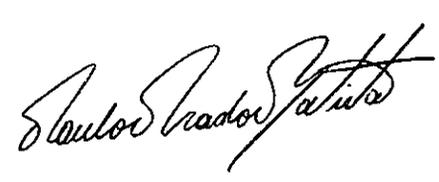
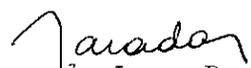


1. Publicação nº <i>INPE-2942-TDL/151</i>	2. Versão	3. Data <i>Out., 1983</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DGA</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>MARÉS ATMOSFÉRICAS SÓDIO MESOSFÉRICO RADAR DE LASER</i>			
7. C.D.U.: <i>523.4-852-36</i>			
8. Título <i>MARÉS SOLARES NA CAMADA MESOSFÉRICA DE SÓDIO</i>		<i>INPE-2942-TDL/151</i>	10. Páginas: <i>186</i>
			11. Última página: <i>A.3</i>
9. Autoria <i>Paulo Prado Batista</i>			12. Revisada por  <i>B.R. Clemesha</i>
 Assinatura responsável			13. Autorizada por  <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor Geral
14. Resumo/Notas <i>Resultados do estudo das marés atmosféricas na região da me sopausa, por meio de medidas diurnas e noturnas da densidade de sódio com um radar de laser, são apresentados neste trabalho. Os dados experimentais foram obtidos em São José dos Campos, SP, entre abril e agosto de 1981. A variação média da densidade de sódio num intervalo de 24 horas mostra for tes oscilações com períodos de 12 e 24 horas. As oscilações são separadas em seus componentes diurnos e semidiurnos e os resultados são interpretados com a ajuda de uma teoria de propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários. É mostrado que o efeito do vento vertical é de grande importância sobre a densidade de sódio medida em uma altura fixa. Devido a este forte efeito, o vento vertical pôde ser determinado em algu mas faixas de altura. O componente de 24 horas mostra características de um modo evanescente, o que não concorda com a teoria. O componente de 12 horas mostra propagação de fase com a altura com comprimento de onda verti cal de ~ 50 Km, em concordância com teorias mais recentes, porém com ampli tude relativa do componente maior do que a esperada.</i>			
15. Observações <i>Tese de Doutorado em Ciência Espacial, aprovada em 12 de agosto de 1983.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Doutor
em Ciência Espacial

Dr. Ivan Jelinek Kantor



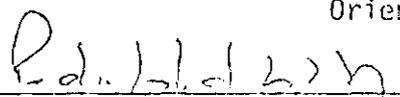
Presidente

Dr. B.R. Ciemesha



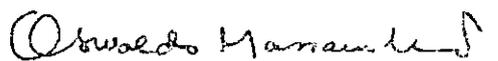
Orientador

Dr. Pedro Leite da Silva Dias



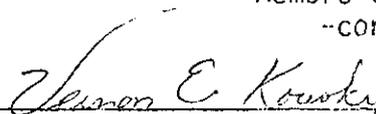
Membro da Banca
-convidado-

Dr. Oswaldo Massambani



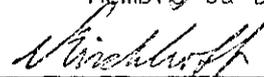
Membro da Banca
-convidado-

Dr. Vernon Edgar Kousky



Membro da Banca

Dr. Volker W.J.H. Kichhoff



Membro da Banca

Candidato: Paulo Prado Batista

São José dos Campos, 12 de agosto de 1983

*Aos meus pais,
à minha esposa
e às minhas filhas.*

•
•

AGRADECIMENTOS

O autor agradece ao Dr. Nelson de Jesus Parada, Diretor do Instituto de Pesquisas Espaciais, CNPq, pela oportunidade da realização deste trabalho.

Ao Dr. Ivan Jelinek Kantor, Chefe do Departamento de Geofísica e Aeronomia, pelo incentivo e apoio.

Ao Dr. Barclay Robert Clemesha pela orientação científica e atenção constante dispensada durante todo o trabalho.

Aos Drs. Dale Martin Simonich, Volker Walter Johann Heinrich Kirchhoff e Hisao Takahashi pelo apoio constante e sugestões.

Aos membros da banca examinadora, Dr. Vernon Edgar Kousky, Dr. Pedro Leite da Silva Dias e Dr. Oswaldo Massambani pelas sugestões para a finalização do presente trabalho.

Ao pessoal técnico passado e presente do laboratório laser.

À Sra. Maria de Fátima Santana Massunaga e Srta. Célia Regina Rosa, pela datilografia. Além destes, a todos que contribuíram para que este trabalho se tornasse possível.

ABSTRACT

This thesis presents the results of a study of atmospheric tides in the mesopause region based on 24-hour measurements of sodium density with a laser radar. Experimental data were obtained in São José dos Campos, SP, from April to August, 1981. The average variation of the layer during 24 hours displays strong oscillations with 12 and 24 hour periods. Oscillations are separated into diurnal and semidiurnal components and the results are interpreted with the aid of a theory of atmospheric wave propagation for minor constituent layers. It is shown that the vertical wind is important because of its effects on sodium density measured at a fixed height. For this reason, it was possible to determine the wind over a limited height range. The 24-hour component shows characteristics of an evanescent mode in disagreement with tidal theory. The 12-hour component shows vertical phase propagation with a wavelength of ~50 km, which is in agreement with recent theories, but the relative amplitude of this component is greater than expected.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xv</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xvii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
1.1 - A região da alta mesosfera e baixa termosfera	4
1.2 - Objetivos do trabalho	7
<u>CAPÍTULO 2 - TEORIAS DE ONDAS ATMOSFÉRICAS</u>	9
2.1 - Ondas de gravidade internas	9
2.2 - Marés atmosféricas: teoria clássica	15
2.2.1 - Equações básicas e aproximações	16
2.2.2 - Solução do sistema	20
2.2.3 - Excitação térmica e soluções explícitas	24
2.3 - Desenvolvimentos teóricos recentes	32
<u>CAPÍTULO 3 - MOVIMENTOS NA ALTA ATMOSFERA: ASPECTO OBSERVACIONAL</u>	37
3.1 - Ventos predominantes	38
3.2 - Ondas planetárias	41
3.3 - Marés atmosféricas	47
3.3.1 - Marés diurnas	48
3.3.2 - Marés semidiurnas	55
3.4 - Ondas de gravidade internas	61
<u>CAPÍTULO 4 - OBSERVAÇÕES DA CAMADA DE SÓDIO COM O RADAR DE LASER</u>	63
4.1 - O sódio mesosférico	63
4.2 - Medidas com o radar de laser	66
4.3 - Observações	75
<u>CAPÍTULO 5 - PROPAGAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS EM CAMADAS DE CONS</u> <u>TITUINTE MINORITÁRIOS</u>	87
5.1 - Introdução	87
5.2 - Solução linearizada	90
5.3 - Solução exata	96
5.4 - Solução em série de potências	99

	<u>Pág.</u>
<u>CAPÍTULO 6 - ANÁLISE DOS RESULTADOS</u>	103
6.1 - Separação em componentes	103
6.2 - Aplicação da teoria da propagação de ondas em camadas	118
6.3 - Comparação dos dados experimentais com modelos de marés ..	122
6.4 - Simulações	125
6.5 - Efeito sobre a abundância e a altura do centróide	136
<u>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES</u>	147
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	151
APÊNDICE A - MODELOS DE VENTO VERTICAL (W) E PERTURBAÇÃO NA DEN SIDADE ($\Delta N/N_0$)	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Densidades numéricas de alguns constituintes atmosféricos e perfil de temperatura entre 70 km e 110 km de altura ..	5
2.1 - Principais funções de Hough para a maré diurna e semidiurna	27
2.2 - Distribuições verticais da excitação térmica devida ao vapor d'água (V1) e ozônio (V2); distribuições latitudinais de vapor d'água (H1) e ozônio (H2)	30
2.3 - Taxas de aquecimento semidiurna (esquerda) e diurna (direita) durante o equinócio (em cima) e solstício (em baixo), devidas à absorção da insolação pelo O ₃ e H ₂ O decompostas em funções de Hough	36
3.1 - Contornos do vento médio zonal sobre Kiruna (a), Garchy (b) e Porto Rico (c); os valores dados em m/s são positivos, para o vento O-L e negativos para o vento L-O; áreas hachuradas e pontilhadas indicam amplitudes > 20 m/s	40
3.2 - Espectro de amplitude do vento Sudeste em Sheffield entre 29 de julho e 3 de agosto, 1969	43
3.3 - Espectros de Potência do vento zonal tomados em média sobre toda a região dos meteoros para três campanhas em Monpazier (44°N) e Porto Rico (18°N); Δf representa a definição espectral	46
3.4 - Maré Diurna: média de inverno em Garchy	50
3.5 - Contornos do vento zonal e meridional para o período de 8-10 novembro de 1978 em Townsville, a cada 20 m/s, com áreas hachuradas indicando vento L-O e N-S	53
3.6 - Amplitude e fase da maré diurna em Punta Borinquen; a fase é dada em hora de máximo vento O-L e os parâmetros médios para cada campanha de medidas estão representados sobre o mesmo gráfico	54
3.7 - Vento zonal semidiurno a 45°N; cruces e linhas pontilhadas representam medidas e teoria para verão; triângulos e linhas cheias representam medidas e teoria para o inverno; a fase é dada em hora de máximo vento O-L	58
3.8 - Variação sazonal observada na maré semidiurna da temperatura em Millstone Hill e Saint Santin, baseada em Salah e Wand (1974), Figura 11, p. 4302	60
4.1 - Contagens de fótons no receptor em função do canal, sendo (a) para 250 disparos do laser próximo ao meio-dia e (b) para 200 disparos próximo à meia-noite	72
4.2 - Representação esquemática do processo de aquisição de dados	77

	<u>Pág.</u>
4.3 - Perfis médios horários de sódio para 0:00 h (a) e 12:00 h (b) do dia 06.08.81	80
4.4 - Níveis de densidade de sódio para os dias 12 a 13.05.81, (a) e 5 a 7.08.81, (b)	83
4.5 - Perfil médio de sódio para todos os dados listados na Tabela 4.2	84
4.6 - Níveis de densidade de sódio para a média de todos os dados da Tabela 4.2	85
4.7 - Variação diurna da altura do centróide (a) e da abundância para a média abril-agosto de 1981	86
5.1 - Efeito esquemático de um movimento vertical sobre as densidades dos constituintes majoritários (N) e minoritários (n)	89
5.2 - Fator de amplificação $-(\gamma/(\gamma-1).(1+\gamma H_0.1/n_0(z).dn_0/dz))$, onde $n_0(z)$ é o perfil médio da Figura 4.5	96
6.1 - Variação temporal das densidades de sódio em diferentes alturas, normalizadas pela média de 24 horas em cada altura de 2 em 2 quilômetros	104
6.2 - Perfis médios de 12 horas da densidade de sódio no período do abril-agosto, 1981	106
6.3 - Recomposição das variações da densidade de sódio com o tempo e a altura tomando-se os componentes estacionário e diurno (a), estacionário e semidiurno (b) e estacionário, diurno e semidiurno (c)	109
6.4 - Razões entre as amplitudes médias (diurna e semidiurna) e o componente estacionário, determinadas pelo método dos mínimos quadrados	111
6.5 - Fases dos componentes diurno (a) e semidiurno (b) da variação da densidade de sódio com a altura de 1 em 1 km ..	112
6.6 - Níveis de densidade de sódio para as médias de duas sequências de dados: 11.05.81 a 15.05.81 (a) e 3.08.81 a 8.08.81 (b)	114
6.7 - Fases dos componentes diurno (a) e semidiurno (b) da variação da densidade de sódio com a altura para as sequências de 11.05.81 a 15.05.81 e de 3.08.81 a 8.08.81	115
6.8 - Fases dos componentes diurno (a) e semidiurno (b) da variação da densidade de sódio com a altura, para três dias em que se tem uma sequência completa de dados	117
6.9 - Amplitude do termo T_2 da Equação 5.8a para $T = 24$ h, $w = 5$ cm s^{-1} e para o perfil médio de sódio $n_0(z)$	119
6.10 - Velocidade vertical inferida pela fórmula 5.8, sendo (a) diurna e (b) semidiurna	121

6.11 - Fases da densidade de sódio comparadas com as fases de $\Delta N/N_0$ e w dos modelos (LH) de Lindzen e Hong (1974) e (F) de Forbes (1982a, 1982b)	124
6.12 - Simulação da variação produzida sobre o perfil médio de sódio usando a Fórmula 5.8; o modelo para ΔN e w é o modo $(H)_1^{-2}$ da maré diurna clássica, com $\Delta N \times 2$ e $w \times 4$ devido aos pequenos valores dados pela teoria	126
6.13 - Simulação da variação produzida sobre o perfil médio de sódio usando a Fórmula 5.8	127
6.14 - Simulação do efeito do modelo de vento e densidade dado na Tabela 6.2 sobre o perfil médio de sódio; (a) simulação usando a Fórmula 5.8; (b) simulação acompanhando o movimento de uma parcela de ar	131
6.15 - Potência espectral normalizada em função da frequência e altura para a densidade média de sódio em abril-agosto 1981	134
6.16 - Razões entre as amplitudes ($R = w/(\Delta N/N_0)$) e as diferenças de fases ($\Delta\phi$) entre $\Delta N/N_0$ e w para os principais modos clássicos	135
6.17 - Simulação do efeito de variar a diferença de fase entre a densidade atmosférica e o vento vertical para modelos diurnos (a) e semidiurnos (b)	137
6.18 - Reconstituição da variação da abundância e da altura do centróide com os componentes estacionário, diurno e semi diurno, determinados pelo ajuste da Tabela 6.1	139
6.19 - Contribuições das diversas faixas de altura para a abundância total no período abril-agosto	142
6.20 - Reconstituição da variação da abundância e da altura do centróide, com os componentes estacionário, diurno e semi diurno determinados pelo ajuste; porém, entre 92-97 km, foi tomado apenas o componente estacionário	143
6.21 - Simulação do efeito das ondas diurnas e semidiurnas, cujos modelos são dados à direita, sobre a abundância e a altura do centróide sendo: (a) e (b) os valores diurno e semidiurno respectivamente	145

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Coeficientes de expansão, profundidades equivalentes e comprimentos de onda para os principais modos diurnos e semidiurnos	26
4.1 - Especificações do radar de laser	70
4.2 - Dias e horas em que se tem dados da densidade de sódio em São José dos Campos (23°S, 45°O) - (X indica a existência de dados)	76
4.3 - Densidades de sódio para o dia 06.08.81	79
6.1 - Amplitudes e fases ajustadas à média da densidade de sódio entre 9.04.81 e 8.08.81	108
6.2 - Modelo para $\Delta N/N_0$ e w ; contribuição do termo T_1 a $\Delta n/n_0$ e $\Delta n/n_0$ resultante da aplicação da Equação 5.8	129
A.1 - Modelo diurno	A.2
A.2 - Modelo semidiurno	A.3

