pela GFZ	35
3.4	Recuperação dos Perfis Verticais de Densidade de Elétrons pela GFZ	36
CAPÍTULO 4	ATIVIDADE DE ONDAS DE GRAVIDADE NA ESTRATOSFERA TERRESTRE	39
4.1	Cálculo da Densidade de Energia das Ondas de Gravidade	39
4.2	Metodologia para Determinar a Atividade de Ondas de Gravidade	41
4.3	Resultados da Atividade de Ondas de Gravidade na América do Sul	46
CAPÍTULO 5	CONCLUSÕES	55
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	57

LISTA DE FIGURAS

Pág.

- 2.1 A geometria do caminho do raio para a configuração LEO-GPS. O ângulo máximo de curvatura α , numa incidência rasante à superfície da Terra, é cerca de 1° para o ar seco. A diferença máxima entre b e r_0 , a distância rasante do raio real, é cerca de 60 km.
FONTE: Melbourne et al. (1994). 11
- 2.2 Modelo *casca de cebola* da refração atmosférica. O gradiente do índice de refração é assumido como sendo constante dentro de cada camada. A continuidade na refractividade é exigida nas fronteiras onde a lei de Snell é aplicada. Começando numa taxa de sondagem de 3 Hz na alta atmosfera e reduzindo para 1 Hz na baixa troposfera, o número total de camadas (m) seria aproximadamente 100. A espessura das camadas seria em torno de 1 km.
FONTE: Melbourne et al. (1994). 15
- 2.3 O raio traçado através de uma atmosfera estratificada. O caminho do raio atravessa a *i-ésima* camada na sua melhor aproximação e os n_i são determinados sequencialmente pela *i-ésima* observação Doppler e pelas condições de contorno, usando os valores de n previamente determinados para as camadas superpostas.
FONTE: Melbourne et al. (1994). 17
- 3.1 Perfis verticais de (a) temperatura seca e (b) umidade específica calculadas a partir da ocultação número 5 em 11 de fevereiro de 2001 sobre o Atlântico Sul ($53,2^\circ\text{S}$; $0,5^\circ\text{O}$; 19:43 UT) comparadas com dados do ECMWF e NCEP.
FONTE: Wickert et al. (2001a). 32
- 3.2 Comparação estatística entre perfis verticais de temperatura seca, calculados a partir de medidas do CHAMP, e análises de 6-horas da ECMWF durante o período de 19 a 21 de abril de 2001. As diferenças (CHAMP - ECMWF) são traçadas para (a) 166 perfis no hemisfério norte ($> 30^\circ\text{N}$), (b) 118 perfis em baixas latitudes ($30^\circ\text{N} - 30^\circ\text{S}$) e (c) 154 perfis no hemisfério sul ($< 30^\circ\text{S}$).
FONTE: Wickert et al. (2001a). 32

3.3	Ilustração da infra-estrutura operacional para as medidas, recepção, transferência, análise e distribuição dos dados de rádio ocultação do CHAMP. FONTE: Wickert et al. (2002).	33
4.1	(A) Perfil da temperatura observado no dia 17/08/2004 na região nordeste do Brasil (4,05°S; 34,05°O) em torno das 13:26 UT. (B) Flutuação da temperatura. (C) Freqüência de Brunt-Väisälä ao quadrado. (D) Energia potencial entre 20 e 35 km de altura.	42
4.2	Energia potencial integrada para diversos intervalos de altura durante a primavera de 2002.	43
4.3	Resultados encontrados utilizando da metodologia descrita neste estudo. (A) Rádio Ocultações ocorridas durante a primavera de 2002. (B) Energia Potencial entre 20 e 30 km de altura. (C) Altura da Tropopausa. (D) Temperatura na Tropopausa.	45
4.4	Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2001.	48
4.5	Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2002.	49
4.6	Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2003.	50
4.7	Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2004.	51
4.8	Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2005.	52

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

As ondas de gravidade vêm recebendo crescente atenção devido ao seu importante papel no transporte de energia e momentum entre a baixa e a média atmosfera, a qual altera a estrutura da temperatura e a circulação geral nesta região (Takahashi et al., 1999). Estudos mostram que as ondas de gravidade são as maiores causadoras de flutuações de mesoescala na atmosfera.

As fontes de geração das ondas de gravidade incluem fenômenos meteorológicos como as frentes frias, os sistemas convectivos, vento soprando sobre montanhas, entre outros. A maioria das fontes de geração encontra-se na troposfera (Fritts e Nastrom, 1992). Nos trópicos, a geração das ondas de gravidade está associada à convecção profundas, que por sua vez geram grandes nuvens do tipo cumulus nimbus.

As ondas de gravidade também são responsáveis pelo acoplamento dinâmico entre as camadas da atmosfera. Durante as últimas décadas, radares Very High Frequency (VHF), de Laser, entre outros instrumentos, têm sido utilizados para caracterizar as ondas de gravidade. Apesar destes instrumentos apresentarem boa resolução temporal e espacial, a rede destes equipamentos de solo encontra-se muito dispersa para se ter uma cobertura global. As observações realizadas por satélites são capazes de produzir uma grande cobertura global, porém não apresentam uma boa resolução espacial (Wu e Waters, 1996a,b). Contudo, estas medidas podem fornecer uma distribuição quantitativa da atividade das ondas de gravidade. Recentemente, Tsuda et al. (2000) utilizou dados do satélite GPS-MET para realizar uma análise global da atividade de ondas de gravidade na estratosfera. Ratnam et al. (2004) apresentou os primeiros resultados da variação sazonal da atividade de ondas de gravidade para o ano de 2002, utilizando os dados do satélite CHAMP.

Neste contexto, o presente trabalho visa apresentar um estudo da atividade de ondas de gravidade na estratosfera inferida através da técnica de rádio ocultação de GPS sobre a América do Sul. No Capítulo 2 é apresentada a teoria envolvida na técnica da rádio ocultação de GPS. O Capítulo 3 apresenta a estrutura e o processamento dos dados do satélite CHAMP, bem como a disponibilidade dos dados de rádio ocultação. No Capítulo 4 é apresentada a teoria e a metodologia empregada na determinação da energia potencial na estratosfera terrestre. Neste capítulo também são apresentados os resultados da variação sazonal da atividade de ondas de gravidade na estratosfera sobre a América do Sul entre os anos de 2001 à 2004. Por fim, no Capítulo 5 são delineadas as

CAPÍTULO 2

A TEORIA DA RÁDIO OCULTAÇÃO DE GPS

A rádio ocultação atmosférica surgiu com os primeiros vôos interplanetários. Os cientistas, procurando obter o máximo de informação na passagem das naves interplanetárias no sistema solar, notaram que ao passar atrás dos planetas os sinais de rádio destas naves eram sistematicamente refratados pela atmosfera. Desta forma iniciou-se o desenvolvimento de metodologias para deduzir as propriedades atmosféricas a partir dos efeitos observados nos sinais de rádio, tais como o deslocamento Doppler, a atenuação e cintilação. Através da rádio ocultação tem-se sondado atualmente a atmosfera e algumas propriedades de superfície de vários planetas, além de suas luas e sistemas de anéis que circundam alguns planetas (Fishbach, 1965; Lindal et al., 1983; Lindal, 1992).

Na década de 60 houve algumas sugestões para empregar a técnica da rádio ocultação para o caso da Terra (Fishbach, 1965; Lusignan et al., 1969) mas como notado por Kursiski em sua tese de doutorado de 1997, a vasta infra-estrutura necessária implicaria num custo “que excederia o nível de interesse”. Porém, o atual desenvolvimento de receptores de sinais de GPS de reduzido tamanho e alto desempenho cria a oportunidade de sondagem remota ativa da atmosfera por rádio ocultação a um baixo custo.

Para um *Low Earth Orbiter* (LEO) ou satélite de baixa órbita terrestre, uma ocultação ocorre quando um satélite GPS nasce ou se põe atrás do limbo da Terra e o caminho do raio de seu transmissor atravessa a atmosfera terrestre. Quando o sinal passa através da atmosfera ele é refratado e retardado pelas variações no índice de refração, produzindo variações distintas na amplitude e fase do sinal recebido. Como a geometria muda, as ondas de rádio podem sondar camadas atmosféricas sucessivamente mais profundas e densas. A partir das variações na amplitude e fase do sinal, estas sondagens podem ser usadas para obter um perfil de índice de refração, e a partir deste, pode-se derivar parâmetros atmosféricos tais como: densidade, pressão, temperatura, vapor d'água e densidade de elétrons. As medidas por rádio ocultação são quase instantâneas (1 ~ 2 minutos) e sondam toda a atmosfera a partir da superfície, em comparação, por exemplo, a um perfil por radiossondagem que é realizado em cerca de 90 minutos para uma altura máxima de 30 km.

Assim, serão detalhados a seguir, a metodologia de rádio ocultação de sinais de GPS e suas aplicações tanto na atmosfera neutra quanto na ionosfera.

2.1 A Geometria da Rádio Ocultação

Um satélite LEO orbita a Terra a cerca de 800 km de altura e sua tarefa fundamental é rastrear os sinais ao ocaso¹ e ao nascer dos satélites GPS no limbo da Terra. O sinal de navegação de um satélite de GPS em ocaso passa através de camadas sucessivamente mais profundas (ou mais altas) da atmosfera terrestre. O sinal de GPS é defletido e retardado causando uma defasagem no tempo de chegada ao satélite LEO (Figura 2.1).

A propagação do sinal de GPS dentro da atmosfera obedece às equações de Maxwell nas quais o meio é caracterizado por uma distribuição (em três dimensões espaciais e uma temporal) de um índice de refração complexo e dispersivo. No caso da rádio ocultação de GPS pode-se assumir, sem perda de generalidade, que o índice de refração é real (a absorção é zero), e que os sinais são monocromáticos. Como os comprimentos de onda dos sinais de rádio de GPS são pequenos comparados às características de escala do problema, o tratamento da ótica geométrica também pode ser usado (Melbourne et al., 1994).

Por simplicidade assume-se uma coplanaridade para o caminho do raio do sinal de GPS, o que é uma boa aproximação para a atmosfera da Terra. Uma condição exigida para esta coplanaridade é que a componente do gradiente de refratividade normal ao plano é zero em todo lugar ao longo do caminho. Este plano oscila com o tempo, dependendo das componentes da velocidade orbital para fora do plano. O raio orbital de um satélite de GPS e do LEO é de cerca de 4,1 e 1,1 vezes o raio da Terra, respectivamente. A taxa geométrica angular para o LEO é ~ 4 rad/h e para o satélite de GPS, cerca de 0,5 rad/h.

O caminho resultante do raio do sinal do satélite de GPS para o LEO (Figura 2.1), num contexto óptico geométrico, é, por definição, um caminho de fase estacionária. Especificamente, a diferença de fase ocorrida neste caminho é estacionária com relação à diferença de fase que resultaria de um outro caminho. Isto significa que o raio satisfaz o Princípio de Fermat globalmente, e a Lei de Snell, localmente. Chamemos de $\Delta\rho$ a defasagem adicional como um resultado do sinal de GPS atravessando a atmosfera. A partir do conceito de fase estacionária, segue-se que este raio deve satisfazer a exigência:

$$\Delta\rho = \int n(\vec{r})ds - R_{LG} = \text{valor estacionário} \quad (2.1)$$

onde $n(\vec{r})$ é a parte real do índice de refração, \vec{r} é a posição geométrica do vetor em qualquer ponto do raio, s é o tamanho do raio ao longo do caminho, e R_{LG} é a distância geométrica em linha reta entre o LEO e o satélite de GPS emissor, isto é:

¹Desaparecimento de um astro no horizonte.

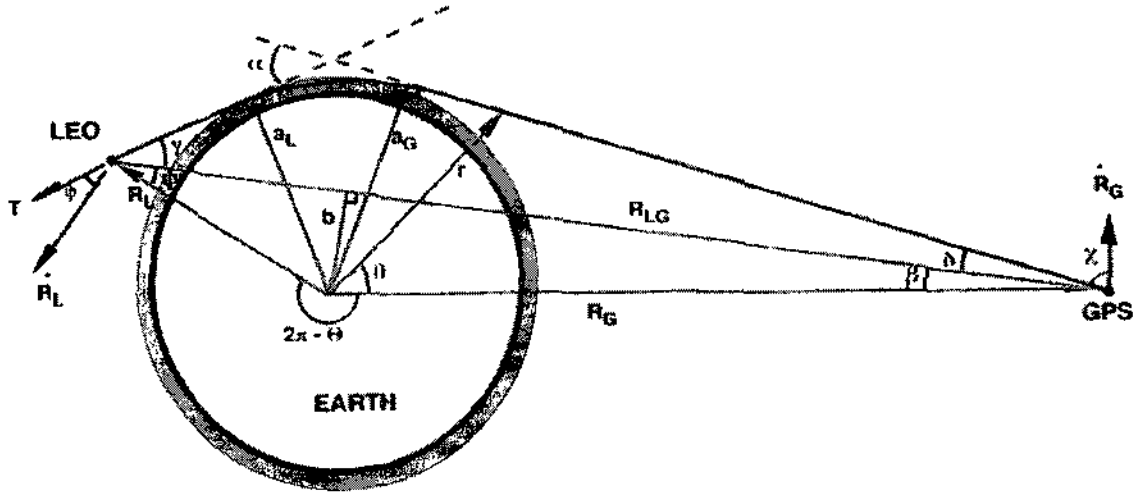


FIGURA 2.1 – A geometria do caminho do raio para a configuração LEO-GPS. O ângulo máximo de curvatura α , numa incidência rasante à superfície da Terra, é cerca de 1° para o ar seco. A diferença máxima entre b e r_0 , a distância rasante do raio real, é cerca de 60 km.
 FONTE: Melbourne et al. (1994).

$$R_{LG} = |\vec{R}_L - \vec{R}_G| \quad (2.2)$$

onde \vec{R}_L e \vec{R}_G são os vetores de posição geocêntrica para o LEO e o satélite de GPS, respectivamente (Figura 2.1). A seguir usa-se um sistema de referência inercial geocentrado para definir as quantidades relevantes. A partir do cálculo de variações, ou da Lei de Snell, pode-se mostrar que uma condição local necessária na curvatura do raio que manteria todos os pontos ao longo do caminho numa fase estacionária é dada por:

$$\text{Condição de Fase Estacionária } n\mathfrak{R}^{-1} = |\vec{T} \times \nabla n| \quad (2.3a)$$

onde $n\mathfrak{R}(\vec{r})$ é o raio de curvatura e $\vec{T}(\vec{r})$ é seu vetor unitário, isto é, $\vec{T} = \vec{k}/k$, onde $\vec{k}(\vec{r})$ é o vetor número de onda do raio no ponto \vec{r} e ∇n é o vetor gradiente do índice de refração. A condição do raio de curvatura na Equação (2.3a) é uma forma alternativa da Equação de Euler que é uma condição necessária para o caminho do raio ser um caminho de fase estacionária. A forma vetorial para $\{Re(\vec{r})$ é dada por:

$$n \frac{\vec{\mathfrak{R}}}{\mathfrak{R}^2} = \vec{T} \times (\nabla n \times \vec{T}) = \nabla n - (\nabla n \cdot \vec{T})\vec{T} \quad (2.3b)$$

Segue-se que $\vec{\mathfrak{R}}$ encontra-se no plano definido pelo vetor normal paralelo à $(\nabla n \times \vec{T})$, mas $\vec{\mathfrak{R}}$ é perpendicular a \vec{T} no sentido do aumento de n . Assim, o caminho do raio é côncavo na direção do aumento de n . Nos pontos do caminho do raio que envolve descontinuidades, ou 'quinas', em $n(\vec{r})$ deve-se ter o cuidado na definição dos limites à direita e à esquerda de ∇n . As condições de descontinuidade para o problema de intersecção a partir do cálculo de variações, também fornece a Lei de Snell, ou seja:

$$n(\vec{r})[\vec{T}(\vec{r}) \times \vec{N}(\vec{r})] \text{ é contínuo ao longo do raio} \quad (2.4)$$

onde, \vec{N} é o vetor unitário normal à qualquer superfície de contorno atravessada pelo raio e através da qual $n(\vec{r})$ deve ser descontínua. A condição na Equação (2.4), nas três dimensões, fornece uma versão vetorial das Lei de Snell, $n_1 \cdot \sin \varphi_1 = n_2 \cdot \sin \varphi_2$, onde φ é o ângulo entre \vec{T} e \vec{N} . O ângulo diferencial de deflexão $d\alpha$ acumulado no caminho do raio sobre um arco diferencial de comprimento ds e possuindo uma inclinação contínua em qualquer ponto do caminho, é definido por $\vec{R}e \times d\vec{\alpha}$. Então, segue-se da Equação (2.3b) que $d\alpha$ é dado por:

$$d\alpha = n^{-1}(\vec{T} \times \nabla n)ds \quad (2.5)$$

Isto também pode ser obtido aplicando-se a Lei de Snell num arco infinitesimal de comprimento ds do caminho do raio, se $n(\vec{r})$ for contínuo. Para um caminho de raio sem descontinuidades em $n(\vec{r})$, o ângulo de curvatura α é dado por:

$$\alpha = \int_{\varepsilon} n^{-1}(\vec{T} \times \nabla n)ds \quad (2.6a)$$

onde ε denota uma integral de linha ao longo do raio. Para caminhos de raio com descontinuidades a Equação (2.6a) torna-se:

$$\alpha = \int_{\varepsilon} n^{-1}(\vec{T} \times \nabla n)ds + \sum \Delta\alpha_k \quad (2.6b)$$

onde $\Delta\alpha_k$ é obtido da aplicação da Lei de Snell, isto é, $(\vec{T}_{k-1} \times \vec{N}_k)_{nk-1} = (\vec{T}_k \times \vec{N}_k)_{nk}$, na k -ésima quina ($\sin(\Delta\alpha_k) = |\vec{T}_{k-1} \times \vec{T}_k|$).