LISTA DE SÍMBOLOS

a	- Raio médio da Terra (m)
A	- Amplitude da onda
C	- Velocidade do som ($m\ s^{-1}$)
$C(h)$	- Contagem de fótons por quilômetro por disparo
C_p, C_v	- Calor específico do ar seco a pressão e volume constantes ($J\ kg^{-1}\ K^{-1}$)
$C_{n,m}^{\sigma,S}$	- Coeficiente de expansão das funções de Hough em funções associadas de Legendre
f	- Denota um campo atmosférico qualquer
f	- $f \equiv \sigma/(2\omega)$
$f_E^{\sigma,S}$	- Parte da função de excitação dependente apenas da altura
F	- Operador da equação de marés de Laplace, definido na Equação 2.38
g	- Aceleração devida à gravidade ($m\ s^{-2}$)
$g_E^{\sigma,S}(0)$	- Parte latitudinal da função de excitação para o elemento absorvedor E.
G	- Dependência de $-1/(\gamma p_0) Dp/Dt$ em z e θ
h	- Profundidade equivalente (m)
$H(z)$	- Escala de altura da atmosfera
i	- $i \equiv \sqrt{-1}$
J	- Aquecimento térmico de marés por unidade de massa e por unidade de tempo ($J\ kg^{-1}\ s^{-1}$)
k_x, k_z	- Número de onda (real) na direção horizontal e vertical (m^{-1})
K	- Constante do radar de laser
\vec{K}	- Vetor número de onda (complexo) (m^{-1})

- L - Função de expansão de $G(z, \theta)$ na variável z
- $n(z)$ - Densidade numérica dos constituintes minoritários (m^{-3})
- $n_s(\vec{r})$ - Perfil básico dos constituintes minoritários
- $N(z)$ - Densidade numérica dos constituintes majoritários (m^{-3})
- $N_a(h)$ - Densidade numérica de átomos de sódio na altura h (m^{-3})
- N_a - Energia total disponível para o espalhamento ressonante (J)
- p - Pressão atmosférica ($N.m^{-2}$)
- P_ℓ - Constante de expansão de n em termos de N
- $P_m^S(\cos \theta)$ - Função associada de Legendre
- q - Número de onda vertical definido pela Equação 2.55
- r - Coordenada linear em coordenadas esféricas
- R - Constante dos gases para ar seco = $2,871 \times 10^2$ ($N.Kg^{-1}.K^{-1}$)
- s - Número de onda zonal
- $S_s^n, S(s, n)$ - Denota o n -ésimo modo de Hough para o número de onda zonal s
- t - Tempo (s)
- T - Transmissão total da atmosfera e também denota o período de uma oscilação
- T_1, T_2 - Termos da Equação 5.8, definidos nas Equações 5.9 e 5.10
- $T(z)$ - Temperatura atmosférica (K)
- u - Velocidade horizontal e velocidade Norte-Sul ($m s^{-1}$)
- U - Função de expansão para a variação latitudinal de u
- v - Velocidade Oeste-Leste ($m s^{-1}$)
- \vec{v} - Vetor velocidade dos constituintes minoritários da atmosfera
- V - Função de expansão para a variação latitudinal de v

\vec{V}	- Vetor velocidade dos constituintes principais da atmosfera ($m s^{-1}$)
x	- Variável horizontal (m)
x	- Variável vertical reduzida definida na Equação 2.35
y	- Variável horizontal (m)
Y	- Função associada a L por $Y = e^{-x/2} L$
w	- Velocidade vertical ($m s^{-1}$)
W	- Energia total média emitida pelo laser
z	- Coordenada vertical (altura) (m)
α	- Constante complexa genérica usada na solução da Equação 5.21
$\vec{\beta}$	- Vetor que relaciona a velocidade \vec{v} com a perturbação na densidade ΔN
γ	- Razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes
$\delta f, \Delta f$	- Indicam perturbação na quantidade f
θ	- Colatitude
θ^{\rightarrow}	- Perturbação no argumento de $n(\vec{r}, t)$
$(H)_n^{\sigma, S}(\theta)$	- Função de Hough
κ	- $(\gamma - 1)/\gamma$
λ_z	- Comprimento de onda vertical
$\vec{\lambda}$	- Vetor complexo genérico, usado para a solução da Equação 5.21
ρ	- Densidade atmosférica ($kg m^{-3}$)
ρ_R	- Função média de retroespalhamento ressonante (m^{-2})
ρ_{Na}	- Função efetiva de retroespalhamento para o sódio.
σ	- $2\pi/(\text{dia solar ou lunar}/m)$, $m = 1, 2, 3, \dots$

- σ_{eff} - Seção efetiva de retroespalhamento ressonante (m^{-1})
- τ - Oscilação de temperatura produzida por J na ausência do movimento e dissipação
- ϕ - Longitude e também denota a perturbação na amplitude de $n(\vec{r}, t)$
- ω - Frequência angular da oscilação e também a frequência de rotação da terra (s^{-1})
- ω_a - Frequência acústica de corte
- ω_g - Frequência de Brunt-Vaissala
- Ω - Potencial gravitacional de marés

Índices Superiores genéricos

- o - Quantidade medida durante a calibração da largura da banda
- s - número de onda zonal
- σ - frequência normalizada pela frequência de rotação da Terra

Índices Inferiores genéricos

- E - Denota a espécie molecular
- n - n-ésimo modo de Hough
- o - Estado básico da variável
- x, y, z - Indicam componentes x, y e z respectivamente

Especiais

- $\frac{D}{Dt}$ - Operador derivada substantiva após a linearização
 $Df/Dt \equiv (\partial/\partial t)\delta f + w(d/dz)f_0$
- ∇ - operador nabla
- $(\overline{\quad})$ - média temporal de ()

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A atmosfera terrestre pode sustentar um grande número de movimentos de natureza ondulatória. Sob o ponto de vista matemático, desde que as escalas características de tempo e comprimento dos movimentos sejam bem maiores que o tempo médio entre as colisões e a distância média entre as partículas, podem-se definir quantidades médias estatísticas tais como velocidade, pressão, temperatura e densidade, e tratar o problema sob o ponto de vista da dinâmica dos fluidos. Esta atmosfera é mantida sobre o planeta quase em equilíbrio hidrostático por ação da força gravitacional. Sobre este estado de equilíbrio hidrostático, ou estado básico, os diversos movimentos ondulatórios, desde frequências muito altas, como os ultrasons até movimentos com escalas planetárias, com períodos de dias, podem ser estudados.

Considerando a atmosfera como um sistema oscilante, as características dos movimentos, ou modos de oscilações livres — as possíveis relações entre frequências, comprimentos de onda e direção de propagação — podem ser determinados supondo soluções da forma oscilatória para as equações dos fluidos que descrevem o sistema oscilante. Diferentes tipos de ondas atmosféricas surgem em decorrência das importâncias relativas que diversas forças envolvidas nas equações do movimento tais como forças compressoriais, gravitacionais e as devidas à rotação da Terra exercem em relação às escalas de tempo e comprimento consideradas. Assim, para ondas acústicas, a força compressional é a única de importância, enquanto para ondas de períodos longos e escala planetária as forças devidas à rotação desempenham papel preponderante. De maior interesse para este trabalho são as ondas que existem em um fluido compressível, estratificado sob a ação da gravidade. Por se manifestarem no interior do fluido e sob a ação da gravidade, estas ondas são convenientemente denominadas ondas de gravidade internas.

O estudo dos possíveis modos livres de oscilação da atmosfera, vista como um sistema oscilante, é bastante conveniente para conhecer as características dessas oscilações; porém não fornece informações se estes modos realmente existem ou não numa atmosfera real. Disso se conclui que qualquer estudo teórico de ondas atmosféricas deve ser complementado por diversas medidas experimentais dos parâmetros atmosféricos em diferentes longitudes, latitudes e alturas. Medidas experimentais destes parâmetros podem ser usadas para comparar com os modelos matemáticos existentes e realimentá-los, caso as previsões não concordem com as evidências experimentais. Alternativamente, as teorias podem ser usadas para ajudar a interpretar os dados experimentais, num esquema de dependência mútua.

Idéias gerais sobre a propagação de ondas atmosféricas podem ser extraídas do estudo de "atmosferas" idealizadas, isto é, atmosferas não dissipativas, isotérmicas, bem como outras simplificações. Porém, a atmosfera real é dissipativa e ondas nela geradas cedem sua energia a outras formas de movimentos à medida que se propagam. Assim, quando se medem características da atmosfera em um determinado ponto, nem sempre ondas com determinados atributos, mesmo que possíveis de existir, podem estar presentes. Quando, porém, se trata de oscilações forçadas, isto não ocorre. Existindo uma fonte periódica de excitação, a atmosfera sempre responderá a esta excitação, pelo menos em pontos onde ela esteja presente, e esta resposta só dependerá da função forçante e do meio de propagação.

A atração gravitacional do Sol e da Lua sobre as partículas que constituem a atmosfera, e em maior extensão o aquecimento periódico da atmosfera pela absorção da energia solar, fornecem tal fonte de excitação periódica. A absorção direta da radiação solar por constituintes da atmosfera, embora representando apenas aproximadamente 20% da energia total recebida pelo planeta - o restante é absorvido pelo solo - é a principal causa da excitação de ondas internas (Chapman and Lindzen, 1970). Esta absorção direta é feita principalmente pelo vapor d'água na baixa troposfera (Siebert, 1961) e pelo ozônio na estratosfe

ra (Butler and Small, 1963). Quando se trata de oscilações na alta atmosfera (acima de 90 km, aproximadamente), é também importante a absorção da radiação ultravioleta (UV) e extremo ultravioleta (EUV) (Forbes and Garret, 1976).

A absorção da radiação solar por unidade de massa e por unidade de tempo, dá-se de tal maneira que é proporcional ao co-seno do ângulo zenital solar durante o dia e é nula durante a noite. Esta função co-seno truncada tem o período fundamental de 24 horas e uma análise de Fourier desta função revela que o componente diurno é o mais importante, com amplitude 2,35 vezes maior que a do componente semi-diurno. As oscilações atmosféricas excitadas por estes componentes de períodos $24/m$ horas ($m = 1, 2, 3, \dots$), em analogia com as oscilações na altura da superfície do mar com períodos que são sub-múltiplos do dia lunar, recebem o nome de marés atmosféricas. No entanto, existem grandes diferenças entre as marés atmosféricas e as marés do mar. As marés do mar são excitadas principalmente pela força da atração gravitacional da Lua e do Sol, enquanto as marés atmosféricas, embora sejam também excitadas por forças gravitacionais (marés gravitacionais), são excitadas principalmente pela ação térmica do Sol (marés solares). Embora menos importantes que as marés solares, as marés gravitacionais não são ao todo desprezíveis. Forbes (1982b), em cálculos bastante complexos das marés semidiurnas, mostra que a amplitude da maré semidiurna lunar pode atingir até 20% da amplitude da maré semidiurna solar na alta mesosfera. Outra grande diferença entre elas é que as marés do mar são ondas na superfície do fluido, enquanto as marés atmosféricas se manifestam por meio de ondas no interior do fluido. Ou, para ser mais preciso, as marés constituem um caso de transição entre o ramo de baixa frequência de ondas de gravidade internas e o ramo de alta frequência de ondas planetárias. Em outras palavras, são ondas de gravidade internas afetadas também pelo efeito da rotação.

Um importante resultado que surge da teoria de ondas de gravidade internas em uma atmosfera não-dissipativa, é que para manter constante a energia por unidade de volume, numa atmosfera onde a densi

dade diminui exponencialmente com a altura, a amplitude das ondas deve crescer com a altura. Assim, os efeitos das marés, que são pequenos ao nível do mar ($-0,1\%$ por exemplo, na perturbação da pressão), tornam-se significativos atingindo amplitudes de 30% ou mais na altura de -100 km. Acima desta altura, a atmosfera passa a ser dissipativa e as amplitudes tendem a diminuir. Devido a estas grandes amplitudes atingidas pelas marés, principalmente na região de altura compreendida entre 80 - 100 km, elas exercem um papel de grande importância nesta região atmosférica.

O propósito deste trabalho é, pois, contribuir para o estudo das marés atmosféricas e de seus efeitos na região da alta mesosfera e baixa termosfera por meio de medidas das variações diurnas do sódio atmosférico com um radar de laser.

1.1 - A REGIÃO DA ALTA MESOSFERA E BAIXA TERMOSEFERA

A região atmosférica de interesse para este trabalho está situada entre os limites aproximados de 80 km na parte inferior e 105 km na parte superior. Em termos da classificação das regiões atmosféricas baseada no perfil de temperatura, esta região compreende a parte superior da mesosfera, com temperaturas decrescendo com a altura; uma faixa onde a temperatura é mínima e aproximadamente constante, a mesopausa, e a parte inferior da termosfera onde a temperatura aumenta com a altura. Como esta região e fenômenos que nela ocorrem serão por diversas vezes referidos no decorrer deste trabalho, para ser mais conciso, usar-se-á "região da mesopausa" sempre que se referir a ela. Na Figura 1.1 é mostrado o perfil médio de temperatura de 70 km a 110 km, de acordo com o UNITED STATES AIR FORCE (1976), onde as regiões referidas e suas alturas podem ser vistas claramente. Neste modelo a temperatura da mesopausa é de $186,87$ K. Este é um valor médio para diversas estações do ano e latitudes. Medidas da temperatura rotacional da molécula de OH (hidroxila) excitada, obtidas em São José dos Campos, SP ($23^{\circ}12'S$, $45^{\circ}51'O$) por Takahashi et alii (1974), que representa uma boa medida da temperatura da mesopausa, dão um valor de 179 K.

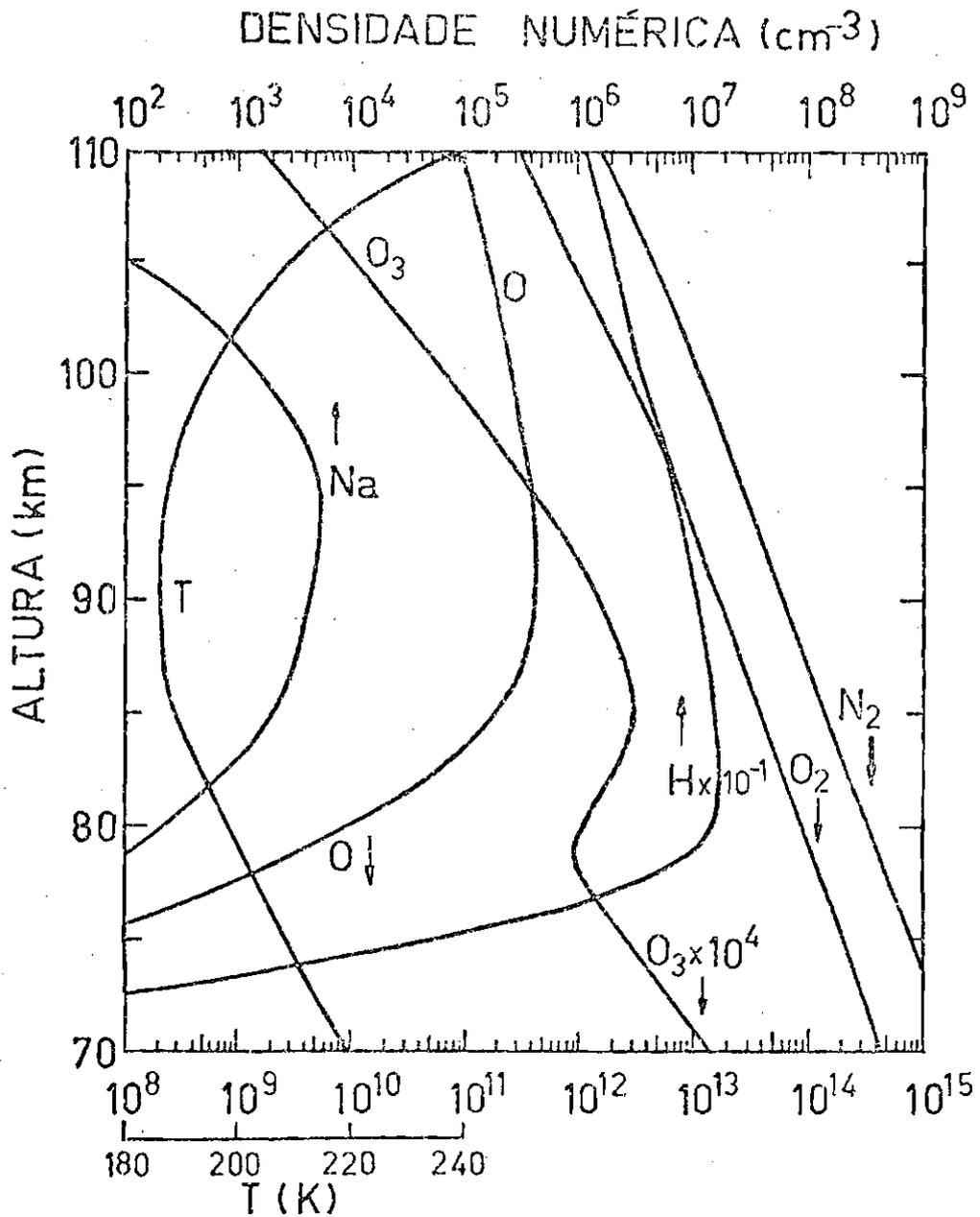


Fig. 1.1 - Densidades numéricas de alguns constituintes atmosféricos e perfil de temperatura entre 70 km e 110 km de altura.