Pelo fato do caminho do raio, definido na Equação (2.2), ser um caminho de fase estacionária, a fase residual medida é sensível apenas às variações de segunda ordem no perfil de posição e inclinação do caminho do raio. Como conseqüência, o uso de medidas diretas de fase residual na recuperação do perfil de refração atmosférica levam à instabilidade no traçado do raio e nos algoritmos de recuperação de refratividade por causa de sua instabilidade às variações do caminho do raio.

Por outro lado, a propriedade de fase estacionária também implica que a derivada temporal da defasagem residual (Doppler residual) não tenha uma dependência explícita de primeira ordem na velocidade do caminho do raio enquanto a sua forma e localização desenvolvem-se com o tempo através da atmosfera da Terra. Conseqüentemente, o Doppler residual depende apenas das condições locais no LEO e no satélite de GPS emissor, numa relação mais simples.

Especificamente, para ambos os satélites, o Doppler residual depende apenas da componente do vetor velocidade do satélite na direção do caminho do raio local. Pelo fato de \vec{R}_L e \vec{R}_G serem bem conhecidos a partir de informações de *Precise Orbit Determination* (POD) obtidas antes, durante e depois do evento de ocultação, o Doppler residual e a informação de POD fornecem ϕ , o ângulo entre \vec{R}_L e $\vec{T}(\vec{R}_L)$ (Figura 2.1), e χ , o ângulo entre \vec{R}_G e $\vec{T}(\vec{R}_G)$.

Os ângulos de deflexão do raio no LEO, (γ), e no satélite de GPS, (δ), são então calculados. Assim, é o Doppler residual, registrado pelo LEO, e não a fase residual, que é usado em conjunto com os ângulos de deflexão para traçar o raio e recuperar $n(\vec{r})$. Além disto, é a Equação (2.6b), e não a (2.2), que fornece a base para os algoritmos de inversão.

Serão apresentados a seguir dois tratamentos de inversão. O primeiro é um tratamento geral e discreto que assume n variando como quantidades constantes ao longo do caminho do raio. O segundo é um tratamento contínuo que usa a Equação (2.6a), mas assume simetria esférica.

Derivando a Equação (2.2) com relação ao tempo e usando a condição de transversalidade do ponto final a partir do cálculo de variações, obtém-se uma expressão para o Doppler residual dada por:

$$\Delta\dot{\rho} = [n\vec{R} \cdot \vec{T}]|_{\vec{R}_L} - [n\vec{R} \cdot \vec{T}]|_{\vec{R}_G} - R_{LG} \quad (2.7)$$

Esta expressão, que depende apenas das coordenadas locais e das velocidades dos satélites no instante da recepção e transmissão, fornece uma condição limitante nos ângulos de deflexão γ do raio do LEO e δ do satélite de GPS emissor em termos do Doppler residual e dos vetores de velocidade orbital do satélite fornecido pelo POD.

2.2 Técnicas Traçadoras de Raio

A condição da Equação (2.7) e a informação de POD são suficientes para inicializar um programa recursivo de traçador de raios do LEO para o satélite de GPS emissor, com o objetivo de reconstruir o caminho de volta do raio. Isto é feito para um instante de

observação dentro do evento de ocultação, que é formado por muitos outros instantes.

A Figura 2.2 mostra um exemplo clássico deste tratamento usando o chamado *modelo casca de cebola*. Neste tratamento, o gradiente do índice de refração dentro de cada camada é assumido como sendo constante. As camadas, contudo, não precisam ser esféricas nem o caminho do raio resultante precisa ser co-planar. Eles podem ser definidos para uma melhor correspondência com a estratificação do meio refratário. Pode-se, então, exigir continuidade na refratividade através das fronteiras, ou caso contrário, usar a Lei de Snell nestas fronteiras. As camadas também não precisam ser de igual espessura (na prática elas não o são) pelo fato dos instantes de observação não serem necessariamente espaçados para produzirem espessuras iguais. Geralmente, a simetria esférica local (i.e., corrigida para o plano) é usada para os planetas terrestres e a simetria elipsoidal para os planetas jovianos (Lindal, 1992).

Uma aproximação repetitiva habilita a reconstrução do caminho do raio através da atmosfera para cada instante de observação Doppler, e, portanto, habilita a obtenção da refratividade no ponto de posição mais adequada a este tratamento. A partir de um conjunto de observação de Doppler residual é construído seqüencialmente um perfil de refratividade atmosférica. Isto pode ser representado esquematicamente por uma matriz triangular para o sistema linear que resulta do processo de correção diferencial.

O coeficiente X_{ij} , apresentada na Figura 2.2, que depende da estratificação particular adotada para o modelo de casca de cebola, representa a derivada parcial do ângulo de deflexão total, ($\alpha = \gamma + \delta$), com relação ao gradiente de refratividade na j -ésima camada para o raio cuja mais baixa penetração atmosférica ocorre através da i -ésima camada. As quantidades $\delta\alpha_i$ e $\delta(\nabla n)_i$ na Figura 2.2 são as correções diferenciais para seus respectivos valores nominais. Por exemplo, X_{11} seria o valor para a curvatura do caminho do raio, e, portanto, a curvatura que resulta do gradiente de refratividade vertical encontrado pelo raio ao atravessar a parte superior da camada mais alta.

Como efeito, mas não estritamente na prática, a matriz apresentada na Figura 2.2 é seqüencialmente invertida, partindo-se do topo até a superfície, usando os valores previamente recuperados dos gradientes de refratividade associados com as camadas superpostas. Este tratamento seqüencial permite recuperar todo o perfil vertical $n(\vec{r})$ do topo até a superfície integrando-se as séries de gradientes recuperados ao longo da curva normal às superfícies de contorno.

Este processo de recuperação pode ser descrito para o caso especial onde o LEO e os satélites de GPS deslocam-se em órbitas circulares, o que se aproxima muito da realidade.

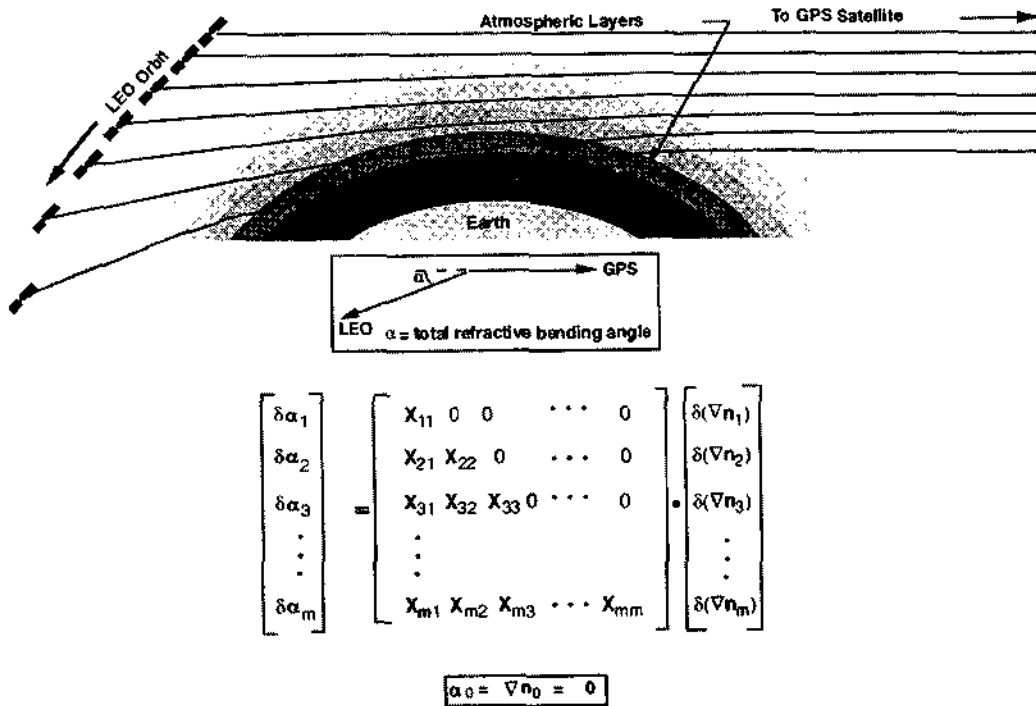


FIGURA 2.2 – Modelo *casca de cebola* da refração atmosférica. O gradiente do índice de refração é assumido como sendo constante dentro de cada camada. A continuidade na refratividade é exigida nas fronteiras onde a lei de Snell é aplicada. Começando numa taxa de sondagem de 3 Hz na alta atmosfera e reduzindo para 1 Hz na baixa troposfera, o número total de camadas (m) seria aproximadamente 100. A espessura das camadas seria em torno de 1 km.
 FONTE: Melbourne et al. (1994).

Para este caso, segue-se da Figura 2.1 e da Equação (2.7), que o ângulo de deflexão α e δ são limitados pela condição Doppler:

$$\Delta\dot{\rho} = \dot{\theta}_L R_L \sin(\psi + \gamma) - \dot{\theta}_G R_G \sin(\beta + \delta) - b\dot{\theta} \tag{2.8a}$$

ou

$$\Delta\dot{\rho} = V_{LL} \gamma - V_{LG} \delta + O[(\gamma, \delta)^2] \tag{2.8b}$$

onde todas as quantidades na Equações (2.8a) e (2.8b), exceto γ e δ , são conhecidas a partir da informação dos vetores velocidade e posição orbital (POD) para o LEO e o satélite de GPS emissor ².

²O índice de refração foi assumido como sendo unitário na Equação (2.8). De fato, a altitude nominal

Os ângulos ψ e β são definidos na Figura 2.1. As quantidades $\dot{\theta}_L$ e $\dot{\theta}_G$ são as componentes da taxa angular geocêntrica de dois satélites no plano de propagação relativo a um referencial inercial. Portanto, a taxa angular do ângulo central Θ é dada por $\dot{\Theta} = \dot{\theta}_L - \dot{\theta}_G$. A quantidade V_{\perp} é a componente da velocidade orbital perpendicular à linha LEO-GPS. A quantidade b é o *parâmetro de impacto* ou a distância da melhor aproximação do raio não defletido para o geocentro (i.e., o caminho que o sinal de rádio teria na ausência da Terra e de sua refração atmosférica) e é também conhecido a partir de POD. Então, segue-se da Figura 2.1 que:

$$b = R_L \sin \psi = R_G \sin \beta \quad (2.9)$$

Também da Figura 2.1, obtém-se:

$$a_L = R_L \sin(\psi + \gamma) \quad (2.10a)$$

$$a_G = R_G \sin(\beta + \delta) \quad (2.10b)$$

Nestas equações a_L e a_G são, respectivamente, os parâmetros de impacto de saída e de entrada assintótica do raio defletido. Portanto, as Equações (2.8a e 2.8b) e (2.10a e 2.10b) fornecem informação através do Doppler residual e do POD nas direções γ e δ e nas posições a_L e a_G das assíntotas a cada instante de observação. Se um valor de γ é assumido, então os valores para as quantidades restantes são calculados a partir desta condição.

Agora, considere-se o caso em que as refratividades de todas as camadas superpostas a *i-ésima* camada foram determinadas sequencialmente, a partir das primeiras ($i - 1$) observações de Doppler residual. Aplica-se, então, o processo repetitivo traçador de raio exigido para recuperar a refratividade para o raio que atinge uma melhor aproximação para a *i-ésima* camada. Sob a hipótese da simetria esférica o problema simplificará consideravelmente. Mas para o caso geral, onde a simetria esférica não é aplicada, a convergência para os valores corretos de γ e n é acompanhada repetidamente. No início do processo de repetição o valor provisório para γ no instante de observação γ_i estabelece a direção provisória da assíntota de saída do caminho do raio para este instante (ver Figura 2.3).

O valor provisório de a_L , da Equação (2.10a) (ou equivalentemente a condição de contorno

do LEO está dentro dos limites ionosféricos. Portanto, ao resolver a refratividade para a atmosfera neutra, uma combinação linear livre da ionosfera, das observações de portadora de fase L1 e L2, devem ser usadas na Equação (2.8). Esta combinação linear é conhecida por incluir pequenos efeitos de ordem superior da ionosfera, que deveriam ser incluídos.

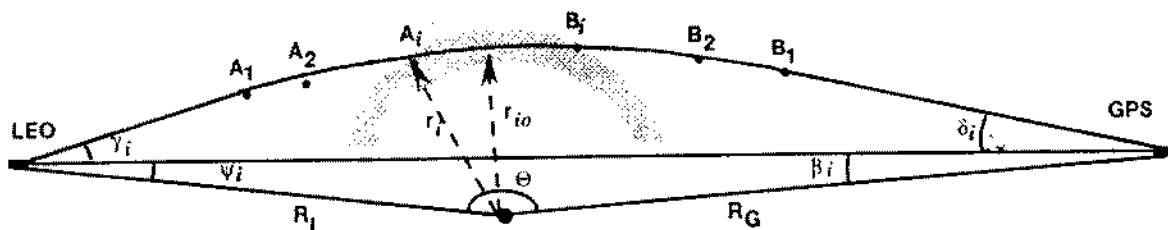


FIGURA 2.3 – O raio traçado através de uma atmosfera estratificada. O caminho do raio atravessa a i -ésima camada na sua melhor aproximação e os n_i são determinados sequencialmente pela i -ésima observação Doppler e pelas condições de contorno, usando os valores de n previamente determinados para as camadas superpostas.

FONTE: Melbourne et al. (1994).

de que a assíntota de saída deve interceptar o LEO no instante da observação) estabelece a localização da assíntota. Traçando o caminho de volta a partir do LEO ao longo da assíntota, o caminho do raio desce progressivamente através de camadas cada vez mais profundas da atmosfera. A localização e a direção do raio (nos pontos A_1, A_2, \dots, A_{i-1}) (Figura 2.3) são controladas pela sucessiva aplicação da curvatura do caminho do raio dentro de cada camada. E este, por sua vez é baseado nos valores de gradiente de refratividade associados com cada camada superposta e obtidos a partir de observações feitas nos instantes anteriores ($i - 1$) dentro do evento de ocultação (instantes posteriores para ocultações emergentes). Próximo ao primeiro ponto médio, o caminho do raio atravessa a i -ésima camada ao longo de um caminho de raio curvado³ $A_i B_i$, que é a mais baixa camada para que o instante de observação passe através de uma camada não atravessada, e, portanto, uma região de refratividade não determinada⁴.

Após atingir uma altitude mínima em \vec{r}_{i0} , o caminho do raio então inicia seu

³Um caminho curvado é assumido dentro das camadas para quantificar inteiramente a curvatura do caminho do raio. Portanto, um gradiente local deve ser incluído, isto é, baseado num perfil de refratividade recuperado. Se uma reflexão intra-camada não for incluída, assumindo que o índice de refração varia num modelo de fatias constantes (permanecendo constante dentro de cada camada) e apenas a Lei de Snell for aplicada para segmentos retos do caminho do raio nos contornos, então um número proibitivo de camadas ($m > 10^5$) seria necessário para se calcular a precisão exigida ($\leq 0,1\%$).

⁴Assume-se que o espaçamento entre os instantes de observação localiza a mais baixa penetração da i -ésima camada. Claramente, o espaçamento vertical adotado entre as camadas deve ser consistente com a taxa de sondagem e a interpolação do Doppler pode ser exigida para manter a comensurabilidade com o espaçamento das camadas.

retorno ascendendo através das camadas superpostas de refractivities previamente determinadas. Por fim, o caminho do raio sai da atmosfera ao longo da assíntota de entrada e segue para a interceptação com a linha LEO-GPS, definida pelo vetor $[\vec{R}_G(t_r) - \vec{R}_L(t)]$. Neste ponto, deve-se satisfazer as condições de contorno que requerem que uma frente de onda seja normal ao caminho do raio para interceptar o satélite de GPS emissor a um apropriado tempo retardado t_r , e com o ângulo provisório de deflexão δ_i dado pelas Equações (2.8a) e (2.8b). Especificamente, estas condições de intersecção exigem que os vetores posição e propagação, $\vec{r}(t_r)$ e $\vec{T}(\vec{r}(t_r))$, da frente de onda na assíntota de saída satisfaça às condições:

$$\begin{cases} \frac{[\vec{R}_G(t_r) - \vec{R}_L(t)] \cdot \vec{T}(\vec{r}(t_r))}{|\vec{R}_G(t_r) - \vec{R}_L(t)|} = \cos \delta_i \\ \vec{r}(t_r) = \vec{R}_G(t_r) \end{cases} \quad (2.11)$$

Nestas equações, t_r é o tempo de retardo associado ao instante de observação t e corresponde ao instante em que a frente de onda intercepta o satélite de GPS emissor, isto é, $t_r = t - (|\vec{R}_L(t) - \vec{R}_G(t_r)| + Dr)/c$. Este é o tempo corrigido para o tempo gasto por um feixe de luz no percurso LEO-GPS, que é cerca de 100 ms (se pequenos efeitos relativísticos forem ignorados). Em geral, estas duas condições de intersecção independentes (para o caso co-planar) especificadas por (2.11) não serão satisfeitas por valores arbitrários de dois graus de liberdade disponíveis, os valores γ_i e o gradiente de n_i ⁵.