As setas indicam a escala a que se refere o perfil.

A densidade atmosférica nesta região é extremamente baixa. A razão entre a densidade de partículas a 90 km e ao nível do mar é, de acordo com o modelo atmosférico da UNITED STATES AIR FORCE (1976), de $2,789 \times 10^{-6}$. A concentração relativa dos constituintes majoritários é a mesma que ao nível do solo até cerca de 105 km de altura, definida aqui estatisticamente, podendo variar ligeiramente em torno desse valor. Abaixo deste nível, a atmosfera é considerada estar bem misturada, ou seja, todos os constituintes principais se distribuem com a altura de acordo com a mesma dependência funcional. O mecanismo responsável pela manutenção desta mistura constante é descrito estatisticamente como difusão turbulenta. Acima deste nível de aproximadamente 105 km, que é denominado turbopausa, os constituintes majoritários tendem a se distribuir com diferentes formas funcionais caracterizadas pela escala de altura de cada constituinte. Mostra-se na Figura 1.1 a distribuição dos constituintes principais N_2 e O_2 de 70 km a 110 km, com valores dados por Banks e Kockarts (1973).

A existência de constituintes minoritários, com distribuições em altura que diferem da distribuição dos constituintes principais da atmosfera, é uma característica notável na alta mesosfera e baixa termosfera. Em que pese suas pequenas concentrações, em comparação com os constituintes majoritários, estes constituintes minoritários podem desempenhar papéis de grande importância na física e química global da atmosfera. A existência destes constituintes minoritários está relacionada a processos de produção e perda do constituinte em questão, por ação de reações químicas ou fotoquímicas e a ação de fontes externas. A fonte primária que origina estes constituintes minoritários é a ação da radiação solar que dissocia moléculas de constituintes majoritários ou não. A dissociação dá origem geralmente a compostos instáveis que reagem com outros átomos ou moléculas, dando origem finalmente a compostos mais estáveis.

Em geral, as reações químicas que ocorrem na região da mesopausa são exotérmicas e o excesso de energia das reações é usado, muitas vezes, para excitar os átomos e moléculas a níveis eletrônicos

acima do fundamental. Ao retornar ao estado fundamental, os átomos e moléculas emitem fótons e a esta radiação dá-se o nome de Luminescência Atmosférica ("airglow"). Fotômetros colocados no solo, a bordo de foguetes ou satélites, podem medir esta radiação e fornecer preciosas informações sobre a física e a química da região. Na Figura 1.1 são mostrados alguns perfis de constituintes minoritários como o O, H e O₃ à meia noite, tirados do modelo de Moreels et alii (1977). Estes constituintes desempenham papéis de importância fundamental nos processos de luminescência atmosférica.

Outros constituintes minoritários que ocorrem na região da mesopausa são os metais alcalinos, sódio, lítio e potássio. Na Figura 1.1 é mostrado um perfil médio de sódio obtido em São José dos Campos, SP, com um radar de laser. Nota-se que a densidade de átomos de sódio livre na região da mesopausa é extremamente baixa (cerca de 5×10^3 átomos cm^{-3} no pico da camada), em comparação com outros constituintes minoritários. No entanto, devido às propriedades de ressonância do átomo de sódio, esta baixa densidade pode ser medida com um radar de laser. Como o sódio atmosférico desempenha um papel fundamental neste trabalho, ele será objeto de discussão mais detalhada em Seções posteriores. Assim, o perfil da Figura 1.1 é mostrado apenas para a comparação com outros parâmetros atmosféricos vistos na figura.

1.2 - OBJETIVOS DO TRABALHO

Desde as primeiras medidas da densidade de sódio mesosférico tomadas em São José dos Campos, SP, com o radar de laser (Kirchhoff and Clemesha, 1973), foi notada a presença sistemática de estruturas na camada de sódio. Estas estruturas, geralmente separadas por distâncias de alguns quilômetros, se propagavam de cima para baixo ao longo da noite. Atribui-se a estas estruturas serem causadas pela propagação de marés atmosféricas na camada.

Medidas tomadas, quando possível, durante toda a noite, foram estudadas e comparadas com a teoria clássica das marés atmosféricas por Batista (1976). Restrições de caráter instrumental, como a pos

sibilidade de obter dados de sódio apenas no período noturno, dificultaram a interpretação dos dados. Modificações mais recentes no equipamento permitiram que as restrições fossem superadas, os seguintes pontos sejam agora estudados e os seguintes objetivos sejam perseguidos:

- 1 - Descobrir como a dinâmica (principalmente as marés) está influenciando a evolução do perfil médio de sódio.
- 2 - Inversamente, usando a variação do perfil de sódio, inferir, quais são os principais modos de propagação da maré na região da camada de sódio e comparar estes resultados com a teoria das marés e outras observações.

No Capítulo 2 serão apresentadas, de maneira concisa as teorias sobre ondas de gravidade e marés atmosféricas. No caso de marés atmosféricas, a teoria clássica será apresentada bem como os desenvolvimentos teóricos recentes. Os principais resultados experimentais conhecidos até o momento sobre as ondas atmosféricas na região da mesopausa serão lembrados no Capítulo 3. No Capítulo 4, após uma breve descrição do sódio mesosférico e do método de medidas com o radar de laser, os dados de densidade de sódio em função de tempo e altura serão apresentados.

Somente a teoria das marés atmosféricas e o conhecimento experimental das marés na região da mesopausa não são suficientes para interpretar os dados experimentais obtidos; por isso a teoria da propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários será apresentada no Capítulo 5. Baseado na teoria das marés, no conhecimento anterior sobre as marés na região da camada de sódio e na interação da camada com as ondas atmosféricas, os dados serão discutidos e interpretados no Capítulo 6.

Finalmente, no Capítulo 7, as principais conclusões serão revistas, bem como as sugestões para futuros trabalhos.

CAPÍTULO 2

TEORIAS DE ONDAS ATMOSFÉRICAS

Neste capítulo serão apresentadas de maneira sucinta as teorias de ondas de gravidade internas e marés atmosféricas, necessárias para o melhor entendimento das discussões e interpretações dos dados a serem apresentados adiante.

2.1 - ONDAS DE GRAVIDADE INTERNAS

Ondas de gravidade atmosféricas são ondas que podem existir em um fluido estável, gravitacionalmente estratificado. Uma parcela de ar deslocada verticalmente de sua posição de equilíbrio pela ação de uma força externa sofrerá a ação de uma força restauradora. Cessada a ação da força externa, a parcela tenderá à sua posição original. Assim, sempre que uma parcela de ar é tirada verticalmente de sua posição de equilíbrio, cessada a força, ondas podem ser geradas.

Teoricamente, o tratamento destas ondas é feito da maneira comum ao estudo de ondas atmosféricas: tomam-se as equações que regem o movimento do fluido, fazem-se nas equações as aproximações, que levam às soluções ondulatórias, com as escalas de tempo e comprimento desejadas. Neste aspecto, o que se faz é diferente do que fazem os meteorologistas no estudo de ondas de períodos longos de interesse meteorológico — ondas de Rossby. Para os movimentos de interesse meteorológico, as ondas de períodos e comprimentos de onda curtos são consideradas "ruído" e são assim filtradas nas equações. Ao contrário, para o estudo de ondas de gravidade, as ondas de períodos longos e grande escala espacial são filtradas nas equações pela negligência da força de Coriolis e pela aproximação da terra plana, por serem as escalas de comprimento bem menores que o raio terrestre.

O tratamento que se segue é devido a Hines (1960). Esta teoria é bastante simplificada, pois considera a atmosfera isotérmica

e não-dissipativa. Porém, os principais resultados sobre a propagação das ondas de gravidade podem ser obtidos dela e com a vantagem da simplicidade matemática. Maiores detalhes sobre a teoria de ondas de gravidade podem ser obtidos, entre outros, em Beer (1974), e Yeh e Liu (1974).

São feitas ainda outras aproximações. A atmosfera é considerada estacionária na ausência das ondas e uniforme na composição. Além disso, os movimentos ocorrem adiabaticamente e são apenas perturbações suficientemente pequenas para permitir que efeitos não-lineares sejam desprezados; as únicas forças envolvidas são a inércia, o gradiente de pressão e a gravidade. Finalmente, a aceleração da gravidade é constante em direção e módulo.

Assim, as equações linearizadas do movimento, adiabática de estado e da continuidade, podem ser escritas como:

$$\rho_0 \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right) = \rho_0 \vec{g} - \nabla p, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla p_0 = c^2 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \rho_0 \right], \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \rho_0 + \rho_0 \nabla \cdot \vec{V} = 0, \quad (2.3)$$

onde:

ρ_0 = densidade não-perturbada,

\vec{V} = velocidade,

ρ = densidade perturbada,

g = aceleração da gravidade,

p_0 = pressão não perturbada,

p = pressão perturbada,

C = velocidade do som,

t = tempo.

Desde que não haja direção preferencial de propagação na horizontal, pode-se usar apenas uma variável horizontal x com o eixo coincidindo com a direção de propagação. A solução de ordem zero (não-perturbada) fornece:

$$p_0, \rho_0 \propto \exp(-z/H),$$

onde z é a coordenada vertical, $H = C^2/\gamma g$ é a escala de altura da atmosfera, γ é razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes. Aqui $C^2 = \gamma p_0/\rho_0$ é constante para a atmosfera isotérmica.

Soluções oscilatórias do Sistema 2.1, 2.2 e 2.3 são procuradas na forma:

$$\frac{p - p_0}{p_0 P} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0 R} = \frac{u}{X} = \frac{w}{Z} = A \exp i(\omega t - K_x x - K_z z), \quad (2.4)$$

onde P, R, X, Z e A são constantes, ω é a frequência (real) da oscilação, K_x e K_z são constantes complexas que representam os números de onda na direção x e z respectivamente e u e w são os componentes horizontal e vertical da velocidade.

A substituição das Equações 2.4 em 2.1, 2.2 e 2.3 fornece o sistema:

$$\begin{bmatrix} i\omega & 0 & 0 & -iK_x gH \\ 0 & i\omega & g & -iK_z gH - g \\ -iK_x & -\left(\frac{1}{H} + iK_z\right) & i\omega & 0 \\ 0 & \frac{\gamma - 1}{H} & -i\omega\gamma & i\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Z \\ R \\ P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Para que o Sistema 2.5 tenha solução não-trivial, é necessário que o determinante da matriz dos coeficientes se anule; o que leva à chamada *relação de dispersão*:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma - 1)g^2 K_x^2 + i\omega^2 \gamma g K_z = 0 \quad (2.6)$$

Tomando quaisquer três entre as quatro equações de 2.5, podem-se determinar X/Z , R/Z e P/Z e, como condição suficiente, surgem as chamadas *relações de polarização* dadas por:

$$P = \gamma \omega^2 K_z - i\gamma g \omega^2 / C^2, \quad (2.7)$$

$$R = \omega^2 K_z + i(\gamma - 1)g K_x^2 - i\gamma g \omega^2 / C^2, \quad (2.8)$$

$$X = \omega K_x K_z C^2 - i g \omega K_x, \quad (2.9)$$

$$Z = \omega^3 - \omega K_x^2 C^2. \quad (2.10)$$

Estas relações determinam as razões entre as amplitudes e as diferenças de fases entre os diferentes campos da onda.

A análise da Relação de Dispersão 2.6 mostra que não é possível ter K_x e K_z reais e não-nulos. É necessário que haja atenua

ção ou crescimento exponencial quer na horizontal, quer na vertical. Uma escolha razoável é então escolher $K_x = k_x$ real (isto é, propagação horizontal sem crescimento ou atenuação) e analisar K_z . Para que a frequência de oscilação ω seja $\neq 0$ é preciso ou que $\text{Re}(K_z) = 0$ ou que $\text{Im}(K_z) = 1/2H$.

A primeira alternativa $\text{Re}(K_z) = 0$ (ondas sem nenhuma propagação de fase com a altura) é apropriada para ondas de superfície e ondas evanescentes. Estes dois tipos de ondas são denominadas ondas "externas". A segunda alternativa, de maior interesse, consiste em ondas com propagação vertical e com crescimento exponencial com escala de crescimento $1/2H$. A estas ondas dá-se o nome de *ondas de gravidade internas*.

Fixando a atenção em ondas de gravidade internas, fazendo-se:

$$K_x = k_x \quad e$$

$$K_z = k_z + i/2H ,$$

com k_x e k_z reais, a relação de dispersão e as relações de polarização são dadas por:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (k_x^2 + k_z^2) + (\gamma - 1)g^2 k_x^2 - \gamma^2 g^2 \omega^2 / 4C^2 = 0 \quad (2.11)$$

e

$$P = \gamma \omega^2 [k_z - i(1 - \gamma/2)g/C^2] , \quad (2.12)$$

$$R = \omega^2 k_z + i(\gamma - 1)gk_x^2 - i\gamma g \omega^2 / 2C^2 , \quad (2.13)$$

$$X = \omega k_x C^2 [k_x - i(1 - \gamma/2)g/C^2] , \quad (2.14)$$

$$Z = \omega[\omega^2 - k_x^2 C^2] . \quad (2.15)$$

A Relação de Dispersão 2.11 pode ser escrita da forma mais simples:

$$(\omega^2 - \omega_a^2)\omega^2/C^2 - \omega^2(k_x^2 + k_z^2) + \omega_g^2 k_x^2 = 0 , \quad (2.16)$$

com $\omega_a = \gamma g/2C$ e $\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2}g/C$, onde ω_a é denominada frequência acústica de corte e ω_b é a frequência de Brunt-Vaissala. A frequência ω_a é sempre maior que ω_b . Uma análise de 2.16 mostra que para cada par k_x e k_z reais, há duas soluções reais distintas para ω , uma com $\omega > \omega_a$ e outra com $\omega < \omega_g$. O ramo para $\omega > \omega_a$ é denominado *ondas de gravidade-acústicas* e para $\omega < \omega_g$ mantêm-se apenas o nome *ondas de gravidade internas*.

Na região da mesopausa o período de Brunt-Vaissala ($T_b = 2\pi/\omega_b$) é de ≈ 4 min, assim, ondas de gravidade internas nesta região da atmosfera terão períodos > 4 min.

As relações de dispersão e polarização podem ser simplificadas bastante caso se considerem ondas com:

$$k_z^2 \gg \omega_a^2/C^2 . \quad (2.17)$$

Neste caso a relação de dispersão fica:

$$\omega^2 k_z^2 \approx (\omega_g^2 - \omega^2) k_x^2 . \quad (2.18)$$

Adicionalmente, se $\omega \ll \omega_g$, tem-se que:

$$\omega k_z \approx \omega_g k_x , \quad (2.19)$$

e as relações de polarização fornecem expressões simples que relacionam \vec{V} , p e ρ . Assim,

$$\frac{Z}{X} \cong -\frac{k_x}{k_z}, \quad (2.20)$$

$$\frac{R}{X} \cong i(\gamma - 1)^{1/2}/C. \quad (2.21)$$

A relação entre o vento vertical e a perturbação na densidade fica:

$$\frac{Z}{R} = \frac{w}{(\rho - \rho_0)/\rho_0} \cong \frac{i\gamma wH}{(\gamma - 1)}. \quad (2.22)$$

Ou seja, para ondas de gravidade internas que satisfaçam as Relações 2.17 e 2.19, a perturbação na densidade está 90° em fase adiantada em relação ao vento vertical e a razão entre as suas amplitudes é constante com a altura.

Outro resultado importante da teoria de ondas de gravidade internas é que o componente vertical da progressão de fase é sempre oposto ao componente vertical do fluxo de energia. Assim, se ondas são geradas nas camadas mais baixas da atmosfera, na região da mesopausa será vista a propagação de fase de cima para baixo. Esta propagação de fase de cima para baixo é uma feição comum na região da mesopausa, conforme será visto no Capítulo 3.

2.2 - MARÉS ATMOSFÉRICAS: TEORIA CLÁSSICA

Marés atmosféricas são oscilações que ocorrem em qualquer campo atmosférico (ou seja: pressão, temperatura, densidade e ventos), cujos períodos são submúltiplos inteiros do dia lunar ou solar. No primeiro caso a maré é excitada pela ação gravitacional e denomina-se *maré gravitacional lunar*, enquanto no último caso a excita

ção é feita principalmente através da ação térmica do Sol e é denominada *maré solar*. Neste trabalho o interesse é concentrado nas marés solares migrantes, isto é, marés que acompanham o movimento aparente do Sol, dependendo, portanto, apenas da hora local.

A teoria das marés atmosféricas consiste de duas partes que se desenvolveram paralelamente; a primeira trata de calcular a resposta da atmosfera a uma excitação térmica ou gravitacional qualquer e a segunda trata da especificação destas fontes. Em qualquer dos casos a formulação não é precisa, pois é muito grande o número de variáveis envolvidas, sendo portanto necessário fazer uso de aproximações.

2.2.1 - EQUAÇÕES BÁSICAS E APROXIMAÇÕES

O material desta Seção é baseado fundamentalmente no trabalho de Chapman e Lindzen (1970), onde o leitor pode encontrar maiores detalhes dos desenvolvimentos aqui apresentados. Outros apanhados mais sucintos da teoria das marés podem ser encontrados em Beer (1974) e Kato (1980).

O ponto de partida da teoria das marés é considerar as equações do movimento, da continuidade, da energia e de estado, expressas em coordenadas esféricas. Diversas aproximações devem ser feitas nestas equações a fim de tornar o sistema matematicamente tratável. Estas aproximações são:

- i) A atmosfera é considerada rasa. Portanto, se $r = a + z$, onde a é o raio da Terra e z é a coordenada vertical, tem-se $z/a \ll 1$. Com isto, termos da ordem z/a são desprezados nos coeficientes das equações e $\partial/\partial z = \partial/\partial r$.
- ii) Os efeitos dissipativos, tais como a viscosidade, condutividade térmica, arraste iônico, etc., não são considerados.

iii) As oscilações de marés são consideradas como perturbações linearizadas sobre um estado básico. Assim, um determinado campo atmosférico f será expresso como $f = f_0 + \delta f$, onde f_0 é o campo básico e δf é a contribuição devida às marés.

iv) O campo básico de velocidade \vec{V}_0 é considerado zero e os de pressão, temperatura e densidade são considerados dependentes apenas da altura.

v) Outras simplificações são também o fato de desprezar a elipticidade da Terra e os efeitos topográficos; considerar a atmosfera uniforme na composição e com o comportamento de um gás perfeito.

Com essas aproximações, os componentes da equação do movimento são:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \theta = -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\delta p}{\rho_0} + \Omega \right], \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \theta = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{\delta p}{\rho_0} + \Omega \right], \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial z} = -g\delta p - \rho_0 \frac{\partial \Omega}{\partial z}. \quad (2.25)$$

A equação da continuidade, fica:

$$\frac{Dp}{Dt} = -\rho_0 \chi, \quad (2.26)$$

onde χ é o divergente da velocidade,

$$\chi \equiv \text{div } \vec{V} = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u \sin \theta) + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial v}{\partial \phi} + \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (2.27)$$

A equação da energia fica:

$$\frac{R}{\gamma - 1} \frac{DT}{Dt} = \frac{gH}{\rho_0} \frac{D\rho}{Dt} + J, \quad (2.28)$$

e a forma linearizada da equação dos gases perfeitos fica:

$$\frac{\delta p}{p_0} = \frac{\delta T}{T_0} + \frac{\delta \rho}{\rho_0} . \quad (2.29)$$

São os seguintes os significados dos parâmetros:

u - velocidade Norte-Sul;

v - velocidade Oeste-Leste;

w - velocidade vertical (positiva para cima);

ω - velocidade angular de rotação da Terra;

a - raio da Terra;

θ - colatitude, sendo 0 no pólo norte;

ϕ - longitude, medida de oeste para leste;

z - coordenada vertical;

t - tempo;

Ω - potencial gravitacional de marés;

$\delta\rho$, δp , δT - perturbações na densidade, pressão e temperatura;

$\rho_0(z)$, $p_0(z)$, $T_0(z)$ - estado básico da densidade, pressão e temperatura;

R - constante dos gases para o ar;

$\gamma = C_p/C_v = 1,4$ - razão entre os calores específicos à pressão e volume constantes;

g - aceleração devida à gravidade;

H - escala de altura da atmosfera = $RT_0(z)/g$

J - aquecimento térmico de marés por unidade de massa e por unidade de tempo, isto é, o forçante térmico das oscilações.

Tem-se também que:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial \delta f}{\partial t} + w \frac{d}{dz} f_0, \quad (2.30)$$

e que o estado básico satisfaz:

$$p_0 = \rho_0 R T_0 \quad (2.31)$$

e

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{dp_0}{dz} = -g. \quad (2.32)$$

Com isso obtêm-se:

$$p_0 = p_0(0) \exp(-x) \quad (2.33)$$

e

$$\rho_0 = \frac{p_0}{gH}, \quad (2.34)$$

onde:

$$x = \int_0^z \frac{dz}{H}. \quad (2.35)$$

2.2.2 - SOLUÇÃO DO SISTEMA

O sistema de seis equações diferenciais em seis funções incógnitas pode ser reduzido a uma só equação, numa só variável. A variável utilizada para esta redução é $-1/\gamma p_0 Dp/Dt$. Como para marés são de interesse soluções periódicas em tempo e longitude, tem-se:

$$-\frac{1}{\gamma p_0} \frac{Dp}{Dt} = G(z, \theta) \exp i(\sigma t + s\phi), \quad (2.36)$$

onde $\sigma = 2\pi/(\text{dia lunar ou solar}/m)$, com m inteiro e

$$s = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

é o número de onda zonal.

Os passos para essa redução podem ser vistos em Chapman e Lindzen (1970). A equação em G é:

$$H \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + \left[\frac{dH}{dz} - 1 \right] \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{g}{4a^2 \omega^2} F \left\{ \left[\frac{dH}{dz} + \kappa \right] G - \frac{KJ}{\gamma g H} \right\}, \quad (2.37)$$

onde $\kappa = (\gamma - 1)/\gamma$.

O operador F é função apenas de θ , dado por:

$$F = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\sin \theta}{f^2 - \cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \right] - \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left[\frac{m f^2 + \cos^2 \theta}{f f^2 - \cos^2 \theta} + \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right], \quad (2.38)$$

onde $f = \sigma/2\omega$.

A Equação 2.37 pode ser resolvida pelo método de separação de variáveis, fazendo:

$$G(z, \theta) = \sum_n L_n(z) \Theta_n(\theta). \quad (2.39)$$

Para isto, é preciso também que o aquecimento térmico de marés e o potencial gravitacional sejam expandidos como:

$$J(z, \theta) = \sum_n J_n(z) \Theta_n(\theta), \quad (2.40)$$

$$\Omega(z, \theta) = \sum_n \Omega_n(z) \Theta_n(\theta). \quad (2.41)$$

A substituição de 2.39, 2.40 e 2.41 em 2.37 fornece:

$$F[\Theta_n] = - (4a^2\omega^2/g h_n) \Theta_n \quad (2.42)$$

e

$$H \frac{d^2 L_n}{dz^2} + \left(\frac{dH}{dz} - 1 \right) \frac{dL_n}{dz} + \frac{1}{h_n} \left(\frac{dH}{dz} + \kappa \right) L_n = \frac{\kappa}{\gamma g H h_n} J_n, \quad (2.43)$$

onde h_n é a constante de separação.

As funções Θ_n devem satisfazer às condições de contorno de serem finitas nos pólos ($\theta = 0, \pi$). Com estas condições, a Equação 2.42 define um problema de autofunções-autovalores, onde $\{h_n\}$ é o conjunto de autovalores. A Equação 2.42 é idêntica à conhecida *equação de marés de Laplace*, que surge do estudo de um fluido homogêneo, incompressível de profundidade h , sobre uma esfera. Por analogia, h_n que no caso é apenas um autovalor, recebe o nome de *profundidade equivalente*. Para o caso de marés atmosféricas as frequências das oscilações são conhecidas; então, para cada frequência, devem-se determinar os autovalores

h_n e as autofunções correspondentes $\Theta_n(\theta)$. Estas funções são denominadas funções de Hough. A solução do problema pode ser obtida expressando as funções de Hough como uma soma de funções associadas de Legendre. Desta solução surge que os h_n formam dois conjuntos infinitos de autovalores, que correspondem a autofunções simétricas e anti-simétricas em relação ao equador e podem receber valores negativos para o caso de marés diurnas. Valores das profundidades equivalentes e dos coeficientes de expansão de $\Theta_n(0)$ em funções associadas de Legendre podem ser encontrados em Flattery (1967) e são reproduzidos para alguns casos especiais em Chapman e Lindzen (1970).

Determinados os h_n , pode-se então resolver a equação em z (Equação 2.43), que é denominada *Equação da estrutura vertical*. Geralmente a Equação 2.43 é expressa em termos da altura reduzida, definida na Equação 2.35, mudando-se a variável L_n por Y_n dada por:

$$Y_n = e^{-x/2} L_n . \quad (2.44)$$

Com isso a Equação 2.43 torna-se:

$$\frac{d^2 Y_n}{dx^2} + \left[\frac{1}{h_n} \left(\kappa H + \frac{dH}{dx} \right) - \frac{1}{4} \right] Y_n = \frac{\kappa J_n}{\gamma g h_n} e^{-x/2} . \quad (2.45)$$

A solução de 2.45 pode ser encontrada sem muita dificuldade por método numérico. Encontradas as soluções Y_n e Θ_n , os campos de marés podem ser determinados como:

$$\delta p = \sum_n \delta p_n(x) \Theta_n , \quad (2.46)$$

$$\delta \rho = \sum_n \delta \rho_n(x) \Theta_n , \quad (2.47)$$

$$\delta T = \sum_n \delta T_n(x) \Theta_n, \quad (2.48)$$

$$w = \sum_n w_n(x) \Theta_n, \quad (2.49)$$

onde os δp_n , $\delta \rho_n$, δT_n e w_n são dados em termos de Y_n . Por exemplo:

$$w_n = -\frac{i\sigma}{g} \Omega_n + \gamma h_n e^{x/2} \left[\frac{dY_n}{dx} + \left(\frac{H}{h_n} - \frac{1}{2} \right) Y_n \right]. \quad (2.50)$$

Para o vento horizontal tem-se também que:

$$u = \sum_n u_n(x) U_n(\theta), \quad (2.51)$$

$$v = \sum_n v_n(x) V_n(\theta), \quad (2.52)$$

onde $u_n(x)$ e $v_n(x)$ são funções de $Y_n(x)$; $U_n(\theta)$ e $V_n(\theta)$ envolvem funções trigonométricas de θ , $\Theta_n(\theta)$ e $d\Theta_n/d\theta$.

As condições de contorno impostas à Equação 2.45 são que em $z = x = 0$, $w = 0$. Esta condição pode ser imposta sobre Y_n usando a Equação 2.50. Para obter a condição de contorno superior, é bom considerar a solução acima de um certo nível de altura onde $J = 0$ e $dH/dx = 0$. Neste caso a solução é:

$$Y_n = A \exp(i q_n x) + B \exp(-i q_n x), \quad (2.53)$$

onde:

$$q_n = \frac{1}{H} \sqrt{\frac{\kappa H}{h_n} - \frac{1}{4}}. \quad (2.54)$$

O valor de q_n pode ser real ou imaginário puro, dependendo do valor de h_n . Assim, a condição de contorno será considerar a solução exponencial decrescente (isto é, a energia cinética da oscilação permanece constante à medida que $z \rightarrow \infty$), no caso de q_n imaginário, ou a solução de ondas que se propagam para cima ($B = 0$) no caso de q_n ser real.

Vê-se, pois, que a solução da equação da estrutura vertical é constituída em ondas que se propagam com a altura (ondas propagantes) ou soluções que não propagam energia para cima (ondas evanescentes). No caso mais geral — com H variando com x — tem-se que:

$$q_n = \left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{4}{h_n} \left(\kappa H + \frac{dH}{dx} \right) - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (2.55)$$

Se $q_n^2 > 0$, a quantidade $2\pi/q_n$ é um comprimento de onda vertical expresso em unidades de escala de altura e se $q_n^2 < 0$ a quantidade $1/|q_n|$ é uma escala de decaimento exponencial.

2.2.3 - EXCITAÇÃO TÉRMICA E SOLUÇÕES EXPLÍCITAS

Para o cálculo explícito dos campos de marés, o primeiro passo é obter a solução da Equação de Marés de Laplace para a frequência e número de onda apropriados. Assim, obtêm-se as profundidades equivalentes h_n e as funções de Hough Θ_n . Como foi referido na Seção anterior, a solução $\Theta_n(\theta)$ é dada em termos de funções associadas de Legendre:

$$\Theta_n^{\sigma, s}(\theta) = \sum_{m=s}^{\infty} C_{n,m}^{\sigma, s} P_m^s(\cos \theta). \quad (2.56)$$

Para a maré diurna solar, $\sigma = \omega$ e $s = 1$; para a maré semi-diurna $\sigma = 2\omega$ e $s = 2$. A Tabela 2.1 mostra a expansão das primeiras funções de Hough, as profundidades equivalentes, os comprimentos de onda verticais e escalas de decaimento para os primeiros modos diurnos e

semidiurnos na mesopausa. Estes coeficientes de expansão e as profundidades equivalentes são devidos a Flattery (1967). São apresentados apenas os coeficientes com valores arredondados iguais ou maiores que 0,1. O índice n corresponde ao número do modo de oscilação. Note que para a maré diurna há valores negativos de h_n , conseqüentemente os modos a eles associados foram indexados por valores negativos. Na notação aqui apresentada, devida a Flattery (1967), os modos diurnos simétricos em relação ao equador com h_n positivos são indexados por 1, 3, 5, ... etc., enquanto os anti-simétricos por 2, 4, 6, ... etc. Os modos simétricos negativos são indexados por -2, -4, -6, ... etc., e os anti-simétricos por -1, -3, -5, ... etc. Para a maré semidiurna, não há profundidades equivalentes negativas e os modos simétricos são indexados por 2, 4, 6, ... etc. e os anti-simétricos por 3, 5, 7, ... etc. Podem-se encontrar diferentes indexações na literatura, porém esta apresentada é a que tem sido mais utilizada atualmente.