Na prática, este procedimento traçador de raio deve ser feito interativamente, ajustando-se os parâmetros livres para se obter uma correspondência com as condições de contorno no satélite do GPS emissor. Existem inúmeros métodos para se alcançar a convergência. Um método usa um duplo esquema traçador de raio (para frente e para trás), como será descrito a seguir.

Inicia-se a traçar para trás a partir da posição do LEO no instante t e traça-se para frente a partir da posição do satélite de GPS no instante t_r . Para isso, usa-se os valores provisórios de γ_i e δ_i que são mutuamente limitados pela observação Doppler através das Equações (2.8a) e (2.8b). Os segmentos destes dois caminhos de raio, os quais estão localizados na camada $(i - 1)$, são provisoriamente determinados por causa

⁵Da Figura 2.3 a fronteira entre as camadas $(i - 1)$ e i é obtida pela escolha da simetria espacial e da escala de contorno (r_i) adotada para o modelo casca de cebola. A posição de A_i na i -ésima fronteira é determinada por sua intersecção com o raio na $(i - 1)$ -ésima camada, cuja posição e inclinação são obtidas pelo valor provisório de γ_i e os valores conhecidos de n , além de seu gradiente de n_i , fixando-se o caminho $A_i B_i$. Isto configura a posição de B_i na i -ésima fronteira e o ângulo de saída do raio na camada $(i - 1)$ em B_i , que por sua vez configura o caminho de volta restante até o satélite de GPS.

das refractivities e de seus gradientes, que são conhecidos nas camadas superpostas. Estes segmentos de raios sobrepostos interceptam a *i-ésima* fronteira em A_i e B_i , respectivamente, e, definem provisoriamente as posições na fronteira através da qual o caminho do raio, na *i-ésima* camada, deve passar. Porém, o ângulo de curvatura provisório resultante, o ângulo do raio através da *i-ésima* camada, não satisfará em geral, as condições de continuidade na posição e/ou inclinação em A_i e B_i para qualquer escolha do gradiente de n_i . Então, torna-se necessário usar alguns procedimentos de correção diferencial para alterar os valores provisórios de γ_i e δ_i , submetendo-se ao limite imposto pela Equação (2.8a e 2.8b) e o correspondente valor de gradiente n_i para alcançar a convergência. Quando a convergência é alcançada, o processo seqüencial continua para o instante de observação ($i + 1$).

Para o caso especial de uma atmosfera esfericamente simétrica o processo repetitivo descrito acima é eliminado porque ambos os valores γ_i e δ_i resultam diretamente da *i-ésima* observação de Doppler residual. Será mostrado mais adiante que este caso simétrico fornece:

$$a = a_L = a_G = R_L \sin(\psi + \gamma) = R_G \sin(\beta + \delta) \quad (2.12)$$

A partir das Equações (2.12), (2.8) e da Figura (2.1) (com órbitas circulares) chega-se à:

$$\Delta \rho = \left\{ \begin{array}{l} R_L \dot{\Theta} [\sin(\psi + \gamma) - \sin(\psi)] \\ \text{ou} \\ R_G \dot{\Theta} [\sin(\beta + \delta) - \sin(\beta)] \end{array} \right\} \rightarrow \gamma \text{ e } \delta \quad (2.13)$$

Assim, o local e a direção das assíntotas de entrada e saída são definidos pela observação do Doppler residual e pela informação de POD quando a simetria esférica é assumida.

Usando este esquema traçador de raio nos dois sentidos para a *i-ésima* observação Doppler, pode-se conseguir diretamente as posições dos pontos A_i e B_i na fronteira circular de raio r_i , entre as camadas ($i - 1$) e i , nos termos das condições de contorno para as posições dos dois satélites e para os valores conhecidos de A_i e B_i da Equação (2.13). Assim, uma técnica repetitiva não é exigida (exceto, talvez como uma interação para um pequeno ajuste em t_r para levar em conta a defasagem temporal extra $\Delta \rho/c$). A partir do caminho curvo $A_i B_i$ pode-se obter r_{i0} , o raio da melhor aproximação do *i-ésimo* raio. A partir do valor convergido do gradiente de n_i obtém-se o valor de $n(r_{i0})$ integrando seu gradiente na direção para baixo ao longo da normal à superfície equipotencial.

Para o caso esfericamente simétrico, um esquema mais eficiente usando a técnica da

transformada de Abel será discutido na próxima seção. Em coordenadas polares a Equação (2.8) torna-se:

$$\Delta\dot{\rho} = \left(\frac{a_L + a_G}{2} - b \right) \dot{\Theta} + \frac{1}{2}(\dot{\theta}_L + \dot{\theta}_G)(a_L + a_G) \quad (2.14a)$$

a qual no caso esfericamente simétrico seria escrito da seguinte forma:

$$\Delta\dot{\rho} = (a - b)\dot{\Theta} \quad (2.14b)$$

O ângulo de deflexão α no LEO, para uma atmosfera fina como a da Terra, é cerca de 1° de incidência rasante para o ar seco, e é dado com uma boa aproximação pela razão entre o Doppler residual e a velocidade transversal à linha GPS-LEO no plano de propagação, que é:

$$\alpha = -\Delta\dot{\rho}/\dot{b} + O \left[(\Delta\dot{\rho}/\dot{b})^2 \right] \quad (2.15)$$

Esta expressão é obtida das Equações (2.9), (2.12) e (2.14). Para a primeira ordem, γ e δ são dados por:

$$\begin{aligned} \gamma &= -\frac{\Delta\dot{\rho}}{\dot{b}} \frac{1}{1 + R_L \cos \psi / R_G \cos \beta} + O \left[(\Delta\dot{\rho}/\dot{b})^2 \right] \\ \delta &= -\frac{\Delta\dot{\rho}}{\dot{b}} \frac{1}{1 + R_G \cos \beta / R_L \cos \gamma} + O \left[(\Delta\dot{\rho}/\dot{b})^2 \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

Como o valor máximo (para o ar seco) de α para a Terra é 0,02, o erro nas expressões de primeira ordem das Equações (2.15) e (2.16) é menor que 2%. O segundo termo no denominador da Equação (2.16) para γ é uma correção de paralaxe que desaparece para um satélite de GPS emissor muito distante. Embora as medidas de portadora de fase a partir do receptor “TurboRogue” formem séries estatisticamente independentes, que é um conjunto de observação fundamental, as observações Doppler corrigidas para a ionosfera, formadas a partir destas medidas de fase, podem ser consideradas estatisticamente independentes (com um apropriado intervalo de sondagem) e têm uma precisão de receptor (excluindo fontes de erro externas) de cerca de 1 mm/s, sob condições nominais de sinal. A magnitude de \dot{b} é cerca de 3 km/s, para perfis verticais de ocultação descendente (ascendente), isto é, perfis para os quais o LEO, o geocentro e o satélite emissor de GPS permanecem no mesmo plano durante o evento de ocultação. Assim, as séries de observações de ângulos de deflexão têm uma precisão instrumental de cerca de 300 nrad.

2.3 O Caso da Simetria Esférica: A Transformada de Abel

Quando se assume a simetria esférica local, uma enorme simplificação nos algoritmos traçadores de raio torna-se disponível. A simplificação resulta em expressões integrais para a matriz triangular e sua inversa, as quais estão associadas com o sistema linear de caminhos de raio e ângulos de deflexão descritos anteriormente e mostrados na Figura 2.2. Para uma atmosfera esfericamente simétrica, n é assumido como sendo uma função contínua de posição apenas radial. Aplicando-se o cálculo de variações à Equação (2.1) em coordenadas polares obtém-se para a diferença de fase residual⁶, o seguinte:

$$\Delta\rho = \sqrt{R_L^2 - a^2} + \sqrt{R_G^2 - a^2} + a\alpha - 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{n'}{n} \sqrt{[n^2 r^2 - a^2]} dr - R_{LG} \quad (2.17)$$

onde $n' = dn/dr$. O ângulo α é o ângulo de curvatura total entre as assíntotas de raio de entrada e de saída. O parâmetro de impacto a é dado por:

$$a = r_0 n(r_0) \quad (2.18)$$

na qual r_0 é a distância radial geocêntrica do raio na melhor aproximação. Quando a hipótese de simetria radial é ampliada, a conservação do momento angular é mantida e:

$$n(r)|\vec{r} \times \vec{T}| = a = \text{constante} \quad (2.19)$$

ao longo do caminho do raio. Este resultado de conservação também conhecido como Lei de Bouger foi usado para obter a Equação (2.13) e é uma constante de integração da Equação de Euler para o caminho do raio. Os primeiros dois termos da Equação (2.17) são distâncias geométricas em linhas retas ao longo das assíntotas defletidas do caminho do raio (Figura 2.1). O terceiro termo é aproximadamente o tamanho do arco extra devido ao ângulo de curvatura α considerando um raio a . O quarto termo é uma pequena correção resultante da diminuição da velocidade da onda eletromagnética devido a sua passagem através da atmosfera.

A cada instante de observação o ângulo de curvatura α é dado em termos da observação do Doppler residual e da informação de POD, obtido a partir da Equação (2.13) ou a partir de uma série de potência em $(\Delta\hat{\rho}/\hat{b})$, cujo primeiro termo é dado pela Equação (2.15). Como foi visto, o parâmetro de impacto a é dado por (2.12) e (2.13). Assim, obtém-se (α, a) para cada instante de observação. Da Equação (2.6a) para o caso

⁶Ver nota de rodapé 2 para um tratamento apropriado para a ionosfera que modifica a Equação (2.17)

esfericamente simétrico e, portanto, co-planar, segue-se que:

$$\alpha(r_0) = -2a \int_{r_0}^{\infty} \frac{n' dr}{n \sqrt{[n^2 r^2 - a^2]}} \quad (2.20)$$

Para qual a seguinte mudança de variável:

$$\mu = nr \quad (2.21)$$

deve ser aplicada para se obter:

$$\alpha(a) = -2a \int_a^{\infty} \frac{1}{n \sqrt{[\mu^2 - a^2]}} \left(\frac{dn}{d\mu} \right) d\mu \quad (2.22)$$

A integral na Equação (2.22) admite uma forma de transformada de Abel que produz n em termos de a e α . Multiplicando $\alpha(\xi)$ em (2.22) por $1/\sqrt{\xi^2 - a^2}$ e integrando com relação à ξ , obtém-se:

$$\ln[n(a)] = \frac{1}{\pi} \int_a^{\infty} \frac{\alpha(\xi) d\xi}{\sqrt{\xi^2 - a^2}} = 10^{-6} N(a) \quad (2.23)$$

sendo $N(a)$ a refratividade. Da seqüência de $\alpha(\xi)$ baseada no Doppler, a Equação (2.23) produz (n, a) para cada instante observacional, ou seja $n(r_0)$. As equações integrais (2.22) e (2.23) formam um par de transformadas de Abel e têm sido extensivamente utilizadas para a análise das atmosferas e ionosferas dos planetas terrestres. Mesmo para as atmosferas achatadas dos planetas jovianos, as quais em geral exigem um tratamento tridimensional, uma técnica de perturbação usando o par de transformadas de Abel como referência tem sido bastante proveitosa. O par de transformadas de Abel é também bastante útil para análises precisas, incluindo as avaliações dos efeitos de fontes de erro não modeladas no perfil de refratividade recuperado.

2.4 Refratividade Atmosférica

Considere uma refratividade atmosférica decrescendo exponencialmente com a altura. Este modelo permite obter estimativas quantitativas de diferentes propriedades da atmosfera e da resposta do sinal. O modelo de refratividade é dado por:

$$N(h) = N_0 \exp \left[-\frac{h}{H} \right] \quad (2.24)$$

onde $h = r - R_E$ é a altitude, R_E é o raio local da Terra, H é a altura de escala e N_0 é a refratividade na superfície ajustada para produzir a adequada defasagem vertical integrada para as microondas da banda L .

Inserindo a Equação (2.24) na Equação (2.22), e usando uma aproximação de linha reta localmente para o raio, obtém-se a expressão de primeira ordem para α :

$$10^6 \alpha_0(h_a) = \sqrt{\frac{2\pi a}{H}} \quad (2.25a)$$

onde h_a é a altitude correspondente à a , isto é, a mais baixa altitude alcançada pelo raio ($h_a = r_0 - R_E$). Esta é uma aproximação válida para atmosferas razas representadas na forma da Equação (2.3a) ($a/\mathcal{R} = Na/H \ll 1$) na ausência de camadas de inversão. Pode-se então obter uma expressão mais precisa para $\alpha(h_a)$ usando as Equações (2.24) e (2.25a) em (2.3) e obter uma expressão de primeira ordem para a deflexão vertical z do caminho de raio, partindo de uma aproximação de linha reta.

Para a primeira ordem em $N(h_a)$ a deflexão é dada por:

$$z = \frac{s\alpha(h_a)}{2} \operatorname{erf}\left[s/\sqrt{2aH}\right] - aN(h_a) [1 - \exp(-s^2/2aH)] 10^{-6} \quad (2.25b)$$

$$z = \frac{10^{-6}}{2H} N(h_a) s^2 + \dots$$

onde s é o tamanho do arco medido ao longo da aproximação de linha reta; $s = 0$ corresponde ao ponto de melhor aproximação do raio para a superfície da Terra cujo o raio real é tangente à sua aproximação de linha reta. Se a Equação (2.25b) for usada na Equação (2.22) para levar em conta a partida do caminho de raio da linha reta, obtém-se uma expressão para $\alpha(h_a)$ para a segunda ordem em $N(h_a)$ que é dada por:

$$\alpha(h_a) = \alpha_0(h_a) \left[1 + (\sqrt{2} - 1) \frac{a}{H} N(h_a) 10^{-6} + \dots \right] \quad (2.26)$$

O termo de curvatura do caminho do raio na Equação (2.26) aumenta o valor para $\alpha(h_a)$ (mais de $\sim 10\%$) porque o raio real curvado para baixo desloca-se à altitudes menores que sua aproximação de linha reta. A Equação (2.26) tem precisão melhor que 98% para o modelo de refratividade exponencial da Terra. Da Equação (2.17), $\Delta\rho(a)$ torna-se:

$$\Delta\rho(h_a) = -R_L [\cos(\Theta - \alpha_T) - \cos \Theta] + a\alpha_T + \sum H_\kappa \alpha_\kappa \quad (2.27a)$$

Ou, expandindo em série de potências de α obtém-se:

$$\Delta\rho(h_a) = \frac{1}{2} D \alpha_T^2 + \sum H_\kappa \alpha_\kappa + O(\alpha^3) \quad (2.27b)$$

na qual $D = -R_L \cos \Theta$, que é a distância do LEO a partir do ponto de melhor aproximação para o limbo da Terra, ou para o ponto de tangência do raio, cerca de 3.000 km para um LEO a uma altitude de $0,1 R_E$. Aqui, $\alpha_T = \sum \alpha_\kappa =$ curvatura total e

o índice κ denota as contribuições de diferentes componentes da atmosfera, o qual deve ter diferentes alturas de escala.

O primeiro termo da Equação (2.27b) pode ser interpretado como o aumento geométrico no comprimento da assíntota do caminho do raio devido ao encurvamento atmosférico. O segundo termo representa a defasagem no deslocamento através da atmosfera devido à diminuição da velocidade da luz. Para os sistemas orbitais da Terra, o termo de curvatura é dominante.

Para a componente seca da atmosfera, é tomada uma altura de escala de 8 km e é assumida uma defasagem zenital total de 208 cm. Esta altura de escala está próxima ao valor médio dos modelos de atmosfera padrão acima da média estratosfera. Para a componente do vapor d'água é assumida uma altura de escala de 2,7 km e uma defasagem total zenital de 33 cm, ou seja, uma atmosfera moderadamente tropical. Estes parâmetros produzem refractivities de superfície de 260 para o ar seco e 120 para o vapor d'água. Avaliando-se as Equações (2.26) e (2.27) para um raio rasante à superfície da Terra, obtém-se:

$$\alpha = \begin{cases} 20 & \text{mrad (ar seco)} \\ 36 & \text{mrad (ar seco e úmido)} \end{cases} \quad e\Delta\rho = \begin{cases} \sim 750 & \text{m (ar seco)} \\ \sim 2,2 & \text{km (ar seco e úmido)} \end{cases} \quad (2.28)$$

Para o ar seco e $h_\alpha = 0$ ($R_E = 6.378$ km) o valor exato de α é 20,23 mrad baseado numa integração numérica da Equação (2.20) e usando a Equação (2.24). Deve-se enfatizar que esses modelos exponenciais são válidos apenas na média, particularmente para o caso do vapor d'água. Camadas de inversão causam descontinuidades no gradiente de refratividade. Além do mais, o vapor d'água que não está em equilíbrio hidrostático pode variar em densidade por um fator de 2 sobre distâncias verticais que são pequenas comparadas às suas alturas de escala médias.