Na Figura 2.1 são mostradas as funções de Hough para os três principais modos simétricos e os dois primeiros anti-simétricos semidiurnos, como para os dois principais modos simétricos diurnos para h_n positivo e dois simétricos e um anti-simétrico para h_n negativo. Com respeito à notação dos modos, para marés migrantes bastam dois índices para caracterizá-los, s e n . Assim, pode-se encontrar na literatura \textcircled{H}_n^s , ou notações mais simples como S_s^n , $S(s,n)$, ou simplesmente (s,n) como na Figura 2.1.

TABELA 2.1

COEFICIENTES DE EXPANSÃO, PROFUNDIDADES EQUIVALENTES E COMPRIMENTOS DE ONDA PARA OS PRINCIPAIS MODOS DIURNOS E SEMIDIURNOS

	PROFUNDIDADE EQUIVALENTE (KM)	$\frac{2\pi}{qn}$ ou $\frac{1}{ qn }$ (km)
$(H)_{-1}^{\omega,1} = p_2^1$	803	11
$(H)_1^{\omega,1} = 0,3p_1^1 - 0,6p_3^1 + 0,6p_5^1 - 0,3p_7^1 + 0,1p_9^1$	0,69	24,3
$(H)_{-2}^{\omega,1} = 0,9p_1^1 + 0,4p_3^1$	-12,3	9
$(H)_2^{\omega,1} = 0,3p_4^1 - 0,6p_6^1 + 0,6p_8^1 - 0,4p_{10}^1 + 0,2p_{12}^1$	0,24	13,8
$(H)_{-3}^{\omega,1} = 0,8p_4^1 + 0,6p_6^1 + 0,2p_8^1$	-1,81	5,2
$(H)_3^{\omega,1} = -0,1p_1^1 + 0,2p_3^1 - 0,1p_5^1 - 0,2p_7^1 + 0,5p_9^1 - 0,6p_{11}^1 + 0,5p_{13}^1 + 0,1p_{17}^1 - 0,1p_{19}^1$	0,12	9,6
$(H)_2^{2\omega,2} = p_2^2 - 0,2p_4^2$	7,85	> 200 km
$(H)_3^{2\omega,2} = 0,9p_3^2 - 0,4p_5^2$	3,67	82
$(H)_4^{2\omega,2} = 0,2p_2^2 + 0,8p_4^2 - 0,5p_6^2 + 0,1p_8^2$	2,11	49
$(H)_5^{2\omega,2} = 0,3p_3^2 + 0,6p_5^2 - 0,6p_7^2 + 0,2p_9^2$	1,37	36,5
$(H)_6^{2\omega,2} = 0,1p_2^2 + 0,4p_4^2 + 0,5p_6^2 - 0,7p_8^2 + 0,3p_{10}^2 - 0,1p_{12}^2$	0,96	29,3

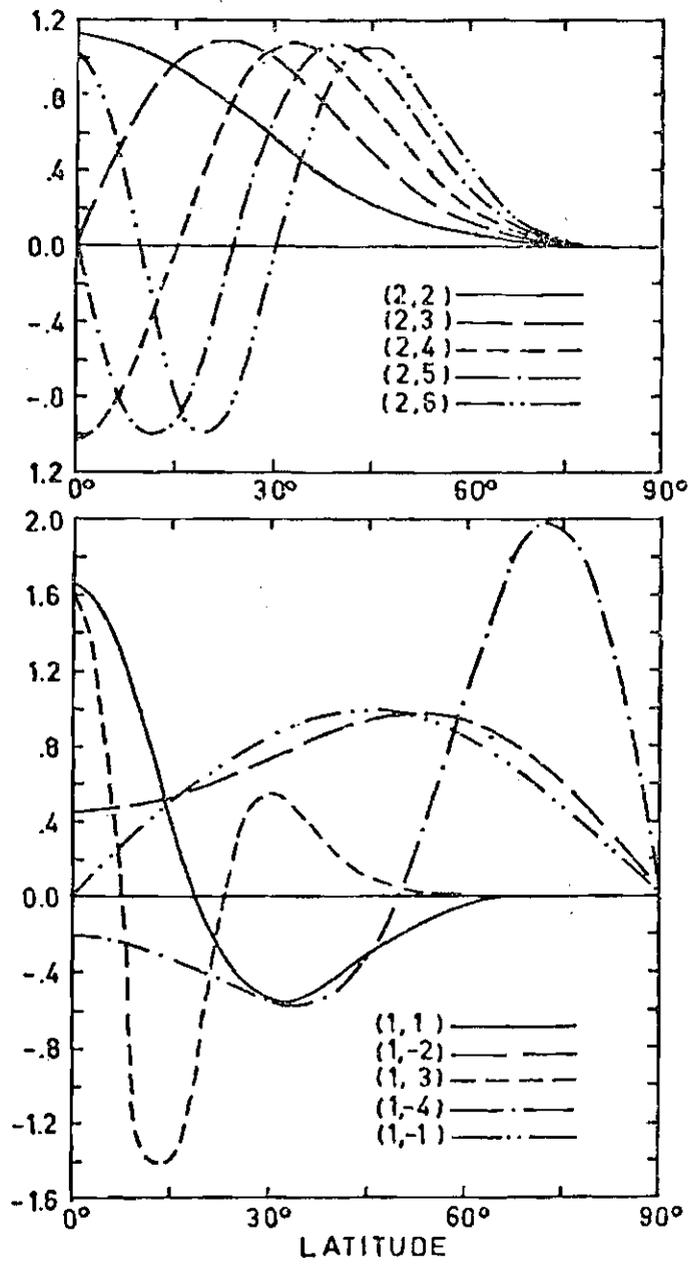


Fig. 2.1 - Principais funções de Hough para a maré diurna e semidiurna.

Com os valores das profundidades equivalentes e as funções de Hough, o próximo passo para a solução explícita dos campos de marés é a solução da Equação da estrutura vertical. Para isso, é preciso que se conheça a função de excitação térmica de marés J , e além disso que esta função de excitação seja expandida em latitude em termos das funções de Hough.

Lindzen (1968) apresentou uma forma aproximada para esta função de excitação para as marés diurna e semidiurna devidas à absorção da insolação pelo O_3 e pelo H_2O , sob condições equinociais. Lindzen (1968) considerou que a quantidade:

$$\tau = \frac{\kappa \cdot J}{i\sigma R}, \quad (2.57)$$

que é aproximadamente a amplitude da oscilação de temperatura que seria produzida por J , na ausência de movimentos e dissipação, pode ser aproximada por um produto de funções dependentes somente de θ e de z :

$$\tau_E^{\sigma, s} = f_E^{\sigma, s}(z) g_E^{\sigma, s}(\theta), \quad (2.58)$$

onde $f_E^{\sigma, s}(z)$ é a parte da excitação recebida pelo elemento absorvedor (H_2O ou O_3), dependente só da altura, e $g_E^{\sigma, s}(\theta)$, a parte dependente apenas da colatitude. Os índices σ e s têm os mesmos significados anteriores e indicam que a quantidade $\tau_E^{\sigma, s}$ deve ser calculada para cada componente.

A Figura 2.2 mostra o modelo de Lindzen (1968) para a distribuição vertical e latitudinal da excitação térmica devida à absorção da insolação pelo vapor d'água e ozônio. A expansão de $g(\theta)$ para condições equinociais em funções de Hough é dada por:

$$g_{O_3}^{2\omega,2} = 0,249 \textcircled{H}_2^{2\omega,2} + 0,0645 \textcircled{H}_4^{2\omega,2} + 0,0365 \textcircled{H}_6^{2\omega,2} + \dots \quad (2.59)$$

$$g_{H_2O}^{2\omega,2} = 0,0307 \textcircled{H}_2^{2\omega,2} + 0,00796 \textcircled{H}_4^{2\omega,2} + 0,00447 \textcircled{H}_6^{2\omega,2} + \dots \quad (2.60)$$

para o caso semidiurno, e

$$g_{O_3}^{\omega,1} = 1,6308 \textcircled{H}_{-2}^{\omega,1} - 0,5128 \textcircled{H}_{-4}^{\omega,1} + 0,5447 \textcircled{H}_1^{\omega,1} - 0,1411 \textcircled{H}_3^{\omega,1} + 0,0723 \textcircled{H}_5^{\omega,1} + \dots \quad (2.61)$$

$$g_{H_2O}^{\omega,1} = 0,157 \textcircled{H}_{-2}^{\omega,1} - 0,055 \textcircled{H}_{-4}^{\omega,1} + 0,062 \textcircled{H}_1^{\omega,1} + 0,016 \textcircled{H}_3^{\omega,1} + 0,008 \textcircled{H}_5^{\omega,1} + \dots \quad (2.62)$$

para o caso diurno. Com isso, os coeficientes de 2.58 a 2.62 podem ser incorporados a $f_E^{\sigma,S}(z)$ e obtêm-se expansão na forma 2.40 que fornece os J_n para serem levados na Equação 2.43. Com o conhecimento de \textcircled{H}_n e Y_n , os campos de marés podem ser calculados para quaisquer latitude e altura usando as Equações 2.46 a 2.49, 2.51 e 2.52. Cálculos de diversos campos, para diversas latitudes e alturas, são apresentados em Chapman e Lindzen (1970) e são muito usados para comparações com as medidas experimentais.

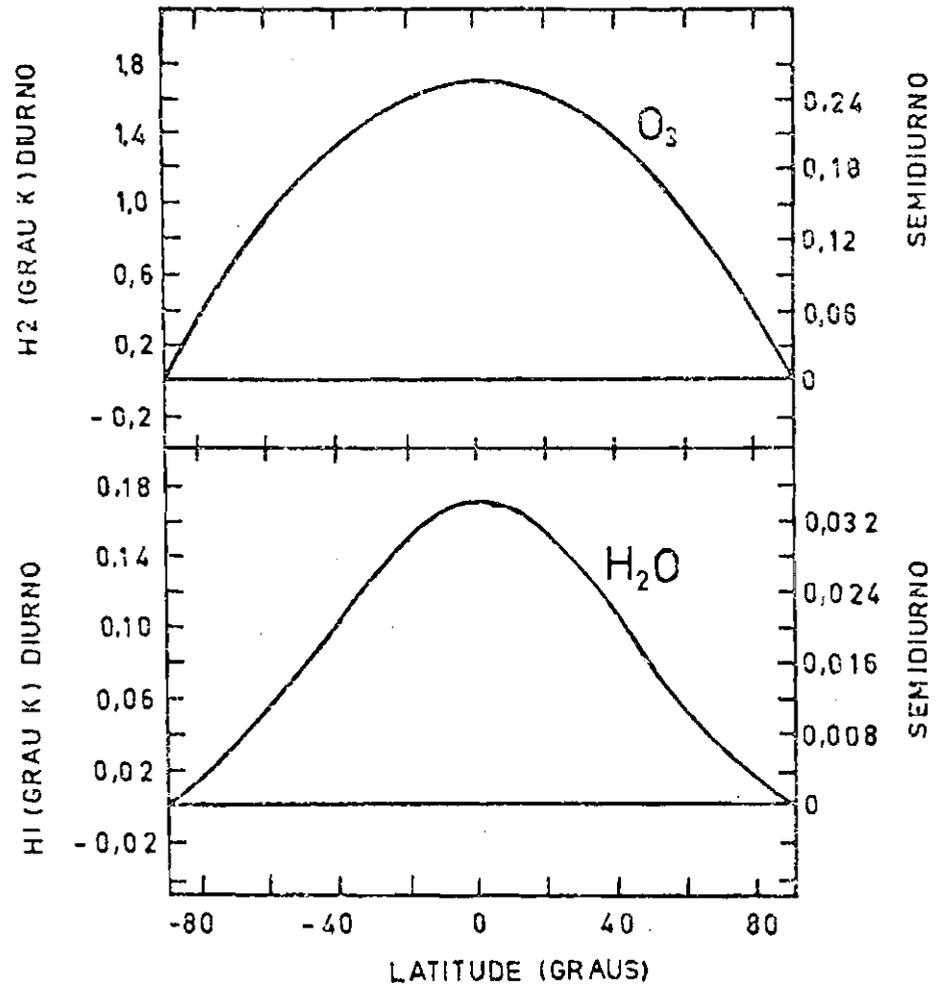
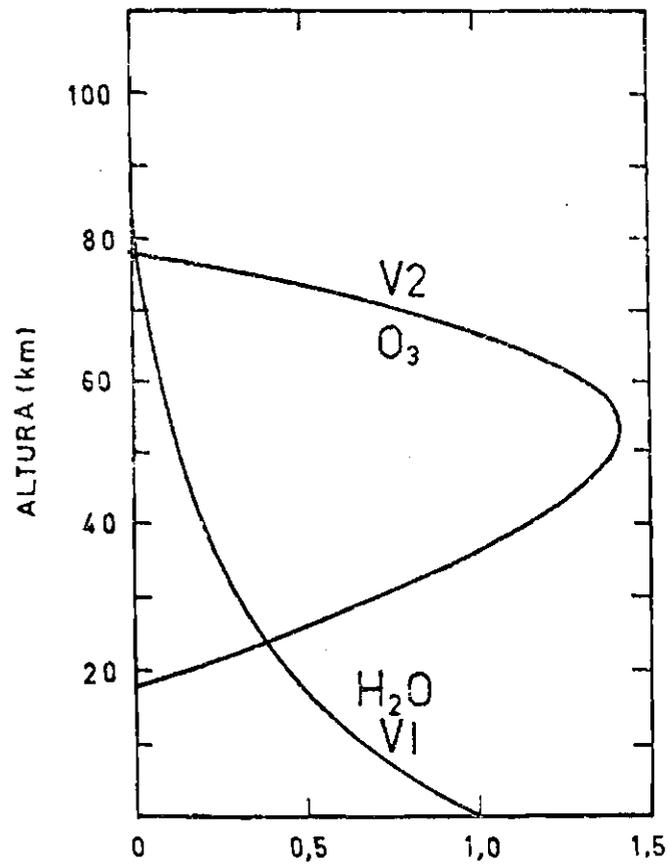


Fig. 2.2 - Distribuições verticais da excitação térmica devida ao vapor d'água (V1) e ozônio (V2); distribuições latitudinais de vapor d'água (H1) e ozônio (H2).

FONTE: Lindzen (1968).