2.5 A Recuperação das Observáveis Atmosféricas

Embora a refratividade possa provar ser um parâmetro útil para o monitoramento de mudanças globais, e para superar as limitações tanto dos modelos meteorológicos quanto dos modelos ionosféricos usados nas previsões de tempo na baixa atmosfera e do clima espacial, o principal valor da técnica de rádio ocultação é a recuperação de perfis verticais de densidade, pressão e temperatura, na atmosfera neutra, e perfil de densidade eletrônica além do Conteúdo Total de Elétrons (TEC) na ionosfera. Assim, serão escritos a seguir os procedimentos de recuperação destas observáveis atmosféricas.

2.5.1 A Recuperação de Perfis de Temperatura e Pressão

A refratividade local pode ser convertida em densidade local de massa de ar seco com uma precisão razoável se não houver vapor d'água presente. Então, assumindo-se o equilíbrio hidrostático, as densidades locais podem ser integradas do topo da atmosfera para baixo, para se obter uma pressão local e, da Lei dos Gases Ideais, uma temperatura local.

O processo se complica abaixo da tropopausa com a presença de vapor d'água. O índice de refração por mole de vapor d'água, para sinais da banda L à temperaturas de superfície nominais, é cerca de 17 vezes maior que o do ar seco. O vapor d'água não está em equilíbrio hidrostático e, portanto, sua distribuição não pode ser precisamente modelada. Assim, o vapor d'água na baixa troposfera tenderá a mascarar a assinatura de *erro seco* e pode comprometer significativamente muitos resultados de temperatura. Isto pode ser reduzido se a modelagem adequada do vapor d'água, ou outras quantidades meteorológicas, estejam disponíveis. Entretanto, resultados para altitudes acima de ~ 6 km e para toda a troposfera nas regiões de inverno polar, as quais são virtualmente destituídas de vapor d'água, permanecerá válida.

Por outro lado, para regiões oceânicas tropicais, onde as distribuições de temperatura são mais bem conhecidas, uma estratégia alternativa é usar *a priori* modelos de temperatura, e informação de pressão para recuperar perfis de vapor d'água. Observa-se, então, a importância da precisão de distribuição de vapor d'água no transporte de energia térmica e nos problemas de previsão de tempo.

A refratividade do ar seco à frequência de microondas é dada pela relação linear (Smith e Weintraub, 1953; Thayer, 1974):

$$N_a = c_a n_a \quad (2.29)$$

onde n_a é a densidade numérica do ar seco e $c_a = 1,056 \times 10^{-23} \text{m}^3$. Aqui é assumido que a Lei dos Gases Ideais, Equação (2.32), pode ser aplicada.

Por outro lado, o espectro da molécula de água exibe uma grande ressonância através de, virtualmente, toda a faixa espectral de microondas. Como consequência, a refratividade N_w do vapor d'água é mais complicada, mas ela é dada com uma precisão suficiente pela relação de Debye:

$$N_w = \left(c_w + \frac{d_w}{T} \right) n_w \quad (2.30)$$

na qual T é a temperatura ambiente, $c_w = 0,840 \times 10^{-23} \text{m}^3$ e $d_w = 5,14 \times 10^{-20} \text{m}^3 \text{K}$. A refratividade total do ar seco e do vapor d'água misturados é obtida pela combinação

das Equações (2.29) e (2.30). Para as condições físicas que prevalecem na atmosfera da Terra, este valor é dado com uma precisão maior que 0,5%, por:

$$N = cn + \frac{dn_w}{T} \quad (2.31)$$

onde n é a densidade numérica total ($n = n_a + n_w$) e $c = c_a = 1,056 \times 10^{-23} \text{m}^3$ e $d = 5,08 \times 10^{-20} \text{m}^3$.

Para um gás ideal em equilíbrio termodinâmico, sua pressão parcial é dada por:

$$P_x = n_x k T \quad (2.32)$$

onde k é a constante de Boltzmann. Das Equações (2.31) e (2.32) segue-se que a refratividade para a atmosfera neutra é dada em termos da pressão e temperatura local por :

$$N = 77,6 \frac{P}{T} + 3,73 \times 10^5 \frac{P_w}{T^2} \quad (2.33)$$

na qual P é a pressão total em mbar, P_w é a pressão parcial de vapor d'água em mbar e T é dado em Kelvins. Para uma atmosfera em equilíbrio hidrostático, a mudança na pressão para um incremento na distância vertical de dh é dada por:

$$dP = -\mu g n dh \quad (2.34)$$

onde, μ é a massa molecular média dos constituintes atmosféricos e g é a aceleração local da gravidade. Se o valor de $n(h)$ é conhecido na camada superposta da atmosfera a partir da recuperação do perfil de refratividade, a Equação (2.34) pode ser integrada para baixo a fim de se obter o perfil de pressão. O perfil de temperatura é obtido a partir da Equação (2.32). Alternativamente, o termo da pressão nas Equações (2.32) e (2.34) pode ser eliminado para se obter:

$$n(h)T(h) = n(h_M)T(h_M) + k^{-1} \int_h^{h_M} \mu g n dh \quad (2.35)$$

na qual, h_M é a altitude na qual um valor de contorno para a temperatura é tomado, o que ocorre á 60 km. Para o caso do ar apenas seco, seus constituintes gasosos estão bem misturados e μ pode ser tirado da integral. Segue-se da Equação (2.31) quando $n_w = 0$, que o perfil de temperatura é dado por:

$$T(h) = \frac{N(h_M)T(h_M)}{N(h)} + \frac{\mu \bar{g}}{kN(h)} \int_h^{h_M} N(n) dh \quad (2.36)$$

Nesta equação, \bar{g} é um valor médio da gravidade. O termo da integral na Equação (2.36) mostra o efeito de "pequeno divisor" para as altas altitudes estratosféricas onde $N(h)$

é aproximadamente zero. Portanto, a recuperação do valor de $T(h)$ será mais sensível à fontes de erros nessas altitudes. Embora algum valor inicial de T deva ser adotado à altura h_M , a Equação (2.36) também mostra que o efeito de um erro em $T(h_M)$ sobre $T(h)$ à baixas altitudes é rapidamente atenuado com a profundidade, e é virtualmente eliminado dentro do dobro das alturas de escala.

Finalmente, pode-se sumarizar a metodologia do cálculo dos perfis de densidade, pressão e temperatura da atmosfera seca, a partir do perfil de refratividade, da seguinte maneira:

- Considere inicialmente um perfil de refratividade, apenas para a atmosfera seca, dado por:

$$N = 77,6 \frac{P}{T}$$

- Da Lei dos Gases Ideais sabe-se que:

$$P = \rho k T \Rightarrow \rho = \frac{P}{k T}$$

- Substituindo a Lei dos Gases na expressão do perfil de refratividade, obtém-se primeiramente o perfil de densidade atmosférica:

$$N = 77,6 \rho k \Rightarrow \rho = \frac{N}{77,6 k}$$

- Calculando-se o perfil de densidade e com a informação independente da altura pode-se calcular o perfil de pressão a partir da Equação Hidrostática:

$$\frac{dP}{dh} = -\rho g$$

- Finalmente o perfil de temperatura é obtido a partir dos perfis de densidade e de pressão combinados na Lei dos gases ideais:

$$T = \frac{P}{k \rho}$$

2.5.2 A Recuperação de Perfil de Vapor d'água

Se $T(h)$ e $P(h)$ são calculados de fontes de informação auxiliares, por exemplo, a partir de modelos ou dados meteorológicos sinóticos sobre as regiões oceânicas tropicais, então o perfil vertical de densidade de vapor d'água pode ser recuperado das observações de Doppler.

Das Equações (2.31) e (2.33) segue-se que a densidade de vapor d'água, em qualquer

instante observacional, é dada por:

$$\hat{n}_w = \frac{1}{d} \left[\hat{N}(h)T(h) - \frac{cP(h)}{k} \right] \quad (2.37)$$

onde $\hat{N}(h)$ é o perfil de refratividade observado, inferido das observações de Doppler.

2.5.3 A Recuperação de Perfil de Densidade Eletrônica

Embora a ionosfera possa causar significantes erros através de efeitos de ordem superior no perfil de temperatura recuperado, particularmente na alta estratosfera, valiosas informações científicas acerca da distribuição de densidade de elétrons e correntes ionosféricas podem ser obtidas a partir de observações de rádio ocultação.

Além do satélite ocultado, o satélite LEO deve observar o POD para todos os satélite de GPS visíveis acima de todo o hemisfério à ele superior, bem como aqueles que estejam um pouco abaixo do hemisfério, mas dentro do feixe de recepção de antenas de alto ganho. Isto forneceria um rico conjunto de dados obtidos de uma plataforma orbitando a Terra a cerca de 7 km/s e que pode ser combinado com observações similares de estações de GPS de superfície, dispostas numa rede global. Este conjunto de dados orbitais e de superfície possibilitaria estudos tomográficos da ionosfera.

2.5.4 A Recuperação de TEC

O Conteúdo Total de Elétrons (TEC) ao longo da linha de visada, em termos de medida de diferença de fase ρ_1 e ρ_2 , para a observável de diferença de fase básica e sua dependência com a ionosfera é dada por:

$$\text{TEC} = \frac{1}{40,3} \left[\frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} \right] [\rho_1 - \rho_2 + \text{ termo de ambigüidade do ciclo}] + \text{ termo de bias} \quad (2.38)$$

onde f é a frequência da portadora e TEC é dado em número de elétrons/m². A mesma expressão é obtida de medidas de defasagem de grupo P1 e P2 exceto com uma troca de sinal e sem o termo de ambigüidade de ciclo.

As medidas de fase possibilitariam obter, com alta precisão, a mudança de TEC com o tempo com uma precisão de $\pm 3 \times 10^{13}$ elétrons/m² em sondagens a cada 1 seg. As medidas de fase de grupo, suavizadas com relação às medidas de fase de portadora com a fase conectada, pode fornecer uma determinação precisa do TEC parcial (cerca de $\pm 10^{15}$ elétrons/m² em sondagens a cada 1 seg). O termo parcial para as medidas de defasagem de grupo do código P é calculado a partir da sincronização das modulações do código P em L1 e L2 nas cadeias do oscilador do satélite de GPS e na antena.

Este termo parcial, que difere para cada satélite, pode ser calibrado para $\pm 3 \times 10^{15}$ elétrons/m² (Gaposchkin e Coster, 1993) ou pode ser evitado com uma estratégia que usa observações simultâneas do mesmo satélite de GPS feitas a partir de diferentes receptores. O termo de ambigüidade de ciclo na Equação (2.38), que é a diferença nas ambigüidades de ciclo inteiras e individuais nas medidas de portadora de fase L1 e L2, não é facilmente calculado em seu valor absoluto por causa das instabilidades dos relógios nos satélites de GPS e nos receptores. Entretanto, sob certas condições é possível resolver por dupla-diferença as ambigüidades de ciclo, mesmo em linhas de superfície intercontinentais (Blewitt et al., 1992). Já para linhas LEO-superfície o problema da ambigüidade de ciclo é mais desafiador por causa do rápido movimento do LEO.

2.6 As Vantagens da Técnica de Rádio Ocultação

A técnica da rádio ocultação de GPS fornece sondagens atmosféricas de perfis de temperatura sob quaisquer condições de tempo, particularmente nas regiões da alta troposfera e baixa estratosfera e com melhor precisão do que outras técnicas de sensoriamento remoto. A resolução vertical da rádio ocultação de GPS é de ~ 1 km na estratosfera até 100 m próximo da superfície, onde os gradientes de refratividade são maiores. Estas resoluções são comparáveis ou até maiores do que os melhores sensores convencionais a bordo de satélites. Além disto, sob condições onde os gradientes horizontais são pequenos a resolução vertical pode ser aumentada para além do limite de difração de Fresnel.

Os aerossóis, nuvens e gotículas de água presentes na troposfera provocam uma extinção do sinal nos comprimentos de onda do visível e do infravermelho, desta forma é preferível sondar a atmosfera com radiação de comprimentos de onda maiores. Os comprimentos de onda da rádio ocultação são grandes, da ordem de ~ 20 cm, para os padrões do sensoriamento remoto atmosférico. As frequências de GPS estão bem abaixo de qualquer linha de absorção e o efeito do espalhamento por partículas é desprezível. Estas características permitem uma sondagem contínua do limbo da Terra sem as dificuldades básicas de absorção e espalhamento que ocorrem com comprimentos de onda menores.

A rádio ocultação também possibilita um sistema de auto-calibração. Este sistema usa medidas de fase precisa, de sinais artificiais num modo diferencial, no qual erros de fase induzido por osciladores se cancelam e onde a determinação precisa da órbita estabelece um perfil de referência de fase bastante acurado (± 10 ppb) que seria obtido na ausência da atmosfera. Em contraste, as observações por radiometria de perfis espectrais de absorção e emissão, a partir de fontes naturais, são obtidas geralmente de medidas de amplitude que são mais vulneráveis a erros nos seus sistemas de calibração.

A rádio ocultação pode fornecer um padrão de referência e/ou um sistema de calibração para outros instrumentos de medição de temperatura. Esta técnica pode satisfazer as exigências de monitoramento global, contínuo e estável da temperatura durante longos períodos de tempo. Com relação ao monitoramento e a pesquisa de tendências climáticas globais, medidas precisas e consistentes em intervalos de tempo bem curtos também são exigidas. Estas características também são encontradas na técnica de rádio ocultação. Assim, esta precisão combinada com o cálculo relativamente simples requerido para estimar as grandezas atmosféricas poderá tornar a refratividade na principal observável climática e de previsão do tempo das ciências atmosféricas futuras.

Perfis de refratividade atmosférica globais e diários, fornecidos por um LEO simples (500 ocultações por dia), teriam um espaçamento médio de cerca de 1000 km. Isto melhoraria significativamente a precisão dos modelos climatológicos e de previsão de tempo. Desta forma, uma constelação de satélites LEO não apenas aumentaria a densidade de perfis, mas poderia possibilitar a realização de análises tomográficas.

CAPÍTULO 3

O SATÉLITE CHAMP

O satélite alemão *CHALLENGING Microsatellite Payload* (CHAMP) foi lançado de Plesetsk, Rússia (62,5°N, 40,3°L), em 15 de julho de 2000 às 11:00 UT pelo foguete russo COSMOS. O CHAMP possui uma órbita polar com inclinação de 87.2° e uma altitude inicial de 454 km. O arrasto atmosférico deverá reduzir a altitude orbital do satélite CHAMP em cerca de 50-200 km. Após duas manobras de altitude, realizadas em junho e dezembro de 2003, estimou-se a vida útil do CHAMP até o final de 2007, quando um conjunto de dados de rádio ocultação sem precedentes já terá sido registrado.

Os experimentos do CHAMP incluem medidas do campo gravitacional (Reigber et al., 2003) e magnético da Terra (Maus et al., 2002), além de informação precisa do perfil de refratividade, temperatura, umidade e densidade de elétrons em escala global (Jakowski et al., 2002; Wickert et al., 2001a). As primeiras medidas de rádio ocultação com o CHAMP foram realizadas em 11 de fevereiro de 2001 entre 19:04 e 20:04 UT. Nesta ocasião foram registradas sete ocultações de boa qualidade, cada uma com mais de 30 segundos de duração.

As posições orbitais do CHAMP e dos satélites de GPS são fornecidas pelo grupo de determinação precisa de órbitas da *GeoForschungZentrum* (GFZ). Atualmente os erros de posição típicos para a órbita do CHAMP são de 20-30 cm durante um dia (Wickert et al., 2001b). Aperfeiçoamentos para o nível sub-decimétrico são esperados após as correções de erros devidos ao campo gravitacional. A Figura 3.1 mostra os perfis verticais de temperatura seca e umidade específica para a ocultação número 5 ocorrida em 11 de fevereiro de 2001 sobre o Atlântico Sul (53,2°S; 0,5°O; 19:43 UT), comparadas com dados do *European Center for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF) e do *National Center for Environmental Prediction* (NCEP).

Um conjunto de 438 perfis verticais de temperatura seca medidos durante o período de 19 a 21 de abril de 2001 foram usados para comparar com perfis do ECMWF correspondentes no intervalo de altura de 5 a 25 km. As ocultações foram separadas em três sub-conjuntos, altas latitudes no hemisfério norte, baixas latitudes e altas latitudes no hemisfério sul. O desvio médio (CHAMP-ECMWF) e seus desvios padrões com amostragem vertical de 0,2 km são mostrados na Figura 3.2.

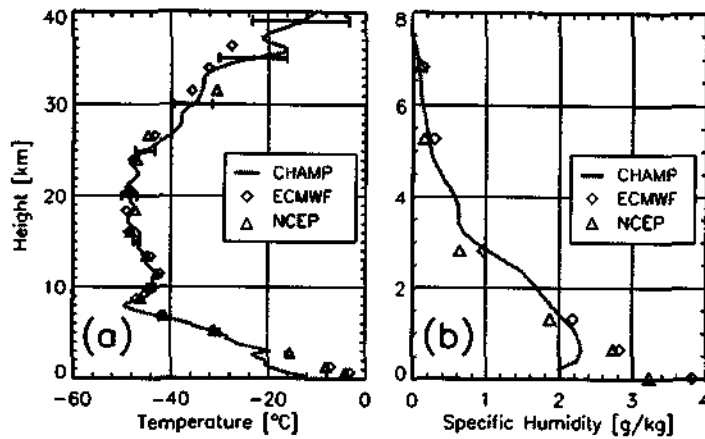


FIGURA 3.1 – Perfis verticais de (a) temperatura seca e (b) umidade específica calculadas a partir da ocultação número 5 em 11 de fevereiro de 2001 sobre o Atlântico Sul (53,2°S; 0,5°O; 19:43 UT) comparadas com dados do ECMWF e NCEP.
 FONTE: Wickert et al. (2001a).

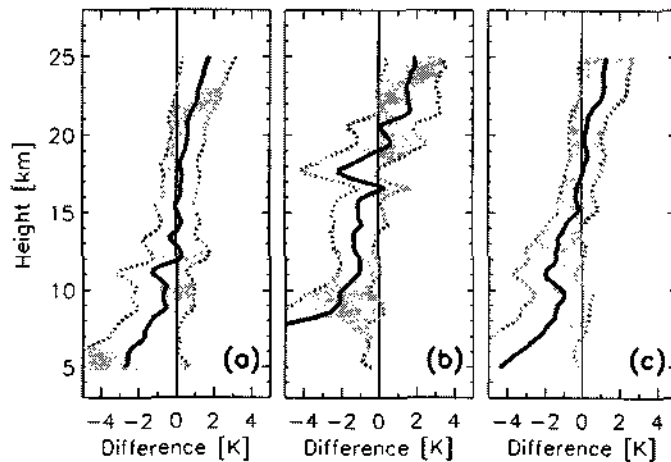


FIGURA 3.2 – Comparação estatística entre perfis verticais de temperatura seca, calculados a partir de medidas do CHAMP, e análises de 6-horas da ECMWF durante o período de 19 a 21 de abril de 2001. As diferenças (CHAMP - ECMWF) são traçadas para (a) 166 perfis no hemisfério norte (> 30°N), (b) 118 perfis em baixas latitudes (30°N - 30°S) e (c) 154 perfis no hemisfério sul (< 30°S).
 FONTE: Wickert et al. (2001a).

3.1 Infra-estrutura para Análise de Dados de Rádio Ocultação

Os componentes principais da infra-estrutura para a geração, transferência, análise e arquivo de dados são: o receptor de GPS a bordo do satélite CHAMP e o segmento de superfície. A Figura 3.3 ilustra a infra-estrutura operacional necessária para as medidas de rádio ocultação do CHAMP.

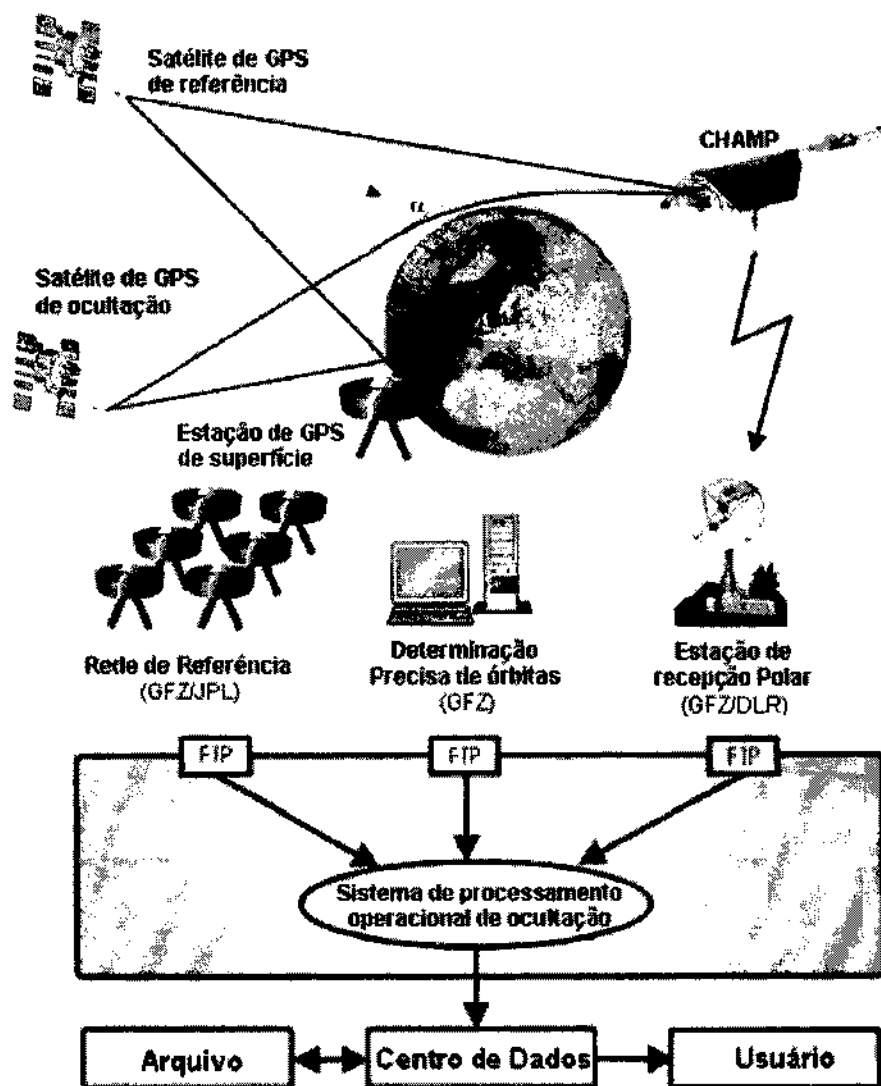


FIGURA 3.3 – Ilustração da infra-estrutura operacional para as medidas, recepção, transferência, análise e distribuição dos dados de rádio ocultação do CHAMP.

FONTE: Wickert et al. (2002).

O segmento de superfície consiste de:

- Uma estação de *downlink* próxima ao pólo norte em Ny Ålesund, Spitsbergen (79,0°N; 11,5°E);
- Rede de superfície de estações de referência (alta taxa de transferência e baixa latência de dados), atualmente consistindo de 40 estações (Wickert et al., 2001b, 2002; Galas et al., 2001) ;
- A facilidade de uma Determinação Precisa de Órbita Ultra Rápida (UPOD) (König et al., 2002);
- Sistema de análise operacional para dados de ocultação e dados de superfície de GPS (Wickert et al., 2001b);
- Sistema de Informação e Centro de Dados do CHAMP (ISDC) para o arquivamento e distribuição de dados.

Uma segunda estação em Neustrelitz, Alemanha (53,1° N; 13,1° E) atua como reserva. A rede de GPS de superfície é operada em cooperação entre o GFZ e o *Jet Propulsion Laboratory* (JPL). O restante da infra-estrutura é mantida pela GFZ.

3.2 Análise de Dados de Rádio Ocultação

O desenvolvimento de um software de processamento dos dados de rádio ocultação do CHAMP foi iniciado em 1997 pelo *Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt* (DLR) e foi concluído em 1999 pela GFZ. O atual software é parte de um sistema configurável para a geração de dados-produto operacionais. Este sistema também é usado em outras aplicações como, por exemplo, no processamento de dados de clima espacial (Wehrenpfennig et al., 2002). O processamento completo de dados e o sistema de análise e recuperação de perfis processam e arquivam dados espaciais, de superfície e de rastreamento de satélite de GPS. Também são necessários, como uma entrada adicional, dados orbitais precisos dos satélites de GPS e do CHAMP. Estes dados orbitais são fornecidos pelo grupo de determinação precisa de órbita da GFZ. Os três módulos principais do software de análise de dados são:

- 1° módulo: O primeiro componente decodifica e extrai as medidas de ocultação realizadas pelo receptor de GPS a bordo do CHAMP. Além disso, este módulo seleciona e sincroniza as medidas espaciais com as medidas de superfície usando previsões de eventos de ocultação.
- 2° módulo: O segundo componente, o módulo da dupla diferença, combina a informação de órbita precisa dos satélites de GPS e CHAMP com os dados de

fase do receptor de GPS no espaço e de estações de GPS em superfície para extrair o excesso de fase atmosférico do link de ocultação para cada evento.

- 3º módulo: O terceiro componente consiste num módulo de inversão para cálculo dos parâmetros atmosféricos gerando perfis verticais de refratividade, pressão, temperatura e vapor d'água usando a aproximação de óptica geométrica e a técnica de inversão de Abel.

Os três módulos foram validados pelo processamento de dados do GPS/MET e de estações de superfície, complementados pelos dados orbitais dos satélites gerados pela GFZ. A determinação da órbita de um LEO foi realizada usando um método dinâmico (Kang et al., 1997). As órbitas de GPS foram fornecidas pelo centro de análise da GFZ. Uma comparação entre os dados analisados pela UCAR, pelo JPL e pela GFZ apresentaram resultados similares.

A análise padrão de dados de ocultação do CHAMP na GFZ é baseada no método da dupla diferença para calcular o excesso de fase atmosférico, além da aproximação de óptica geométrica e da hipótese de simetria esférica para o cálculo da refratividade atmosférica. Os dados de entrada são:

- Medidas de ocultação do CHAMP (fases dos sinais de frequência L1 e L2 tomadas com uma taxa de amostragem de 50 Hz).
- Dados da rede de GPS de superfície (fases dos sinais de frequência L1 e L2 tomadas com uma taxa de amostragem 1 Hz).
- Dados precisos das órbitas do CHAMP e dos satélites de GPS fornecidos pela GFZ com uma resolução temporal de 30 s e 5 min respectivamente.

A técnica da dupla diferença é usada para a calibração do excesso de fase corrigindo os erros de relógio dos satélites. Medidas simultâneas de GPS (50 Hz de fase precisa em L1 e L2) a partir do CHAMP e dos satélites de referências de GPS são combinadas com dados de GPS da rede de estações de referência de superfície. As posições orbitais precisas do GPS e do CHAMP são necessárias para corrigir o movimento relativo dos satélites. Estes dados são operacionalmente fornecidos pela determinação precisa da órbita pela GFZ (König et al., 2002).

3.3 Recuperação dos Perfis Verticais da Atmosfera Neutra pela GFZ

Perfis verticais da refratividade atmosférica são derivados a partir do excesso de fase usando-se a aproximação da óptica geométrica e a técnica de inversão de Abel (Steiner et al., 1999). Um algoritmo descrito por Sokolovskiy e Hunt (1996) é aplicado para

a otimização dos ângulos de curvatura usando a climatologia do modelo atmosférico MSISE-90 (Hedin, 1991). Para o ar seco os perfis de densidade são calculados usando a relação entre a densidade e refratividade. Temperaturas “secas” são obtidas a partir da Equação Hidrostática e da Lei dos Gases Ideais. Perfis de vapor d’água são derivados aplicando um método iterativo descrito por Gorbunov e Sokolovskiy (1993) e usando a análise de clima global operacional (em intervalos de 6 hs) da ECMWF (Marquardt et al., 2002).

Várias modificações no software de análise foram realizadas desde as primeiras medidas de rádio ocultação, resultando numa nova versão para a análise dos resultados. A atual versão é a 004, que foi implementada em dezembro de 2002. As maiores modificações são:

- Uso de um modelo de Doppler empírico para o controle de plausibilidade de dados de L1 e L2 na baixa troposfera (Hajj et al., 2002).
- Uso de dados do ECMWF para a inicialização da equação da Hidrostática à 43 km de altura (uma altura de escala no mais alto ponto medido).
- Uso da relação de alturas geométricas para o geóide EGM96.

Os dados ECMWF também são usados para o controle de qualidade. O desvio máximo permitido da refratividade medida pelo CHAMP, com relação aos dados analisados, é de 10%. Na baixa troposfera os perfis são descartados quando o desvio é maior que este limite.

3.4 Recuperação dos Perfis Verticais de Densidade de Elétrons pela GFZ

Uma aproximação tomográfica foi estabelecida usando-se cascas esféricas com densidade de elétrons constante (Jakowski, 1999). Medidas de diferenças de fase de GPS fornecem o conteúdo total de elétrons ao longo do caminho do raio como um somatório sobre a integral de linha nas diferentes camadas. A discretização dos caminhos do raio tem a vantagem de que informação adicional, a partir de Fontes externas tais como o pico da densidade de elétrons ou TEC vertical, pode ser facilmente incluída na reconstrução do perfil de densidade de elétrons. Esta vantagem não está sendo atualmente usada para a análise operacional de dados. Como o comprimento do caminho geométrico através das diferentes camadas pode ser facilmente determinado, a densidade de elétrons de diferentes cascas é então diretamente calculada a partir das medidas de 1 Hz de forma recursiva, começando da camada mais alta para a mais baixa da ionosfera. Devido à baixa altitude orbital do CHAMP (~400km, próxima à altura do pico de densidade da camada F2) deve-se ter um cuidado especial ao definir o TEC inicial antes de começar a

recuperação. Várias possibilidades usando-se modelos de topo de ionosfera/plasmasfera têm sido testadas com este objetivo (Jakowski et al., 2002).

CAPÍTULO 4

ATIVIDADE DE ONDAS DE GRAVIDADE NA ESTRATOSFERA TERRESTRE

As ondas de gravidade exercem a maior influência de grande escala na circulação e na estrutura da atmosfera. Elas também são consideradas as responsáveis por muitas das variações espaciais e temporais em vários parâmetros atmosféricos acima da tropopausa, como por exemplo, o vento e a temperatura.

Os perfis de temperatura obtidos através da técnica de rádio ocultação, utilizando-se o satélite CHAMP, foram usados para determinar a atividade de ondas de gravidade na estratosfera terrestre.

Nas próximas seções serão apresentadas a teoria que descreve a densidade de energia das ondas de gravidade e a metodologia para determinar a atividade de ondas. Também são mostrados os resultados encontrados para a atividade de ondas de gravidade na América do Sul.

4.1 Cálculo da Densidade de Energia das Ondas de Gravidade

Sabe-se que os parâmetros atmosféricos oscilam num amplo intervalo de escalas. Flutuações de mesoescala são observadas na velocidade do vento e na temperatura como uma superposição de várias ondas de gravidade com diferentes escalas espacial e temporal.

Desta forma, o comportamento das ondas de gravidade é melhor interpretado em termos do espectro como uma função da frequência (ω) e dos números de onda vertical e horizontal (m, k). VanZandt (1982) investigou o espectro das ondas de gravidade observadas na troposfera e na média atmosfera e encontrou uma universalidade do espectro em relação às estações do ano, altitude e condições geográficas. Em particular, a frequência e o número de onda horizontal do espectro de ondas variam aproximadamente com a lei $\omega^{-5/3}$ e $k^{-5/3}$.

Utilizando perfis de vento e de temperatura observados por radares e/ou radiossondas, Fritts e VanZandt (1993) descrevem a energia do espectro das perturbações, na velocidade do vento e na temperatura, causadas pelas ondas de gravidade, como um produto de funções separadas em ω , m e ϕ , dada pela seguinte expressão:

$$E(\mu, \omega, \phi) = E_0 A(\mu) B(\omega) \Phi(\phi) \quad (4.1)$$

Send que,

$$A(\mu) = \frac{A_0 \mu^s}{(1 + \mu^{s+1})} \quad (4.2)$$

$$B(\omega) = B_0 \omega^{-p} \quad (4.3)$$

Nestas equações, $\mu = m/m_*$ e $m = 2\pi/\lambda_z$. λ_z e m_* são, respectivamente, o comprimento de onda vertical e o número de onda característico, ϕ é o ângulo azimutal indicando a direção de propagação da onda. O parâmetro E_0 representa a energia total das ondas de gravidade por unidade de massa, enquanto A_0 e B_0 são os parâmetros normalizados para o número de onda vertical e para o espectro de frequência, $A(\mu)$ e $B(\omega)$. A função $\Phi(\phi)$ representa a anisotropia das ondas de gravidade.