Uma análise das Figuras 2.1 e 2.2 mostra que a forma latitudinal da expansão da função de excitação é muito parecida com a função $H_2^{2\omega, 2}$. Por isso, nos coeficientes de expansão da $g_E^{2\omega, 2}$ em $H_n^{2\omega, 2}(\theta)$ há uma dominância do termo em $H_2^{2\omega, 2}$, o que pode ser visto em 2.59 e 2.60. Se o modo $H_2^{2\omega, 2}$ recebe a maioria da excitação, então a resposta a ela também será dominante. Este é um dos principais resultados da teoria clássica, isto é, a dominância do modo $H_2^{2\omega, 2}$ na oscilação semidiurna da atmosfera. Além disso, como $H_2^{2\omega, 2}$ é bem semelhante à forma média da função de excitação, e esta quase não varia de dia para dia e com as estações do ano, é de se esperar que a oscilação neste modo seja bastante estável, tanto em amplitude como em fase. Porém, este modo está associado a comprimento de onda muito grande ($\lambda_z > 200$ km), e pode, sob certas circunstâncias que ocorrem na alta mesosfera (H pequena $dH/dx < 0$), acontecer que q_n^2 (Equação 2.55) se torne negativo. Isto quer dizer que o modo pode tornar-se evanescente, não propagando energia para cima, e com isso os modos mais altos podem dominar na região da mesopausa e acima. Para o caso diurno, vê-se que não há grande semelhança entre uma determinada função de Hough e a expansão latitudinal da excitação. Vê-se das Equações 2.61 e 2.62 que o modo $H_{-2}^{\omega, 1}$ é o dominante, seguindo-se sem grande diferença os modos $H_1^{\omega, 1}$ e $H_{-4}^{\omega, 1}$. Nota-se que os modos relacionados a h_n negativos, associados a ondas evanescentes terão maiores amplitudes em latitudes médias e altas, enquanto os modos relacionados a h_n positivos e associados a pequenos comprimentos de ondas têm maiores amplitudes próximo ao equador. É de se esperar que a maré diurna seja bastante variável na região da mesopausa, pois as variações dia a dia da função de excitação fazem com que as amplitudes relativas dos modos variem. A maré diurna é excitada tanto pela absorção da insolação pelo vapor d'água na troposfera como pelo ozônio na estratosfera. Cálculos mostram que as ondas geradas por estas duas contribuições chegam quase em antifase na altura da mesopausa. Assim, flutuações dia a dia no conteúdo de vapor d'água causam grande efeito na fase das oscilações nessas alturas.

Outro resultado interessante da teoria clássica das marés que pode ter grande importância em análise de dados experimentais é que a função de expansão latitudinal para δp , $\delta \rho$, δT e w é a função de Hough, enquanto para u e v são funções diferentes U_n e V_n que envolvem funções trigonométricas, H_n e $dH_n/d\theta$. Pode ocorrer que em alguma latitude particular, um determinado modo pode ser dominante no vento horizontal e estar quase ausente em outros campos.

2.3 - DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS RECENTES

No modelo de marés atmosféricas apresentado na Seção anterior, as simplificações feitas no sistema permitiram que se chegasse a uma só equação diferencial em z e θ . A solução desta equação, que é separável nas estruturas latitudinais e em altura, é constituída de modos de oscilação com determinados comprimentos de onda (modos propagantes) ou escalas de decaimento (modos evanescentes). Este desenvolvimento teórico, juntamente com o modelo aproximado de excitação térmica desenvolvido por Lindzen (1968) ficaram conhecidos como *Teoria Clássica das Marés Atmosféricas* (Forbes and Garrett, 1979).

Com o aparecimento de dados experimentais, principalmente ventos, na região da mesosfera e baixa termosfera, foi visto que alguns dos principais resultados da teoria clássica, que era a dominância do modo S_2^2 , não se verificava. Comprimentos de onda entre 40-60 km, que mais se assemelham ao modo S_4^2 ou a uma mistura de modos, eram dominantes.

Lindzen e Hong (1974) consideraram o efeito do vento médio zonal e o gradiente meridional de temperatura no modelo básico (não-perturbado) e também o efeito dissipativo da fricção Rayleigh e resfriamento Newtoniano sobre o cálculo da maré semidiurna. Com isso, as equações são ainda redutíveis a uma só equação diferencial em uma só variável dependente; porém esta não é separável em z e θ . Assim, a solução que se obtém não é mais expressa em modos de Hough, mas uma solução (que só pode ser obtida numericamente) em função de θ e z em uma grade

bidimensional. Esta solução numérica pode no entanto ser expandida em cada altura em termos das funções de Hough. Disto surge o importante resultado que é o *acoplamento de modos*. Se considerar a excitação devida a apenas um modo, por exemplo o H_2^2 , ter-se-á que na resposta a esse se forçante haverão termos nos outros modos mais altos. Este acoplamento de modos - que surge do fato de considerar o vento médio - contribui então para diminuir a amplitude relativa de H_2^2 e aumentar a contribuição dos modos mais altos.

Tanto a teoria clássica, como este último modelo são aplicáveis apenas para cálculos do solo até cerca de 110 km. Acima disso, os efeitos dissipativos como a viscosidade molecular e turbulenta, acoplamento hidromagnético, bem como a excitação local devida à absorção da radiação no EUV e UV e efeitos de composição devem ser levados em conta. Vários modelos que levam em consideração estes fatores têm sido desenvolvidos nos últimos anos. A evolução destes modelos e suas aplicações ao estudo de marés na termosfera, variações diárias do campo magnético e as variações da composição na termosfera são revistas por Forbes e Garrett (1979). É importante salientar que nestes modelos mais completos, com a inclusão dos efeitos dissipativos, o problema não po de ser reduzido a uma só equação diferencial em z e θ . O sistema de quatro equações diferenciais em quatro funções incógnitas deve ser ata cado numericamente de uma só vez, o que exige grande esforço computa cional em termos de tempo e memória.

O modelo de excitação térmica usado na teoria clássica (Lindzen, 1968) continuou a ser utilizado até anos recentes. Este mo delo, como foi descrito na Seção anterior, é muito aproximado e apenas equinocial. Correções para as condições solsticiais foram feitas por Lindzen e Hong (1974) com a inclusão de alguns modos anti-simétricos. Porém, o grande progresso, em termos de modelos de excitação térmica de vidos à absorção da insolação pelo O_3 e H_2O , veio com Forbes e Garrett (1978). Estes autores utilizaram dados mais recentes sobre a distribui ção latitudinal e vertical do ozônio e vapor d'água e novas formas pa ra a função de absorção. Estes cálculos foram feitos para o equinócio

e solstício e decompostos em funções de Hough para os casos diurno e semidiurno. Na Figura 2.3 são mostradas estas taxas de excitação dadas em $J.Kg^{-1}.s^{-1}$ para cada modo de Hough para o caso diurno (a) e semidiurno (b), para o equinócio e solstício. No caso equinocial é mostrada também a excitação recebida pelo principal modo da teoria clássica. Vê-se que o novo modelo apresenta uma série de diferenças em relação ao modelo original, como formas diferentes para diferentes modos, excitação pelo ozônio concentrada em uma camada mais estreita e pelo vapor d'água bem diferente que a forma exponencial decrescente e restrita a alturas menores.

Bernard (1981) usou a teoria clássica das marés atmosféricas, porém com um modelo semidiurno de excitação por ele desenvolvido - bem semelhante ao de Forbes e Garrett (1978) - para estudar a variação sazonal da maré semidiurna na região da mesopausa. Bernard (1981) relata que grande parte da variação sazonal dos ventos na região da mesosfera pode ser explicada apenas pela variação sazonal da função de excitação. Porém, isso não concorda com os resultados de Aso et alii (1981) que usaram um modelo semelhante ao de Lindzen e Hong (1974) para estudar a maré semidiurna. Aso et alii (1981) calcularam os campos semidiurnos considerando os dois modelos de excitação; o clássico e o de Forbes e Garrett (1978). Estes cálculos foram feitos considerando ou não o efeito do vento médio zonal e gradiente meridional de temperatura e foi mostrado que ambos os efeitos, ventos médio zonal e excitação, são importantes na determinação da estrutura da maré no solstício.

Recentemente, Forbes (1982a, 1982b) desenvolveu um modelo completo para o cálculo de marés de 0 a 400 km, incluindo os efeitos de ventos médios, acoplamento hidromagnético, resfriamento Newtoniano, difusão molecular e turbulenta. Para a excitação, foi considerada, além da absorção da insolação pelo O_3 e H_2O , a absorção de EUV e UV na termosfera, acoplamento ion-neutro de momentum na região F e o forçante gravitacional lunar. A solução é obtida resolvendo numericamente o sistema de quatro equações diferenciais em quatro variáveis, numa grade espaçada de 6° em latitude e variando de 0,05 km a 8 km em

altura. Embora a solução não seja dada em modos de Hough, é conveniente, neste caso, também fazer para cada altura a expansão da solução nestas funções. O resultado da simulação mostra contribuições iguais dos modos (2,2), (2,3) e (2,4) entre 70 e 90 km; principalmente do (2,4) com alguma contribuição do (2,5) e (2,2) entre 90 e 120 km, o que é um resultado que está bem de acordo com os dados experimentais para a maré semidiurna. Para a maré diurna, o modelo mostra que em baixas latitudes o modo (1,1) é dominante, com alguma contribuição do (1, -2).

Os resultados desta simulação são comparados em diversas faixas de altura com a estrutura *média* das marés medidas em diversas localidades. Forbes (1982a, 1982b) acha boa concordância entre esses, porém a faixa de altura onde são maiores as diferenças é justamente entre 80-100 km.

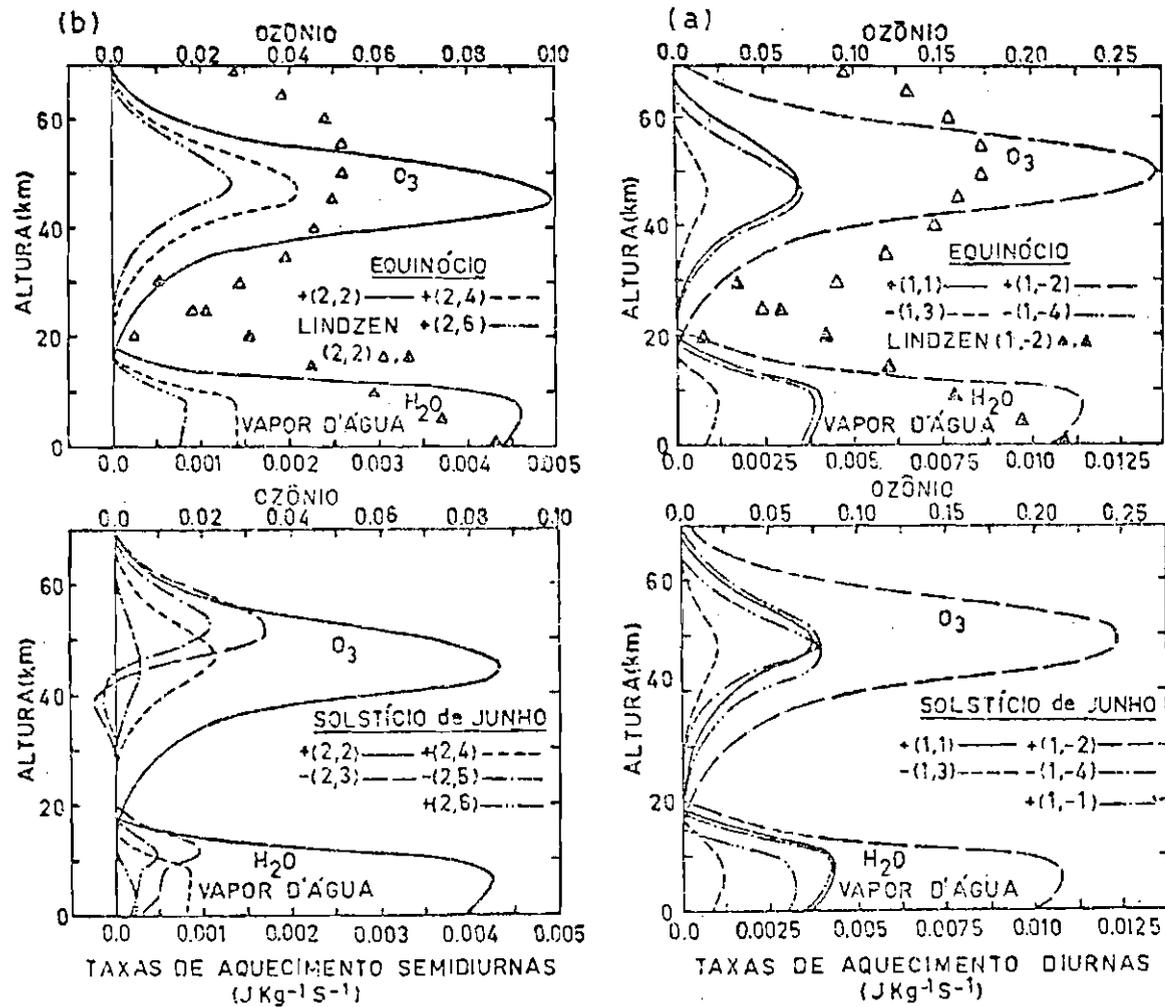


Fig. 2.3 - Taxas de aquecimento semidiurna (esquerda) e diurna (direita) durante o equinócio (em cima) e solstício (em baixo) devidas à absorção da insolação pelo O₃ e H₂O de compostas em funções de Hough.

FONTE: Forbes and Garrett (1978).

CAPÍTULO 3

MOVIMENTOS NA ALTA ATMOSFERA: ASPECTO OBSERVACIONAL

Os movimentos ondulatórios na alta atmosfera têm sido observados há um longo tempo por meio de observações visuais de distorções nos traços deixados por meteoros e de padrões aurorais. Porém, o interesse realmente científico nos ventos que ocorrem na alta atmosfera foi despertado apenas com o advento dos foguetes e com as observações dos traços ionizados deixados por meteoros, por meio de métodos de radar.

As observações de ventos na alta atmosfera por métodos de radar foram iniciadas por Elford e Robertson (1953) em Adelaide, Austrália (35°S , 138°L). As amplitudes e fases dos componentes diurnos e semidiurnos das marés, no intervalo de altura de 80 km a 105 km, foram então determinadas. Recentemente, outros métodos experimentais têm sido utilizados para medir não apenas os ventos, mas também os campos de temperatura e densidade em diversos locais e intervalos de altura. Neste Capítulo serão apresentados alguns dos principais resultados deste estudo experimental da dinâmica da alta atmosfera, em especial da região da mesopausa.

A maneira comumente usada para analisar dados experimentais em dinâmica da alta atmosfera é obter uma sequência de valores do vento, temperatura, densidade ou qualquer que seja o campo em questão, por um certo período de tempo, com determinada resolução em tempo e em altura. As séries temporais para cada intervalo de altura são então analisadas, de acordo com seus componentes espectrais que são: o componente estacionário, as marés e as ondas de gravidade. O componente estacionário pode ser composto de ondas planetárias, tendências a longo prazo, ou uma combinação das duas. Entre os três componentes citados acima, foram as marés que receberam a atenção em primeiro lugar, isto devido ao fato de terem períodos conhecidos e por causa de suas grandes amplitudes. Ondas de gravidade, com períodos entre 1 e 10

horas, foram observadas em Garchy, França (47°N , 3°L) em 1966 (Revah, 1969) e ondas planetárias, com períodos maiores do que um dia, tiveram que aguardar a disponibilidade de séries mais longas de dados (Muller, 1972). A seguir serão dadas descrições de cada um desses componentes separadamente, com maior atenção às marés, tais como têm sido revelados por medidas experimentais recentes, por diferentes métodos.

3.1 - VENTOS PREDOMINANTES

Os ventos predominantes na baixa e média atmosfera (que compreende a troposfera, estratosfera e mesosfera), medidos por meio de radiossondas e foguetes de sondagem meteorológica, são principalmente zonais (de leste para oeste (L-O) ou de oeste para leste (O-L)), enquanto que o vento meridional é apenas observado ocasionalmente, e de amplitude muito pequena se comparada com o componente zonal. Já na região da mesopausa, embora o vento zonal seja mais importante, o vento meridional pode alcançar amplitudes significantes. A origem do vento médio zonal pode ser explicada em termos da natureza geostrofica dos movimentos lentos na atmosfera, como resultado do gradiente meridional de temperatura ao qual está relacionado através da conhecida equação do vento térmico.