A densidade de energia pode ser utilizada para medir a atividade de ondas de gravidade, sendo definida da seguinte forma (Tsuda et al., 2000):

$$E_0 = E_k + E_p = \frac{1}{2} \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} + \left(\frac{g}{N} \right)^2 + \overline{\left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2} \right] \quad (4.4)$$

Na qual E_k e E_p representam as energias cinética e potencial por unidade de massa, respectivamente. Estas energias podem ser reescritas da seguinte forma:

$$E_k = \frac{1}{2} \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (4.5)$$

$$E_p = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{g}{N} \right)^2 + \overline{\left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2} \right] \quad (4.6)$$

E,

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p} \right) \quad (4.7)$$

Os termos u' , v' e w' representam as componentes perturbadas da velocidade do vento nas direções zonal, meridional e vertical, respectivamente; g é a aceleração devido a gravidade; N é a frequência de Brunt-Väisälä; \bar{T} e T' são as componentes média e perturbada da temperatura; C_p é o calor específico a pressão constante do ar seco.

De acordo com a teoria linear das ondas de gravidade, a razão entre as energias cinética e potencial (E_k/E_p) é constante e igual ao índice espectral p da Equação (4.3). Portanto, a partir da teoria linear é possível estimar E_0 somente através da observação da temperatura, e assim estudar a atividade de ondas de gravidade.

4.2 Metodologia para Determinar a Atividade de Ondas de Gravidade

Para calcular a energia potencial, E_p , é necessário conhecer-se, além do perfil de temperatura, a flutuação da temperatura, a variância da flutuação e a frequência de Brunt-Väisälä. O perfil da temperatura atmosférica, $T(z)$, pode ser considerado como sendo formado pela temperatura básica, $\overline{T(z)}$, e pela componente da flutuação, $T'(z)$. A flutuação da temperatura é determinada através da filtragem do perfil de temperatura, utilizando um filtro “passa-alta” com frequência de corte de 10 km. Procedimentos semelhantes foram realizados nas análises de perfis dos parâmetros atmosféricos obtidos por foguetes (Eckermann et al., 1994). A frequência de Brunt-Väisälä ao quadrado pode ser determinada através da diferenciação do perfil de temperatura em relação a três alturas adjacentes.

A variância da flutuação da temperatura, $\overline{T'^2(z)}$, é determinada através da seguinte relação:

$$\overline{T'^2(z)} = \frac{1}{z^{max} - z^{min}} \int_{z^{min}}^{z^{max}} T'^2(z) dz \quad (4.8)$$

Onde z^{max} e z^{min} representam o topo e a base da região onde é realizado o cálculo a energia potencial.

A Figura 4.1 apresenta um perfil de temperatura obtido pelo satélite CHAMP na região nordeste do Brasil (4, 05°S; 34, 05°O), no dia 17/08/2004 em torno das 13:26 UT. Nota-se que o perfil de temperatura foi filtrado com um filtro passa-baixa para a remoção do ruído. A tropopausa, região onde ocorre a inflexão do perfil de temperatura, pode ser observada em torno de 16,5 km de altitude. Na Figura 4.1-B é apresentado o perfil da flutuação da temperatura. Observa-se que na altura da tropopausa, ocorrem alguns valores espúrios de flutuação, causados pelo inversão do perfil de temperatura. Estas flutuações não são causadas pelas ondas de gravidade. A Figura 4.1-C apresenta o perfil da frequência de Brunt-Väisälä ao quadrado obtido a partir do perfil de temperatura do satélite CHAMP. O valor de N^2 é pequeno na troposfera e apresenta um aumento abrupto na altura da tropopausa, enquanto que valores maiores são observados na região da estratosfera (~ 17 a 35 km de altura). Na Figura 4.1-D é apresentado o perfil da energia potencial, E_p , entre, aproximadamente, 20 e 35 km de altitude. Observa-se que os valores de E_p apresentam os maiores valores entre 24 e 30 km de altura, variando entre ~2 e 6 J/Kg.

Observa-se através da Figura 4.1(d) que o perfil de energia potencial apresenta variações entre 20-35 km de altura, refletindo assim a presença, ou ausência, de ondas de gravidade que propagam-se através da atmosfera. Para melhor caracterizar a presença destas ondas na estratosfera, este perfil será integrado em função da altura para se obter um mapa de

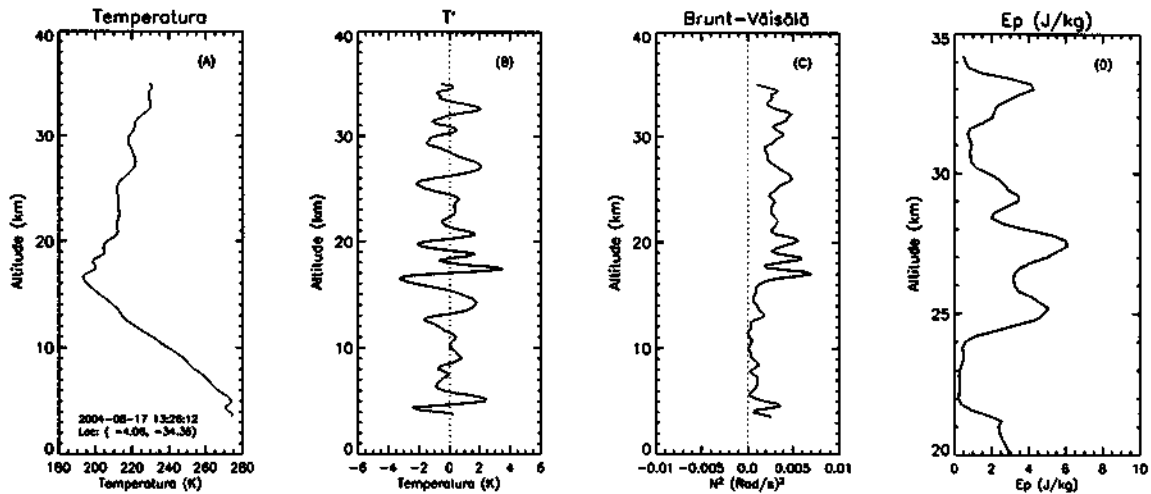
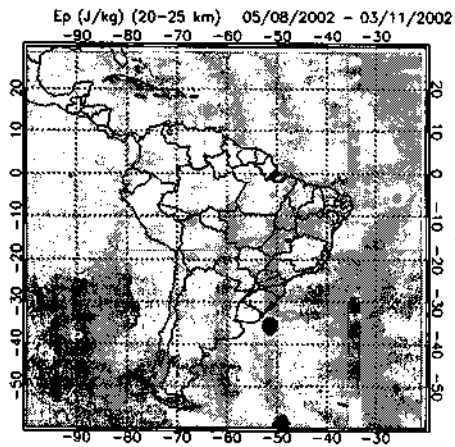


FIGURA 4.1 – (A) Perfil da temperatura observado no dia 17/08/2004 na região nordeste do Brasil ($4,05^{\circ}\text{S}; 34,05^{\circ}\text{O}$) em torno das 13:26 UT. (B) Flutuação da temperatura. (C) Freqüência de Brunt-Väisälä ao quadrado. (D) Energia potencial entre 20 e 35 km de altura.

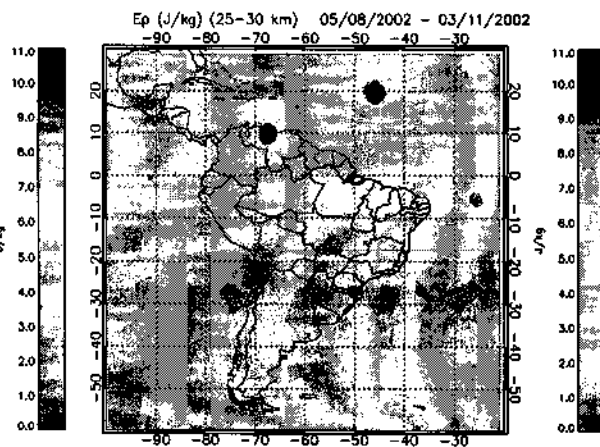
energia potencial. Desta forma, a Figura 4.2 apresenta os resultados da energia potencial calculada durante a primavera de 2002 para os seguintes segmentos de altura: 20-25 km, 25-30 km, 30-34 km, 20-30 km, 20-34 km, 24-34 km. Objetiva-se aqui avaliar qual é o melhor intervalo de altura para se caracterizar as ondas de gravidade na estratosfera.

As Figuras 4.2(a) e (b) apresentam os resultados da energia potencial entre 20-25 km e 25-30 km de altura, no qual a atividade de ondas está bem concentrada em torno do equador, sendo mais predominante para o segmento de 20-25 km de altura. A Figura 4.2(c) apresenta a energia pontencial integrada entre 20-30 km, nota-se que esta figura sintetiza os resultados da atividade de ondas apresentada nas Figuras 4.2(a) e (b). A Figura 4.2(d) apresenta a energia potencial integrada entre 30-34 km onde é possível notar uma maior atividade de ondas distribuída por todas as regiões do mapa. De forma análoga, as Figuras 4.2(e) e (f) apresentam a energia potencial integrada entre 20-34 km e 24-34 km. Observa-se que os resultados apresetados na Figura 4.2(F) exibem uma maior atividade de ondas para o intervalo de 24-34 km de altura, quando comparado com o intervalo de 20-34 km.

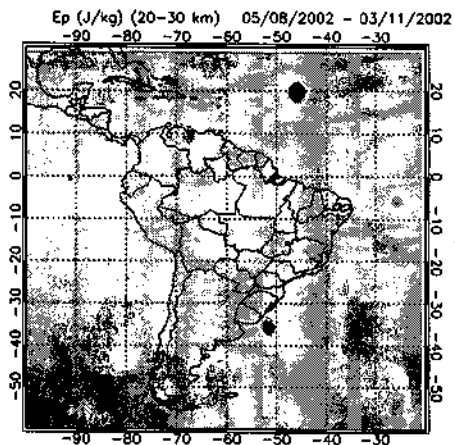
Através dos resultados da Figura 4.2 é possível observar que a energia potencial integrada entre 24-34 km apresenta os melhores resultados na representação da atividade de ondas de gravidade na estratosfera. Desta forma, este intrevaldo de altura será utilizado daqui em diante no estudo da atividade de ondas de gravidade.



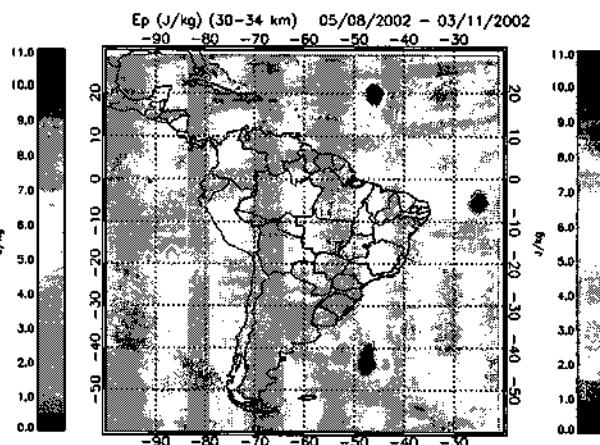
(a) EP 20-25 km



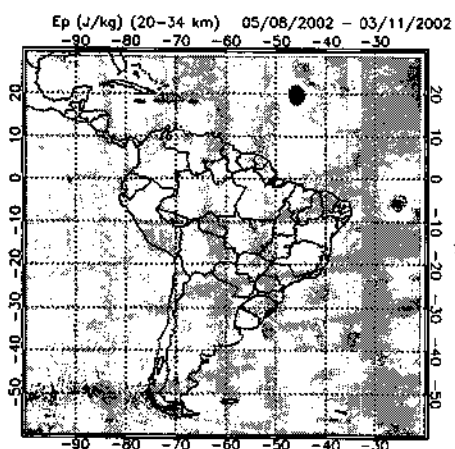
(b) EP 25-30 km



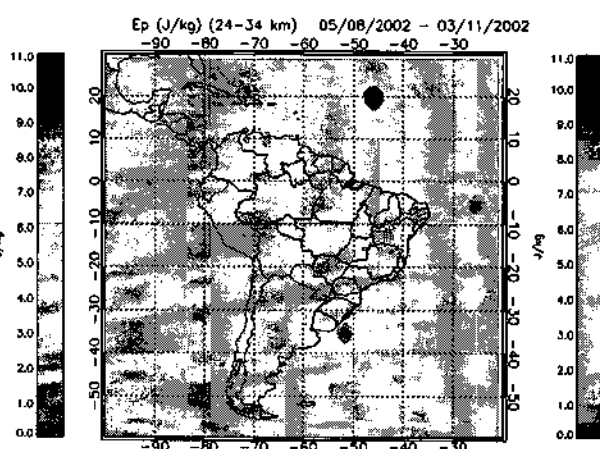
(c) EP 20-30 km



(d) EP 30-34 km



(e) EP 20-34 km



(f) EP 24-34 km

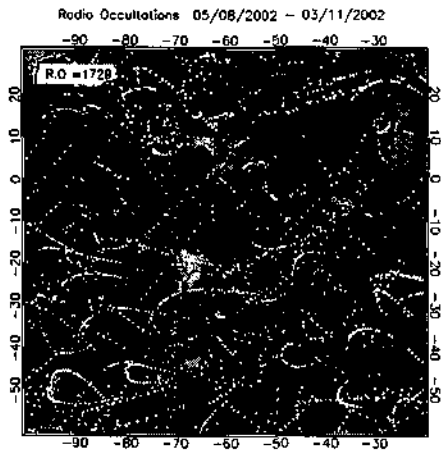
FIGURA 4.2 – Energia potencial integrada para diversos intervalos de altura durante a primavera de 2002.

Além do cálculo da energia potencial, também é possível determinar a altura e a temperatura da tropopausa. A Figura 4.3 apresenta um exemplo dos resultados obtidos através da metodologia empregada neste estudo.

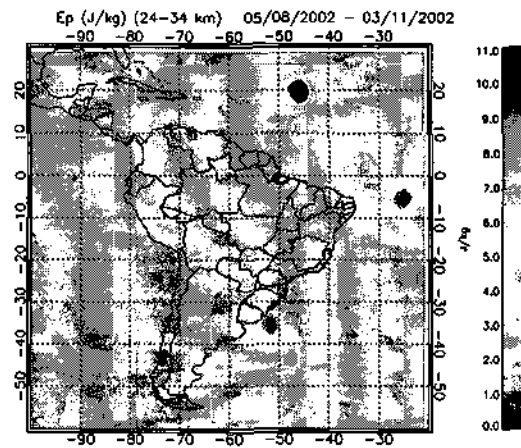
A Figura 4.3(a) apresenta um mapa com aproximadamente 1730 rádio ocultações, ocorridas sobre a América do Sul durante a primavera de 2002. Cada ponto do mapa representa um perfil de temperatura obtido através da técnica de rádio ocultação. A Figura 4.3(b) apresenta a distribuição da energia potencial calculada neste período. Nota-se que as regiões com cores em amarelo e vermelho apresentam maiores valores de energia potencial e, por consequência, uma indicação de maior atividade de ondas de gravidade entre 24 e 34 km de altura. Observa-se também que a região de maior atividade de ondas de gravidade está distribuída $\pm 15^\circ$ em torno do equador. Entretanto, também é possível notar a ocorrência da atividade de ondas de gravidade em regiões isoladas, principalmente sobre o Oceano Atlântico. As regiões do mapa indicadas com cores em tom azul escuro apresentam atividade de ondas de gravidade muito baixa ou nula.

A Figura 4.3(c) apresenta a distribuição da temperatura na altura da tropopausa. Observa-se claramente que as menores temperaturas, em torno de 180 a 200 K, concentram-se $\pm 20^\circ$ em torno do equador. Um aumento de 205 a 230 K na temperatura é observado para latitudes entre 20°N e 30°S . Por outro lado, a Figura 4.3(d) apresenta a distribuição da altura da tropopausa para a América do Sul. Observa-se que entre 20°N e 30°S a altura da tropopausa varia de 15 a 19 km de altura. Observa-se também que a região onde a altura da tropopausa é maior a temperatura na tropopausa é menor (ver Figura 4.3(c)). Para latitudes acima de 30°S , observa-se que a altura da tropopausa varia entre 8 e 14 km de altura. Nesta mesma região observam-se temperaturas maiores para a região da tropopausa.

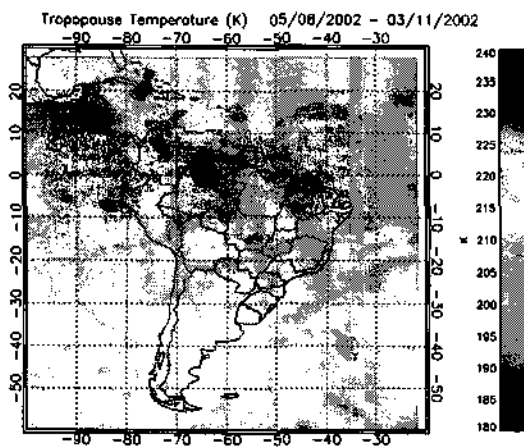
Os resultados da temperatura e da altura da tropopausa estão de acordo com as observações realizada por radiossondagens. Estas observações mostram que a altura da tropopausa é maior em torno do equador e diminui à medida que aproxima-se dos pólos. O inverso ocorre com a temperatura na altura da tropopausa, onde ocorre uma menor temperatura em torno do equador e maiores temperaturas próximas aos pólos.