A maioria dos dados experimentais sobre os ventos predominantes na região da mesopausa foram obtidos através de medidas com radares meteorológicos como na França (Massebeuf et alii, 1979), URSS (Lysenko et alii, 1972) e Austrália (Elford, 1976).

Resultados de seis anos de medidas do vento zonal em Garchy, França, entre 1970 e 1976, e de um ano de medidas em Kiruna, Suécia (68°N , 10°L), no intervalo 75-105 km, foram publicados por Massebeuf et alii (1979). Estes resultados e mais outras medidas obtidas pelo mesmo grupo em uma estação de baixa latitude (Punta Borinquen, Porto Rico (18°N , 67°O)), portanto cobrindo uma grande faixa de latitude, foram analisados por Massebeuf et alii (1981). Na Figura 3.1 são mostrados os padrões de vento zonal em função do mês e da altura para as três estações acima referidas. As figuras mostram claramente que:

- 1 - há, de um modo geral, semelhança entre os padrões de vento nas três latitudes, o que indica o caráter global do vento médio;
- 2 - a circulação zonal não é a mesma abaixo e acima de 85-90 km;
- 3 - abaixo de 90 km, o gradiente vertical do vento sofre inversão de negativo para positivo entre o inverno e o verão;
- 4 - em níveis acima de 90 km, o gradiente do vento sofre poucas variações com a altura e tempo.

A característica principal do vento zonal acima de 90 quilômetros é a existência de forte oscilação anual com amplitude máxima do vento de oeste para leste de cerca de $25-30 \text{ ms}^{-1}$ em latitudes médias e menores em latitudes mais baixas. Abaixo de 85-90 km a circulação zonal é bem semelhante à estrutura observada na estratosfera e mesosfera. Algumas comparações com outras medidas em diferentes lugares foram feitas também por Massebeuf et alii (1979). É mostrado que a estrutura do vento zonal em Jodrel Bank (53°N , 2°O) é bastante semelhante à estrutura em Garchy, porém com os máximos mais fracos durante os solstícios.

Outra importante comparação é feita com os dados obtidos em Adelaide, Austrália, no hemisfério sul, também por medidas com radar meteorológico durante vários anos por Elford (1976). É visto que o comportamento sazonal e a estrutura vertical são os mesmos que sobre Garchy, mas a intensidade dos ventos de oeste para leste é maior sobre Adelaide que sobre as estações europeias; o que indica uma assimetria entre os hemisférios, o que também é verificado em níveis de altura mais baixos. O componente anual do vento zonal em Garchy e Adelaide sofre um deslocamento de fase de aproximadamente 5 meses em torno de 87 km, onde a amplitude é quase nula; o que indica ser nesta altura o ponto neutro de uma célula de circulação anual. Abaixo desta altura, a fase do componente anual é aproximadamente constante e coincide com a fase do mesmo na estrato-mesosfera. Já o componente semi-anual sofre pouca mudança com a altura na região da mesopausa, onde sua amplitude é cerca de 5 ms^{-1} , seu comprimento de onda vertical é cerca de 100 km, que é inferido extrapolando a fase a 80 km com a fase em 20-40 km. Há também um vento médio anual constante, que em Garchy atinge aproximadamente 5 ms^{-1} e em Adelaide, 20 ms^{-1} . A circulação quase-bienal, importante na estratosfera tropical, não foi detectada na região da mesopausa.

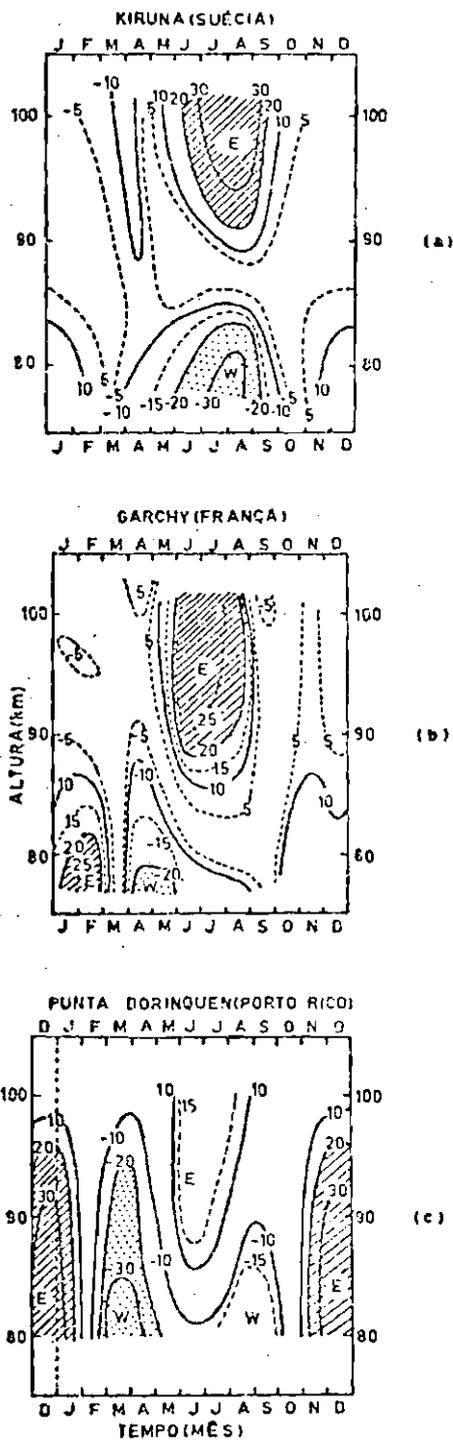


Fig. 3.1 - Contornos do vento médio zonal sobre Kiruna (a), Garchy (b) e Porto Rico (c); os valores dados em m/s são positivos, para o vento O-L e negativos para o vento L-O; áreas hachuradas e pontilhadas indicam amplitudes >20 m/s.

FONTE: Massebeuf et alii (1981).

Resultados de medidas do vento, pela técnica da reflexão parcial de ondas de rádio, feitas na mesma faixa de altura por Stening et alii (1978) em Saskatoon, Canadá (52°N , 107°O), também se mostram coerentes com os já referidos. Estes autores também apresentam medidas do vento meridional que mostram amplitudes da ordem de $\sim 10 \text{ ms}^{-1}$.

3.2 - ONDAS PLANETÁRIAS

Os primeiros resultados dos ventos na alta atmosfera foram obtidos apenas durante períodos de poucos dias e, devido a isso, o componente médio foi considerado estacionário. Porém, quando os dados são tomados sobre um período de vários dias, é notada a presença de ondas planetárias com períodos de dias. As ondas planetárias são as ondas da alta atmosfera menos conhecidas, porque:

- 1 - é necessário tomar medidas sobre um longo período de tempo (dias), o que se tornou possível apenas em anos recentes;
- 2 - é necessário fazer medidas simultâneas em diferentes localizações sobre o globo, a fim de descrever as características zonais e meridionais das oscilações.

As primeiras medidas dos ventos na região da mesopausa, com o uso do método do radar meteórico, persistindo por períodos maiores que um dia, foram obtidas em Sheffield, Inglaterra, por Muller (1972). Foram obtidas séries de medidas com duração de 2, 3 e 5,5 dias entre 1966 e 1969. A análise espectral das séries temporais, em determinada faixa de altura, revelou, como era de se esperar, picos distintos em 12 h e 24 h, mas surpreendentemente mostrou outros picos com po

tências equivalentes às dos anteriores, com períodos entre 35 e 72 h. Na Figura 3.2 vê-se o espectro de amplitude do componente do vento dirigido para sudeste (NO-SE), em 97 km, obtido em Sheffield entre 29 de julho e 3 de agosto de 1969 por Müller (1972). Vêem-se claramente os picos correspondentes a períodos de 12 e 24 h e também outro pico bem largo com período entre 35 e 72 horas, interpretado como uma oscilação com período de quase dois dias. Müller (1972) comparou os dados do vento na região da mesopausa com a variação da pressão atmosférica na superfície, encontrando boa correlação entre eles. Com isso, supôs que as ondas presentes na alta atmosfera seriam geradas na troposfera e se propagariam para cima até a região da mesopausa. Porém, Müller e Kingsley (1974) mostraram que esta explicação era inadequada porque ela não explicava a variação sazonal da atividade ondulatória, isto é, a maior ou menor presença destas ondas. A explicação foi dada, então, em termos do acoplamento que envolve a propagação oblíqua para cima, de ondas com períodos mais curtos que atuam como portadores conduzindo os componentes de períodos longos como modulação.

Glass e Spizzichino (1974), em um artigo sobre ondas na baixa termosfera, chamaram a atenção para o fato que medidas obtidas até então em diversas partes do mundo revelavam a presença de uma oscilação de quase dois dias no inverno e verão, e quase nula nos equinócios.

Medidas simultâneas do vento foram feitas em períodos de alguns dias em estações situadas em diferentes longitudes (Garchy, França (47°N , 3°L) e Obninsk, URSS (56°N , 36°L)) por Glass et alii (1977). Foi mostrado que há uma boa correlação entre os ventos nas mesmas alturas nas duas estações, para períodos comuns de aproximadamente 2 e 5 dias e com certa diferença de fase, o que demonstra o caráter planetário das ondas. Tomando a diferença de fase entre as ondas de quase dois dias entre as duas estações, estes autores determinaram que ela deveria ter o número de onda zonal entre 2 ou 3 e se propagava para oeste.

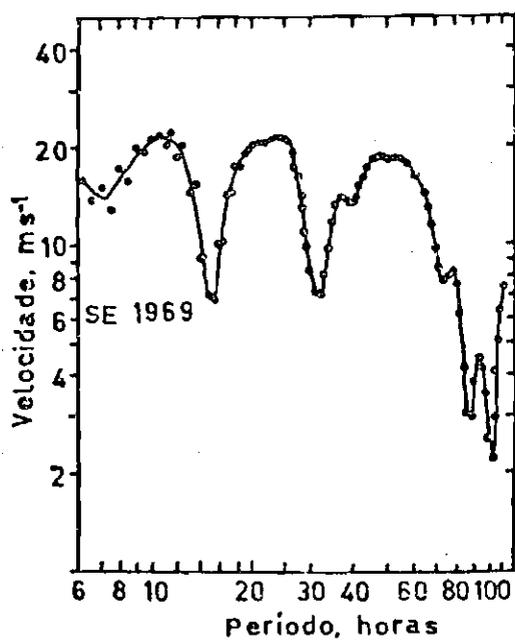


Fig. 3.2 - Espectro de amplitude do vento Sudeste em Sheffield entre 29 de julho e 3 de agosto, 1969.

FONTE: Muller (1972).

Foram feitas também, medidas simultâneas do vento em uma estação de latitude média (Monpazier, França (44°N , 1°L)) e de latitude baixa (Punta Borinquen, Porto Rico (18°N , 67°O)), (Massebeuf et alii, 1981). Os espectros de potência do vento zonal, tomados em média sobre todo o intervalo de altura dos dados, são mostrados na Figura 3.3, para três campanhas de observações simultâneas ou em períodos próximos. Vê-se que na estação de baixa latitude há maior potência nas ondas de períodos longos, principalmente no inverno e primavera. As amplitudes dos componentes mais fortes em Porto Rico podem chegar a $20\text{-}25\text{ ms}^{-1}$, enquanto na França atingem cerca de 5 ms^{-1} . Nota-se também que diversos componentes são comuns em cada local de medida nos diferentes períodos do ano, bem como nas duas localizações. Ondas com períodos de 2 dias, 2,5 dias e 5 dias são as mais comuns. Foi determinado que a onda de 2,5 dias corresponde a um número de onda zonal igual a 2 e a propagação de leste para oeste; enquanto para a onda de aproximadamente 5 dias o número de onda zonal é 1, com propagação também de leste para oeste.

Em quase todos os estudos de ondas planetárias na região da mesopausa, as ondas que se apresentam com maior regularidade são aquelas com períodos de quase 5 dias e quase 2 dias e é esta última a que tem merecido maiores estudos nos últimos anos.

Essas ondas, com períodos em torno de dois dias têm sido sistematicamente detectadas desde as primeiras observações de ondas planetárias na região da mesopausa (Muller, 1972; Glass e Spizzichino, 1974; Stening et alii, 1978; Fukao et alii, 1980). Sua característica planetária tornou-se evidente não só pelas medidas feitas em diversas longitudes e latitudes no Hemisfério Norte, mas também por medidas feitas no Hemisfério Sul (Craig et alii, 1980). Muller e Nelson (1978), usando dados de várias estações de medidas (na Inglaterra, França e URSS), determinaram que a oscilação tinha amplitude de 20 ms^{-1} , número de onda zonal 3 e se propagava de leste para oeste. É mostrado também que, para estações em latitudes médias, a oscilação é mais forte no fim do verão (fim de julho e agosto, no Hemisfério Norte). Medidas no Hemisfério Sul, em Adelaide (35°S), por Craig e Elford (1981), mostram tam

bem que a oscilação de quase dois dias tem amplitudes máximas ocorrendo no vento meridional no fim do verão (fim de janeiro e fevereiro). Kal'Chanko e Bulgakov (1973) relatam que medidas do vento entre 85 e 105 km, em uma estação equatorial (Mogadiscio, Somália (2°N , 45°L)), mostram que a oscilação de 2 dias no vento meridional é dominante, mesmo sobre as marés. no final de agosto, atingindo amplitudes de $23,4 \text{ ms}^{-1}$, contra $9,1 \text{ ms}^{-1}$ e 16 ms^{-1} dos componentes diurno e semidiurno.

Esta oscilação tem sido simulada com sucesso através de um modelo de circulação geral da atmosfera que se estende da superfície até 100 km de altura por Hunt (1981). Realmente, o modelo prevê que esta oscilação ocorre preferencialmente no fim do verão, está confinada entre 50 e 100 km de altura, e é mais forte no vento meridional, causando a inversão do vento de N-S para S-N a cada dia. O modelo também prevê oscilações similares, porém menores no vento zonal e na temperatura, bem como o número de onda zonal 3 e a propagação de leste para oeste. O modelo não incorpora nenhuma função forçante específica com período de 2 dias; a origem da oscilação é então atribuída à variabilidade temporal da troposfera que excita autofrequências da atmosfera correspondentes à onda de 2 dias.