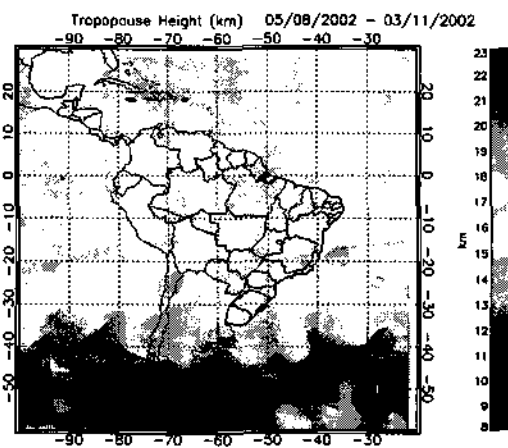
(a) Rádio Ocultações (RO)



(b) Energia Potencial



(c) Temperatura na Tropopausa



(d) Altura da Tropopausa

FIGURA 4.3 – Resultados encontrados utilizando da metodologia descrita neste estudo. (A) Rádio Ocultações ocorridas durante a primavera de 2002. (B) Energia Potencial entre 20 e 30 km de altura. (C) Altura da Tropopausa. (D) Temperatura na Tropopausa.

4.3 Resultados da Atividade de Ondas de Gravidade na América do Sul

Nesta seção serão apresentados os resultados encontrados para a atividade de ondas de gravidade sobre a América do Sul.

A Tabela 4.1 apresenta o número de rádio ocultações observadas sobre a América do Sul entre (30°N - 60°S) e (100°O - 20°O), para cada estação do ano entre 2001 e 2005. Estes conjunto de dados foi utilizados para o cálculo da energia potencial, além disso, também é importante salientar que as primeiras medidas de rádio ocultação do satélite CHAMP começaram em 14/05/2001.

TABELA 4.1 – Número de Rádio Ocultações Ocorridas sobre a América do Sul

	2001	2002	2003	2004	2005
Primavera	582	1729	1471	1450	528
Verão	-	947	1406	1403	1276
Outono	-	1336	1508	1398	1382
Inverno	1045	1531	1550	1377	1326

As Figuras 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8 apresentam os resultados da variação sazonal da energia potencial calculada para os anos de 2001 à 2005, respectivamente, sobre a América do Sul.

Para o ano de 2001, Figura 4.4, observa-se uma maior atividade de ondas de gravidade na primavera em $\pm 10^\circ$ em torno da região equatorial, principalmente sobre o Oceano Atlântico e Pacífico. Em algumas regiões isoladas do mapa observa-se uma energia potencial maior, principalmente sobre no Atlântico norte e Pacífico sul. Durante o inverno de 2001 observa-se apenas regiões isoladas de atividade de ondas de gravidade sobre o oceano Atlântico e Pacífico.

Em 2002, Figura 4.5, uma maior atividade de ondas de gravidade pode ser observada em $\pm 20^\circ$ em torno do equador, durante a primavera, verão e outono. Esta atividade de ondas ocorre tanto sobre o continente quanto sobre o Oceano Atlântico. Uma menor atividade de ondas de gravidade é observada durante o inverno de 2002. Contudo, pode-se destacar uma atividade moderada (EP em torno de 5-6 J/kg) sobre o Brasil e na região equatorial do Atlântico.

Durante o ano de 2003, Figura 4.6, a maior atividade de ondas de gravidade ocorre na primavera e no verão e em torno do equador. Durante o outono, pode-se notar uma maior

atividade de onda sobre a América Central, com focos espalhados sobre o continente, mas principalmente, sobre o Oceano Pacífico. No inverno predomina a baixa atividade de ondas de gravidade.

No ano de 2004, Figura 4.7, uma maior atividade de ondas de gravidade pode ser observada durante a primavera, verão e outono em $\pm 10^\circ$ em torno do equador. Esta atividade de ondas está distribuída entre o continente sobre o Oceano Atlântico e Pacífico. Durante o inverno de 2004 observa-se uma baixa atividade de ondas. Focos isolados onde a energia potencial é maior pode ser claramente observado na costa do Brasil.

Para o ano de de 2005, Figura 4.8, assim como ocorreu para os demais anos, a maior atividade de ondas de gravidade pode ser observada durante a primavera, verão e outono em $\pm 10^\circ$ em torno do equador. Esta atividade de ondas está mais distribuída entre o continente e oceanos durante a primavera e verão. No outono, a atividade de ondas é mais predominante sobre o Oceano Pacífico, enquanto que no inverno esta atividade está mais concentrada sobre o Oceano Atlântico.

Os resultados encontrados para energia potencial integrada, entre 24 e 34 km de altura, mostram uma clara sazonalidade da atividade de ondas de gravidade sobre a América do Sul. Observa-se que entre 2001 e 2005 a estação com menor atividade de ondas foi o inverno. Por outro lado, a maior atividade de ondas de gravidade foi observada durante a primavera, verão e outono. Também é importante destacar as variações anuais da energia potencial, que apresentaram seus máximos durante os anos pares (2002 e 2004) e mínimos nos anos ímpares (2001, 2003 e 2005). A atividade de ondas de gravidade apresentou uma distribuição mais uniforme entre o continente e os oceanos durante o ano de 2004. Por outro lado, durante o outono de 2002 esta atividade foi mais predominante sobre o Oceano Atlântico, enquanto que no outono de 2003 e 2005 esta atividade foi mais predominante sobre o Oceano Pacífico.

Allen e Vincent (1995) mostraram que a atividade de ondas de gravidade na baixa atmosfera é maior no inverno em latitudes médias e na primavera e outono (equinócios) em latitudes tropicais. Resultados similares também foram encontrados por Tsuda et al. (2000) e Ratnam et al. (2004). Os resultados encontrados neste estudo corroboram com os resultados encontrados por estes autores.

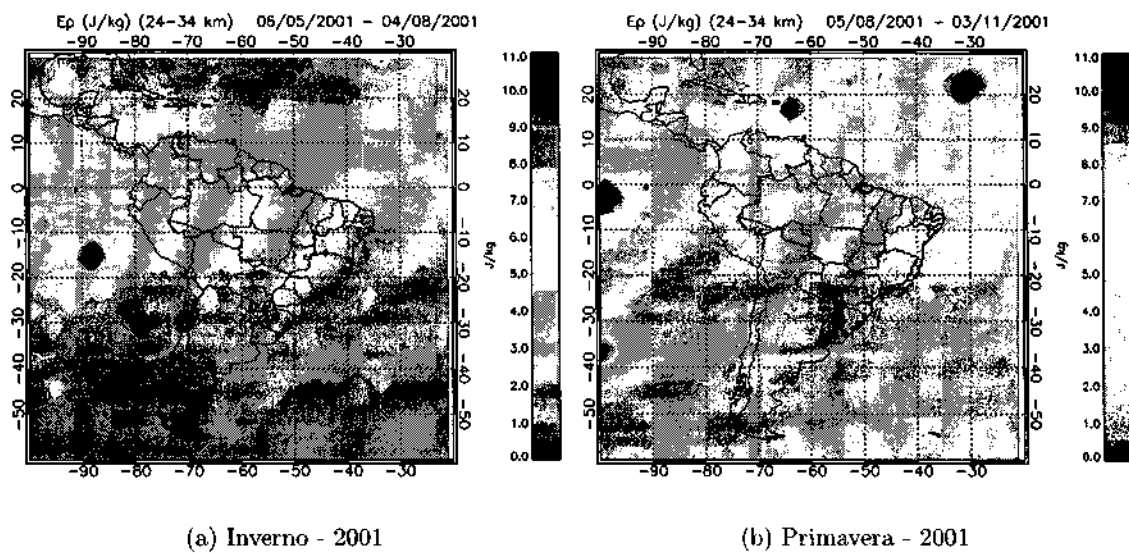


FIGURA 4.4 – Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2001.

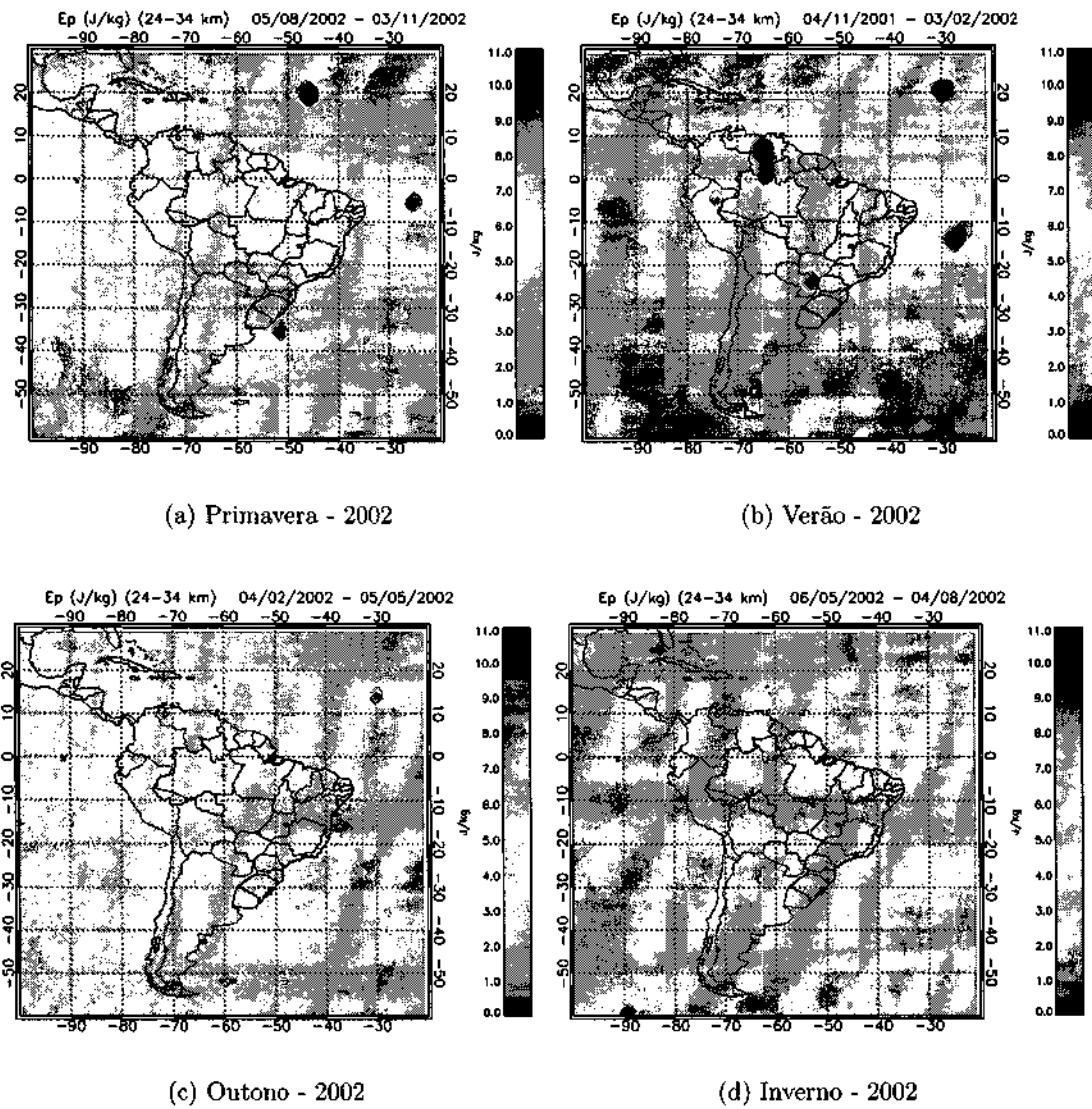


FIGURA 4.5 – Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2002.

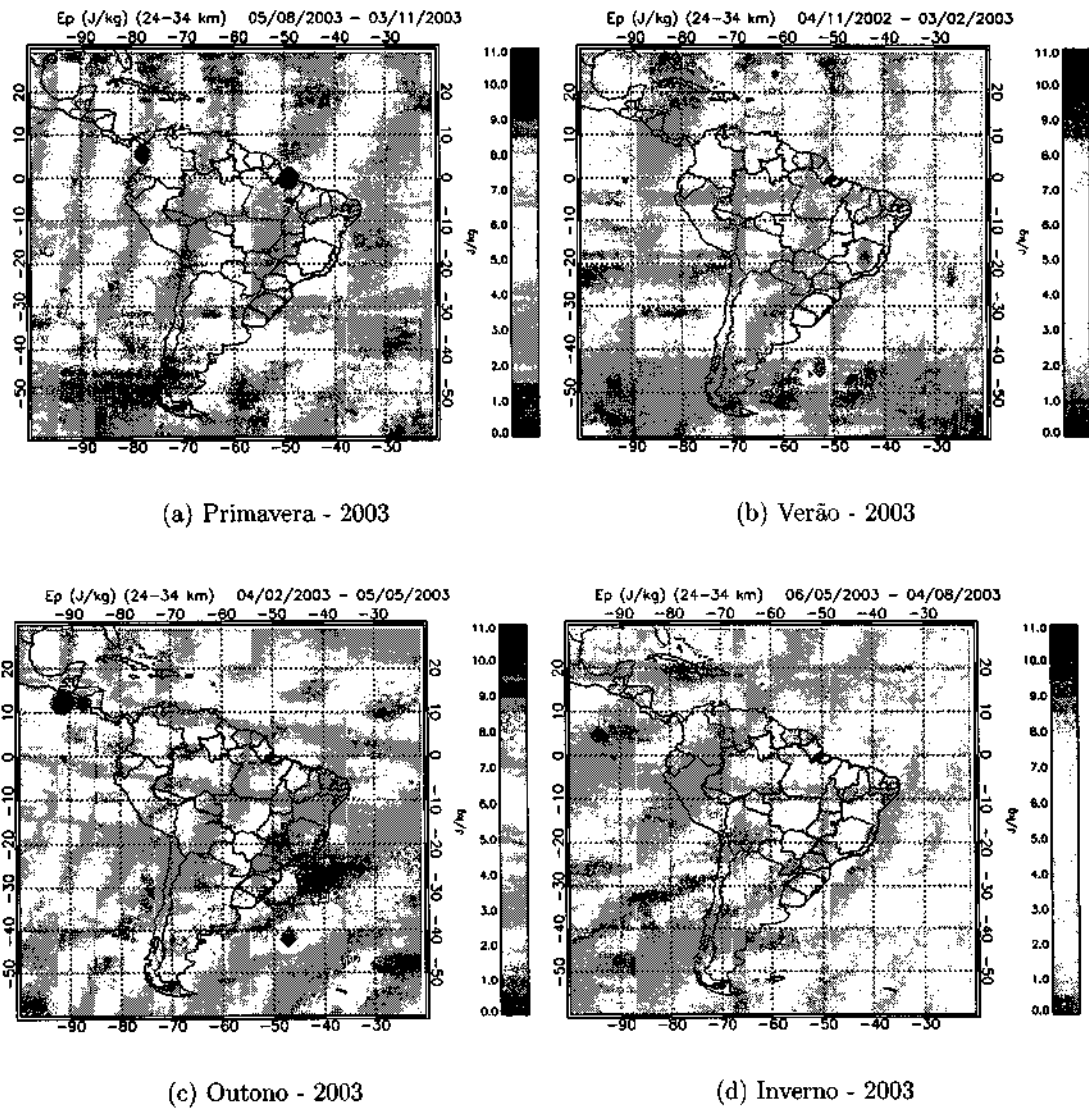


FIGURA 4.6 - Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2003.

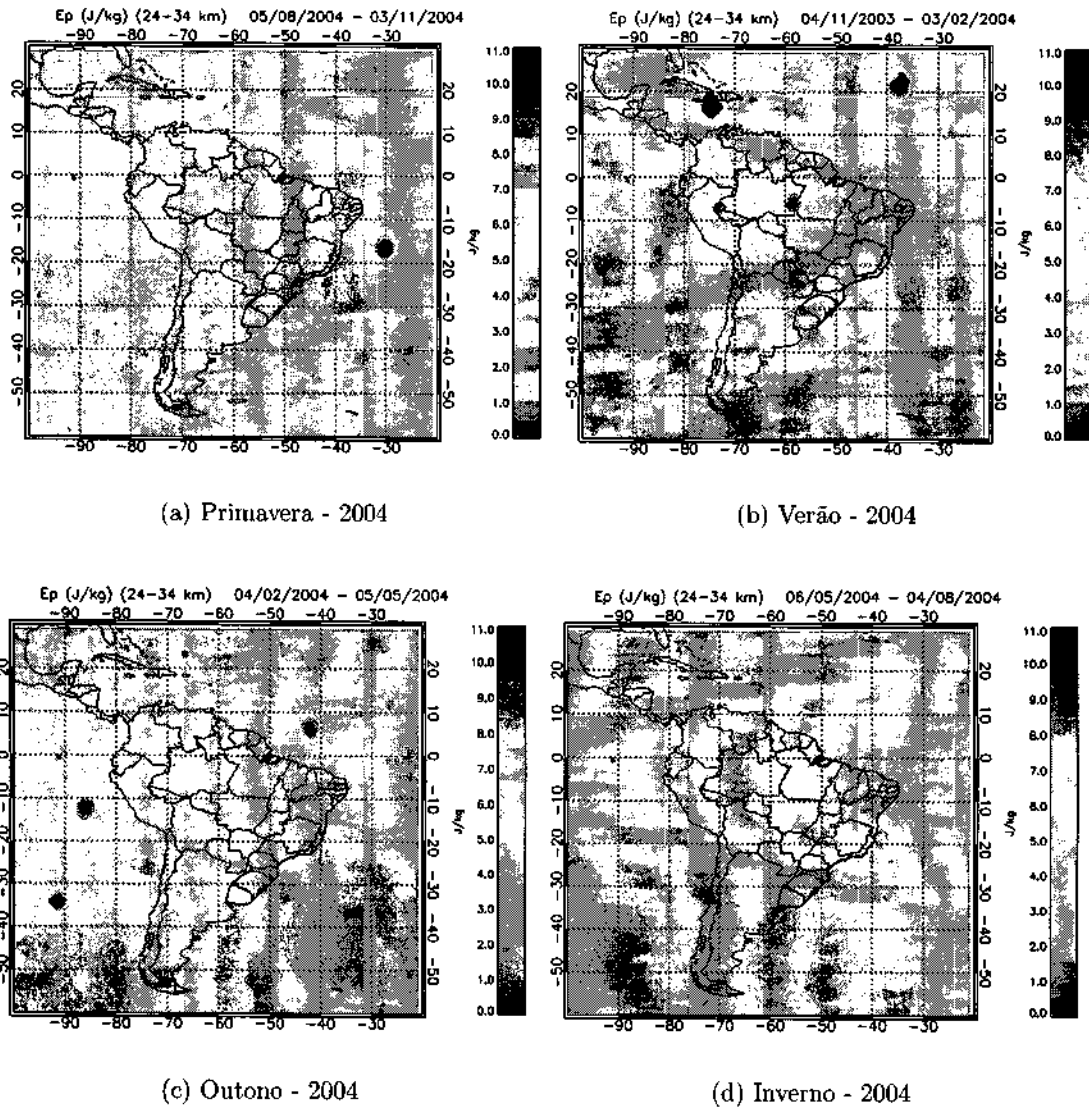
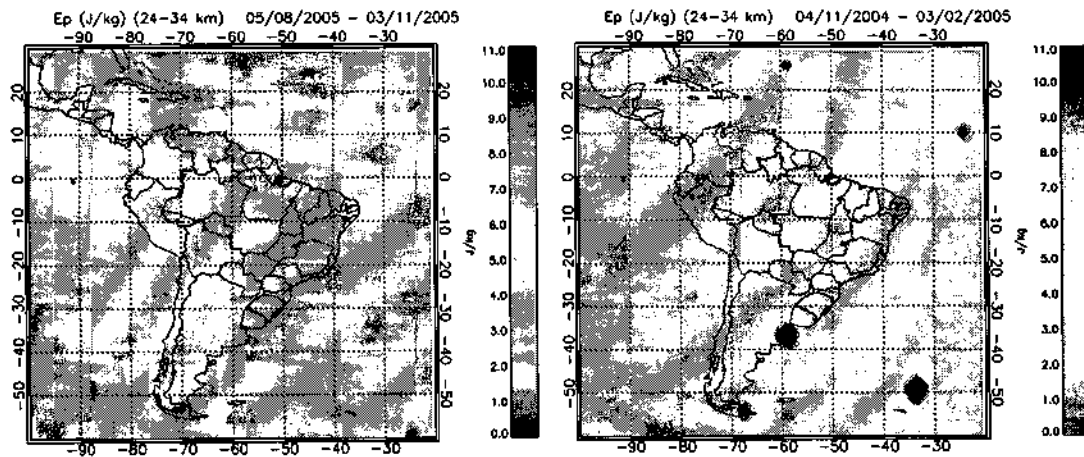
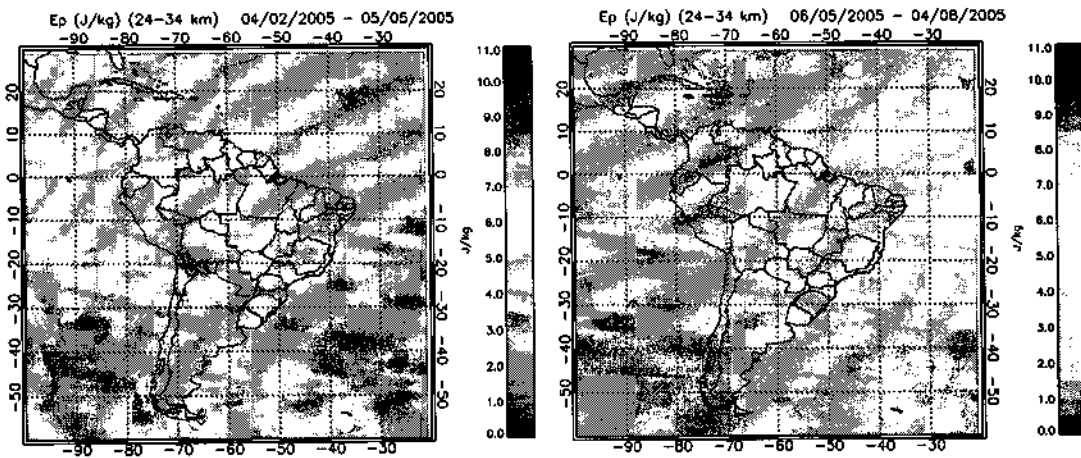


FIGURA 4.7 - Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2004.



(a) Primavera - 2005

(b) Verão - 2005



(c) Outono - 2005

(d) Inverno - 2005

FIGURA 4.8 – Variação sazonal de energia potencial sobre a América do Sul para o ano de 2005.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

A partir da cooperação científica estabelecida entre os pesquisadores da linha de pesquisa em Luminescência (LUME/INPE) e o *GeoForschungsZentrum* (GFZ) da Alemanha, foi disponibilizado o acesso aos dados de atmosfera neutra, obtidos pela técnica da rádio ocultação de GPS. Utilizando-se estes dados, foi possível implementar a metodologia para determinar a energia potencial a partir dos perfis de temperatura, e por consequência estimar a atividade de ondas de gravidade na região da estratosfera terrestre.

A análise da energia potencial potencial, integrada entre 24 e 34 km de altura, sobre a América do Sul mostrou uma sazonalidade na atividade de ondas de gravidade. Observou-se que entre 2001 e 2005 a estação com menor atividade de ondas foi o inverno. Por outro lado, a maior atividade de ondas de gravidade foi observada durante a primavera e outono.

Além da variação sazonal, também foi observada variações anuais da energia potencial, que apresentaram seus máximos durante os anos de 2002 e 2004 e mínimos nos anos de 2001, 2003 e 2005.

A atividade de ondas de gravidade apresentou uma distribuição mais uniforme entre o continente e os oceanos durante o ano de 2004. Porém, durante o outono de 2002 esta atividade foi mais intensa sobre o Oceano Atlântico, enquanto que no outono de 2003 e 2005 predominou sobre o Oceano Pacífico.

Por fim, como uma continuação do presente trabalho, sugere-se o estudo da atividade de ondas planetárias e das oscilações quasi-bienais (*Quasi-Biennial Oscillation* - QBO) na estratosfera e sua possível influência na atividade de ondas de gravidade na mesosfera.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Allen, S. J.; Vincent, R. A. Gravity wave activity in lower atmosphere: Sazonal and latitudinal variations. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**, v. 105, n. 22, p. 1327–1350, 1995.
- Blewitt, G.; Heflin, M. B.; Webb, F. H.; Zumberge, J. F. Global coordinates with centimeter accuracy in the International Terrestrial Reference Frame using Global Positioning System. **Geophysical Research Letters**, v. 19, p. 853–856, 1992.
- Eckermann, S. D.; Hirota, I.; Hocking, W. K. Gravity wave and equatorial wave morphology of the stratosphere derived from long-term rocket soundings. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 121, p. 149–186, 1994.
- Fishbach, F. F. Remarks on the Inference of Neutral Atmospheric Parameters From Microwave Occultation Data. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 57, n. 15, p. 528–532, 1965.
- Fritts, D. C.; Nastrom, G. D. Sources of Mesoscale Variability of Gravity-Waves .2. Frontal, Convective, and Jet-Stream Excitation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 49, n. 2, p. 111–127, 1992.
- Fritts, D. C.; VanZandt, T. E. Spectral estimates of gravity waves energy and momentum fluxes, part I, energy dissipation, acceleration and constraints. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 50, p. 3685–3694, 1993.
- Galas, R.; Wickert, J.; Burghardt, W. High rate low latency GPS Ground Tracking Network for CHAMP. **Phys. Chem. Earth (A)**, v. 26, p. 649–652, 2001.
- Gaposchkin, E. M.; Coster, A. J. **GPS L1-L2 bias determination**. Lincoln Laboratory: Massachusetts Institute of Technology: Lexington, Massachusetts, 1993.
- Gorbunov, M. E.; Sokolovskiy, S. V. **Remote sensing of refractivity from space for global observations of atmospheric parameters**. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, 1993.
- Hajj, G. A.; Kursinski, E. R.; Romans, L. J.; Bertiger, W. I.; Leroy, S. S. A technical description of atmospheric sounding by GPS occultation. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 4, p. 451–469, 2002.
- Hedin, A. E. Extension of the Msis Thermosphere Model into the Middle and Lower Atmosphere. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 96, n. A2, p. 1159–1172, 1991.

- Jakowski, N. Capabilities of radio occultation measurements onboard LEO satellites for ionospheric monitoring and research. In: 4th COST 251 Workshop The Impact of the Upper Atmosphere on Terrestrial and Earth-Space Communications. **Proceedings...** Ed. A. Vernon, Madeira, Portugal, 1999. p. 116–121.
- Jakowski, N.; Kutiev, I. S.; Heise, S.; Wehrenpfennig, A. GPS Radio Occultation Measurements of the Ionosphere from CHAMP: Early Results. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 10, p. 10.1029, 2002.
- Kang, Z.; Schwintzer, P.; Reigber, C.; Zhu, S. Y. Precise orbit determination of low-Earth satellites using SST data. **Advances in Space Research**, v. 19, p. 1667–1670, 1997.
- König, R.; Zhu, S.; Reigber, C.; Neumayer, K.-H.; Meixner, H.; Galas, R.; Baustert, G.; Schwintzer, P. CHAMP Rapid Orbit Determination for GPS Atmospheric Limb Sounding. **Advances in Space Research**, v. 30, n. 2, p. 289–293, 2002.
- Lindal, G. F. The atmosphere of Neptune - an analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2. **Astronomical Journal**, v. 103, p. 967–982, Mar. 1992.
- Lindal, G. F.; Wood, G. E.; Hotz, H. B.; Sweetnam, D. N.; Eshleman, V. R.; Tyler, G. L. The atmosphere of Titan - an analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements. **Icarus**, v. 53, p. 348–363, Feb. 1983.
- Lusignan, B.; Modrell, G.; Morrison, A.; Pomalaza, J.; Ungar, S. G. Sensing the Earth's Atmosphere with Occultation Satellites. **Proc. IEEE**, v. 4, p. 454–467, 1969.
- Marquardt, C.; Labitzke, K.; Reigber, C.; Schmidt, T.; Wickert, J. An assessment of the quality of GPS/MET radio limb soundings during February 1997. **Phys. Chem. Earth (A)**, v. 26, p. 125–130, 2002.
- Maus, S.; Rother, M.; Holme, R.; Lühr, H.; Olsen, N.; Haak, V. First scalar magnetic anomaly map from CHAMP satellite data indicates weak lithospheric field. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 14, p. 10.1029/2001GL013685, 2002.
- Melbourne, W.; Davis, E. S.; Duncan, C. B.; Hajj, G. A.; Hardy, K. R.; Kursinski, E. R.; Meehan, T. K.; Young, L. E.; Yunck, T. P. **The Application of Spaceborne GPS to Atmospheric Limb Sounding and Global Change Monitoring**. Publication 94-18. JPL, Pasadena, California, April 1994.
- Ratnam, M. V.; Tetzlaff, G.; Jacobi, C. Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHAMP/GPS satellite. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 61, n. 13, p. 1610–1620, 2004.

Reigber, C.; Schwintzer, P.; Neumayer, H.; Barthelmes, F.; König, R.; Förste, C.; Balmino, G.; Biancale, R.; Lemoine, J. M.; Loyer, S.; Bruinsma, S.; Perosanz, F.; Fayard, T. The CHAMP-Only EIGEN-2 Earth Gravity Field Model. **Advances in Space Research**, p. in press, 2003.

Smith, E. K.; Weintraub, S. The Constants in the Equation for Atmospheric Refractive Index at Radio Frequencies. **Proc. IEEE**, v. 41, n. 8, p. 1035–1037, 1953.

Sokolovskiy, S. V.; Hunt, D. Statistical optimization approach for GPS/MET data inversion. **URSI GPS/MET workshop**. Union Radio Sci. Int., Tucson, Arizona, 1996.

Steiner, A. K.; Kirchengast, G.; Ladreiter, H. P. Inversion, error analysis, and validation of GPS/MET occultation data. **Annales Geophysicae**, v. 17, p. 122–138, 1999.

Takahashi, H.; Batista, P. P.; Buriti, R. A.; Gobbi, D.; T., N.; Tsuda, T.; Fukao, S. Response of the airglow OH emission, temperature and mesopause wind to the atmospheric wave propagation over Singaraki, Japan. **Earth Planets and Space**, v. 51, n. 7-8, p. 863–875, 1999.

Thayer, D. An improved equation for the radio refractive index in air. **Radio Science**, v. 9, p. 803–807, 1974.

Tsuda, T.; Nishida, M.; Rocken, C.; Ware, R. H. A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET). **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**, v. 105, n. D6, p. 7257–7273, 2000.

VanZandt, T. E. A Universal Spectrum of Buoyancy Waves in the Atmosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 9, n. 5, p. 575–578, 1982.

Wehrenpfennig, A.; Jakowski, N.; Wickert, J. A Dynamically Configurable System for Operational Processing of Space Weather Data. **Phys. Chem. Earth (C)**, v. 26, p. 601–604, 2002.

Wickert, J.; Beyerle, G.; Hajj, G. A.; Schwieger, V.; Reigber, C. GPS radio occultation with CHAMP: Atmospheric profiling utilizing the space-based single difference technique. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 8, p. 10.1029/2001GL013982, 2002.

Wickert, J.; Galas, R.; Beyerle, G.; König, R.; Reigber, C. GPS ground station data for CHAMP radio occultation measurements. **Physics and Chemistry of the Earth Part a-Solid Earth and Geodesy**, v. 26, n. 6-8, p. 503–511, 2001a.

Wickert, J.; Reigber, C.; Beyerle, G.; König, R.; Marquardt, C.; Schmidt, T.; Grunwaldt, L.; Galas, R.; Meehan, T. K.; Melbourne, W. G.; Hocke, K. Atmosphere sounding by GPS radio occultation: First results from CHAMP. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 17, p. 3263–3266, 2001b.

Wu, D. L.; Waters, J. W. Gravity-wave-scale temperature fluctuations seen by the UARS MLS. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 23, p. 3289–3292, 1996a.

———. Satellite observations of atmospheric variances: A possible indication of gravity waves. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 24, p. 3631–3634, 1996b.

PRÉ TEXTO

ITENS CORREÇÕES

Cristiano Max Wrasse (RPO)

Página de Rosto	
Folha de Aprovação	
Citações	
Dedicatória	
Agradecimentos	
Resumo	
Abstract	
Sumário	<ul style="list-style-type: none">- Margem superior está com 4 cm. O correto é 3,5 cm.- O Capítulo 1 inicia-se na p. 9.
Lista de Figuras	<ul style="list-style-type: none">- Margem superior está com 4 cm. O correto é 3,5 cm.
Lista de Tabelas	
Lista de Símbolos	
Lista de Siglas e Abreviaturas	



Título

Atividade de ondas de gravidade na estratosfera inferida através da técnica de rádio ocultação de GPS

Autor

Cristiano Max Wrasse, Hisao Takahashi, Joaquim Fachine, Clezio Marcos Denardini

Tradutor

-

Editor

Origem	Projeto	Série	No. de Páginas	No. de Fotos	No. de Mapas
DAE	CNPq		60		

Tipo

RPQ PRE NTC PRP MAN PUD TAE

Divulgação

Externa Interna Reservada Lista de Distribuição Anexa

Periódico / Evento

Convênio

Autorização Preliminar

16/12/2005

Data

Assinatura do Titular da Unidade

Titular da Unidade

Revisão Técnica

Solicitada

Dispensada

Recebida ___/___/___

Devolvida ___/___/___

Titular de Nível "A"

Assinatura do Revisor

Revisão de Linguagem

Solicitada

Dispensada

Recebida ___/___/___

Devolvida ___/___/___

Titular de Nível "A"

Assinatura do Revisor

Autorização Final

___/___/___

Data

Titular da Unidade

Palavras Chave

Ondas de gravidade, rádio ocultação, GPS, estratosfera, energia potencial