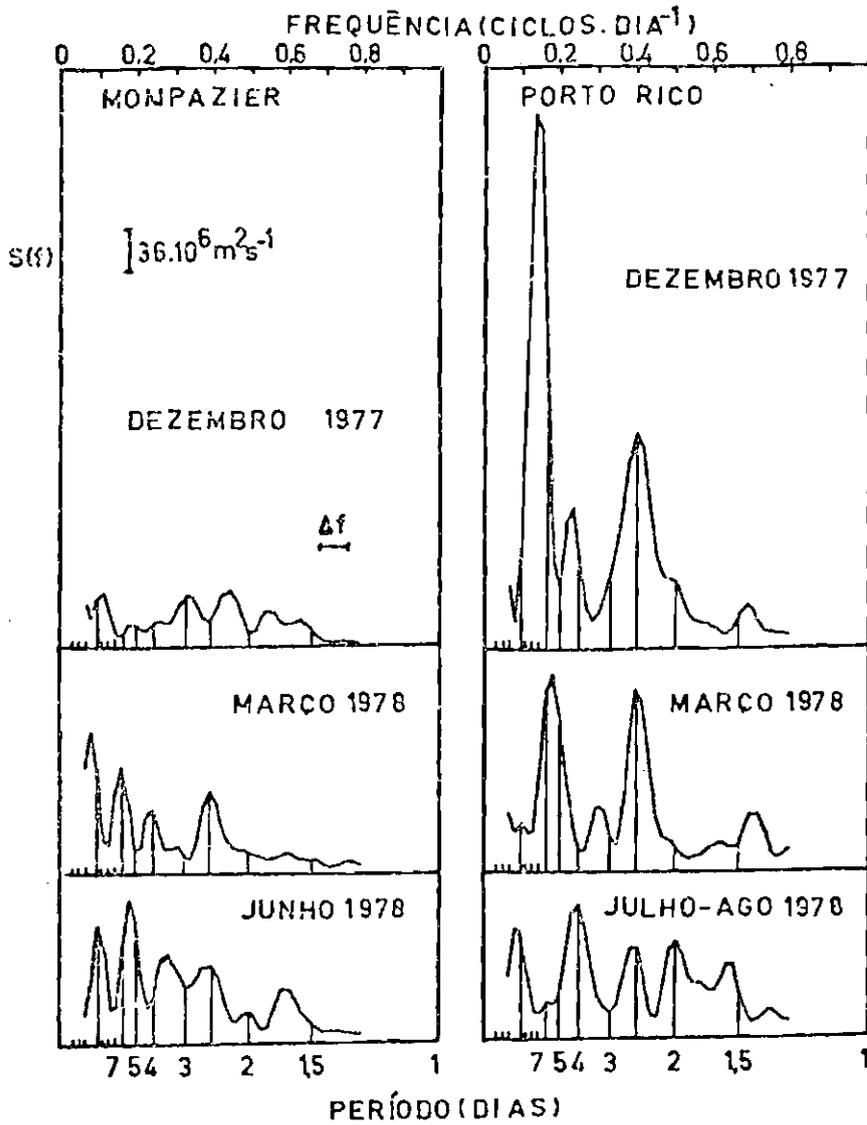


Fig. 3.3 - Espectros de Potência do vento zonal tomados em média sobre toda a região dos meteoros para três campanhas em Monpazier (44°N) e Porto Rico (18°N); Δf representa a definição espectral.

FORTE: Masseur et alii (1981).

3.3 - MARÉS ATMOSFÉRICAS

As marés atmosféricas, com períodos de 12 e 24 horas, são as mais fortes e as mais estudadas entre as manifestações dinâmicas na região de mesopausa. Elas têm sido detectadas desde as primeiras medidas dos ventos na alta atmosfera por meio de radar meteorológico (Greenhow and Neufeld, 1955). O conhecimento do que foi feito até o presente em termos de medidas experimentais das marés atmosféricas é de importância fundamental para o entendimento e interpretação dos dados experimentais sobre as variações da densidade de sódio mesosférico, que é o objetivo deste trabalho. Portanto, serão apresentados alguns resultados do estudo das marés atmosféricas na região da mesopausa em diversas partes do mundo e por diversos métodos experimentais.

Em geral, os trabalhos experimentais sobre marés são feitos em estreita colaboração com a teoria. De acordo com o que foi exposto no Capítulo 2, o principal modo de propagação previsto para a maré semidiurna pela teoria clássica é o modo $S_{2,2}$, que pode ser evanescente na mesosfera, dependendo do perfil de temperatura, ou ter comprimento de onda vertical muito grande. A teoria não-clássica - veja o apanhado de Forbes e Garrett (1979) - prevê também que além do modo $S_{2,2}$, os modos mais altos $S_{2,4}$ e $S_{2,6}$, simétricos, e mais os modos $S_{2,3}$ e $S_{2,5}$, anti-simétricos em relação ao equador, associados a comprimentos de onda menores, são importantes na região da mesopausa. Para a maré diurna, os modos propagantes mais importantes são os $S_{1,1}$, $S_{1,3}$ e $S_{1,5}$, com comprimentos de onda associados de aproximadamente 25, 15 e 7 km, respectivamente. Em latitudes médias e altas, a teoria clássica prevê a dominância dos modos evanescentes $S_{1,-2}$ e $S_{1,-4}$.

Agora serão apresentados alguns resultados principais com relação às medidas experimentais da maré diurna e semidiurna.

3.3.1 - MARÉS DIURNAS

As marés diurnas são muito complexas. São caracterizadas por grande variabilidade, quer em amplitude, quer em fase. A teoria clássica das marés atmosféricas prevê que a maré solar diurna é ativada principalmente pela absorção da energia solar pelo vapor d'água na troposfera e pelo ozônio na estratosfera. As contribuições relativas destas fontes para a resposta na região da mesopausa podem variar de dia a dia e com as estações do ano. Além disso, são necessários diversos modos de Hough associados a ondas propagantes e evanescentes para reproduzir a variação latitudinal da excitação. Com isso, não existe grande dominância de um modo sobre outro na resposta à excitação. Estes argumentos explicam grosso modo a grande variabilidade e complexidade da maré diurna na região da mesopausa. Algumas previsões teóricas sobre o comportamento das marés são geralmente verificadas por meio de medidas experimentais, porém, outras não.

Spizzichino (1969), estudando os ventos de marés medidos em Garchy, França, por meio de um radar meteorológico, relata as seguintes características para a maré diurna entre 80-100 km naquele local: 1) a amplitude e a fase da maré são muito irregulares, e o seu período instantâneo varia de 18 a 30 horas, fazendo com que a sua linha espectral seja muito larga; 2) a curva descrita pelo vetor vento (hodógrafo) gira na mesma direção prevista pela teoria; 3) a amplitude da onda é quase constante com a altura. As primeiras duas observações concordam com a teoria, mas a terceira não, pois a teoria prevê que, a não ser para os modos evanescentes, as amplitudes das ondas devem crescer com a altura até cerca de 105-110 km. Isto é interpretado como uma consequência das interações não-lineares entre a maré diurna e os componentes de frequências mais altas, com estes componentes absorvendo a energia da maré diurna.

Baseado em dados tomados sobre longos períodos, Fellous et alii (1974) estudaram a propagação vertical das marés em Garchy. Variações irregulares da amplitude e fase foram detectadas novamente. Foi

relatada a presença de modos com comprimentos de onda de 20 a 30 km, bem como a existência de ondas evanescentes. Estudos sistemáticos das variações das marés foram feitos por Fellous et alii (1975). Na Figura 3.4 são mostradas as amplitudes e a fase da maré diurna (média de inverno), tiradas de Fellous et alii (1975). Vê-se que a amplitude é quase constante com a altura e a fase mostra um comprimento de onda de aproximadamente 27 km, que é identificado como o modo $S_{1,1}$ teórico. Este trabalho também revelou que estruturas bastante complexas apareciam na maré diurna, tais como a presença de ondas se propagando de cima para baixo, explicadas como ondas refletidas na termosfera. Com respeito à variação sazonal da maré diurna, aqueles autores relatam que no inverno a maré diurna é fraca (amplitude do vento zonal de 4 ms^{-1}) e com dominância do modo $S_{1,1}$, porém com perda de energia com a altura. Para o verão, são relatadas uma maior amplitude e a dominância dos modos evanescentes. Para a primavera é relatada também grande variabilidade, com dominância de comprimento de onda longo (~50 km) atribuído a uma mistura de modos propagantes e evanescentes, enquanto para o outono é mostrada uma estrutura muito semelhante ao inverno. Porém, Vincent e Ball (1981) relatam um comportamento sazonal diferente em Adelaide (35°S), com o modo $S_{1,1}$ muito fraco no inverno, quando então os modos evanescentes dominam.

Stening et alii (1978) apresentam resultados das medidas dos ventos de 60 a 110 km em Saskatoon, Canadá (52°N , 107°O) pela técnica de reflexão parcial de ondas de rádio. Em linhas gerais é mostrado o mesmo comportamento da maré diurna que em outras estações de latitudes médias. A variabilidade dia a dia é considerável em todos os dados. A amplitude aumenta com a altura apenas em raras ocasiões nos meses de janeiro e abril, enquanto nenhuma propagação sistemática de fase foi notada, que indica a predominância dos modos evanescentes. Outros resultados de medidas da maré diurna, principalmente dos ventos horizontais por meio de radar meteorológico e reflexão parcial de ondas de rádio em diversas estações de latitudes médias têm sido relatados (Vincent and Stubbs, 1977; Aso et alii, 1979; Clark, 1978; Roper, 1978) e o fato comum entre todos é a grande variabilidade dia a dia e as di

ferentes contribuições relativas entre os modos propagantes e evanescentes.

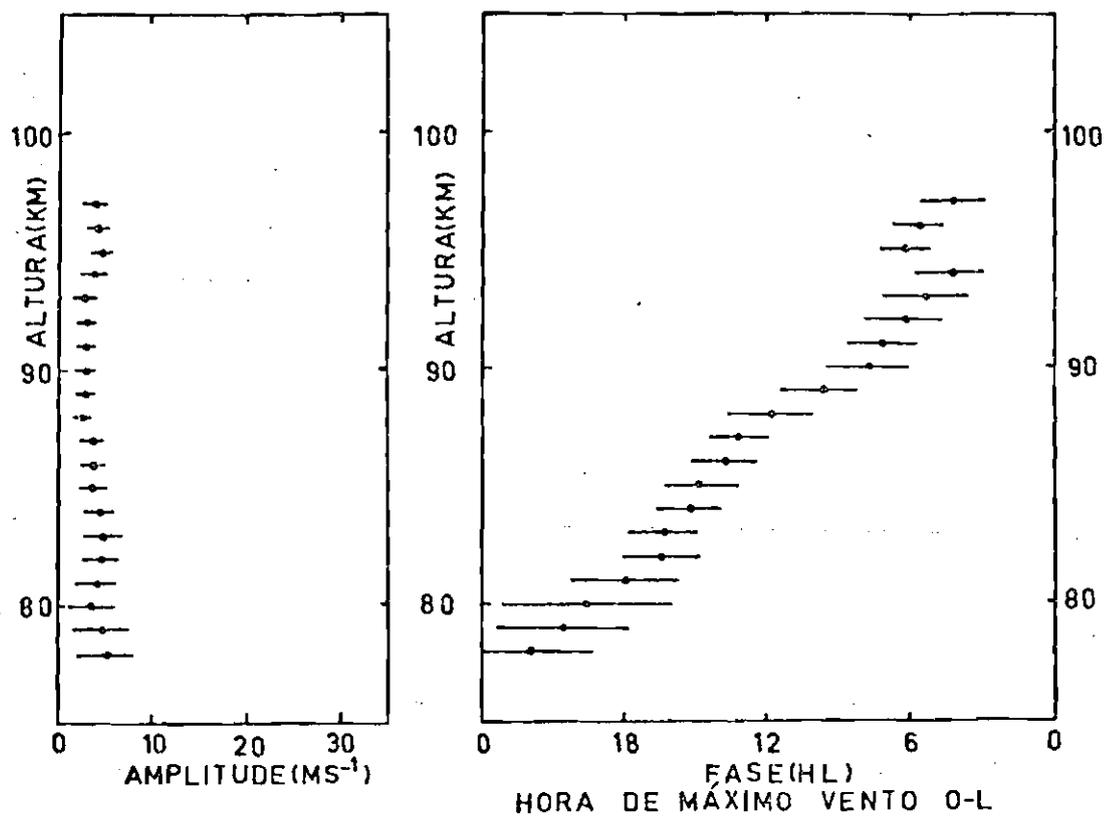


Fig. 3.4 - Maré Diurna: média de inverno em Garchy.

FONTE: Fellous et alii (1975).

Medidas das propriedades dinâmicas da região da mesopausa em geral, e das marés em particular, são bem mais escassas em baixas latitudes que em latitudes médias. Até há pouco tempo as únicas medidas disponíveis de ventos na região da mesopausa em baixa latitude, além de medidas eventuais com foguetes, eram as medidas com radar meteorológico na Jamaica (18°N , 77°O), por Scholefield e Alleyne (1975) e por meio de radar incoerente em Arecibo, Porto Rico (18°N) por Mathews (1976). Foi determinado na Jamaica um vento muito forte, excedendo a 100 ms^{-1} em várias ocasiões e com o domínio do componente diurno sobre o semidiurno, comportamento este, contrário ao encontrado em latitudes médias, porém concordante com a teoria. Foram encontrados em algumas ocasiões, comprimentos de onda de aproximadamente 15 km, o que não é previsto teoricamente. Já Mathews (1976) achou que a estrutura dominante tanto no vento N-S como no vento L-0 é a maré diurna com comprimento de onda de aproximadamente 20-25 km, correspondente ao modo $S_{1,1}$. Porém, a amplitude ou é aproximadamente constante ou decresce com a altura. Em uma ocasião em particular - 22/23 de abril de 1975 - foi detectado um aumento da amplitude com a altura até aproximadamente 90 km e a partir daí uma rápida queda, o que é atribuído à instabilidade convectiva, prevista teoricamente por Lindzen (1968).

Mais recentemente, outras medidas de ventos em baixas latitudes se tornaram disponíveis por meio de radar meteorológico em Punta Borinquen, Porto Rico (18°N , 67°O), (Bernard et alii, 1981), Waltair, Índia (18°N , 83°L), (Devara et alii, 1981); pelo método de reflexão parcial em Townsville, Austrália (19°S , 147°L), (Vincent and Ball, 1981) e por radar incoerente em Jicamarca, Peru (12°S , 77°O), (Countryman and Dolas, 1982). A característica comum a todas estas medidas é a dominância da maré diurna sobre a semidiurna em baixas latitudes, sendo o modo $S_{1,1}$ o dominante. Na Figura 3.5 são mostrados os contornos do vento zonal e meridional em Townsville, segundo Vincent e Ball (1981). Vê-se, principalmente no vento zonal, uma sucessão de estruturas alternadas de L-0 a 0-L, com fase decrescendo com a altura, indicando um comprimento de onda de aproximadamente 25 km. Porém, estes autores relatam que estas estruturas são comuns em estações do ano que não sejam o in

verno, pois nesta estação o modo $S_{1,1}$ apresenta-se muito fraco fazendo com que os modos evanescentes dominem. Já em Porto Rico (18°N), Bernard et alii (1981) mostram que há grande estabilidade tanto na amplitude como na fase da maré diurna nas quatro estações do ano. Na Figura 3.6 são mostradas as amplitudes e as fases do vento medido em cinco períodos distribuídos pelas quatro estações do ano, segundo Bernard et alii (1981). Vê-se a dominância de um comprimento de onda de aproximadamente 25 km, enquanto a amplitude cresce até cerca de 90 km e decresce acima.

Além de medidas do vento, que constituem a grande maioria dos dados, existem poucas medidas de outros campos da dinâmica atmosférica, tais como a temperatura e a densidade atmosférica. Kent et alii (1972) usaram um radar de laser para observar as flutuações na densidade atmosférica de 70 a 100 km, que foram atribuídas à propagação da maré diurna. A flutuação da densidade em torno da média mostrou estruturas de máximos e mínimos propagando-se para baixo, com comprimento de onda de aproximadamente 15 km e um período inferido de 24 horas. Usando maior quantidade de dados, Kent e Keenlside (1975) estabeleceram que o comprimento de onda determinado estava entre 12 e 14 km, que foi identificado como o modo $S_{1,3}$. As medidas de Kent et alii (1972) e Kent e Keenlside (1975) foram obtidas apenas durante o período noturno. Existe grande dificuldade em interpretar dados periódicos, quando os períodos presentes são maiores do que o tempo de amostragem. Assim, este período de 24 horas é inferido fazendo analogia entre os dados e os resultados esperados teoricamente.

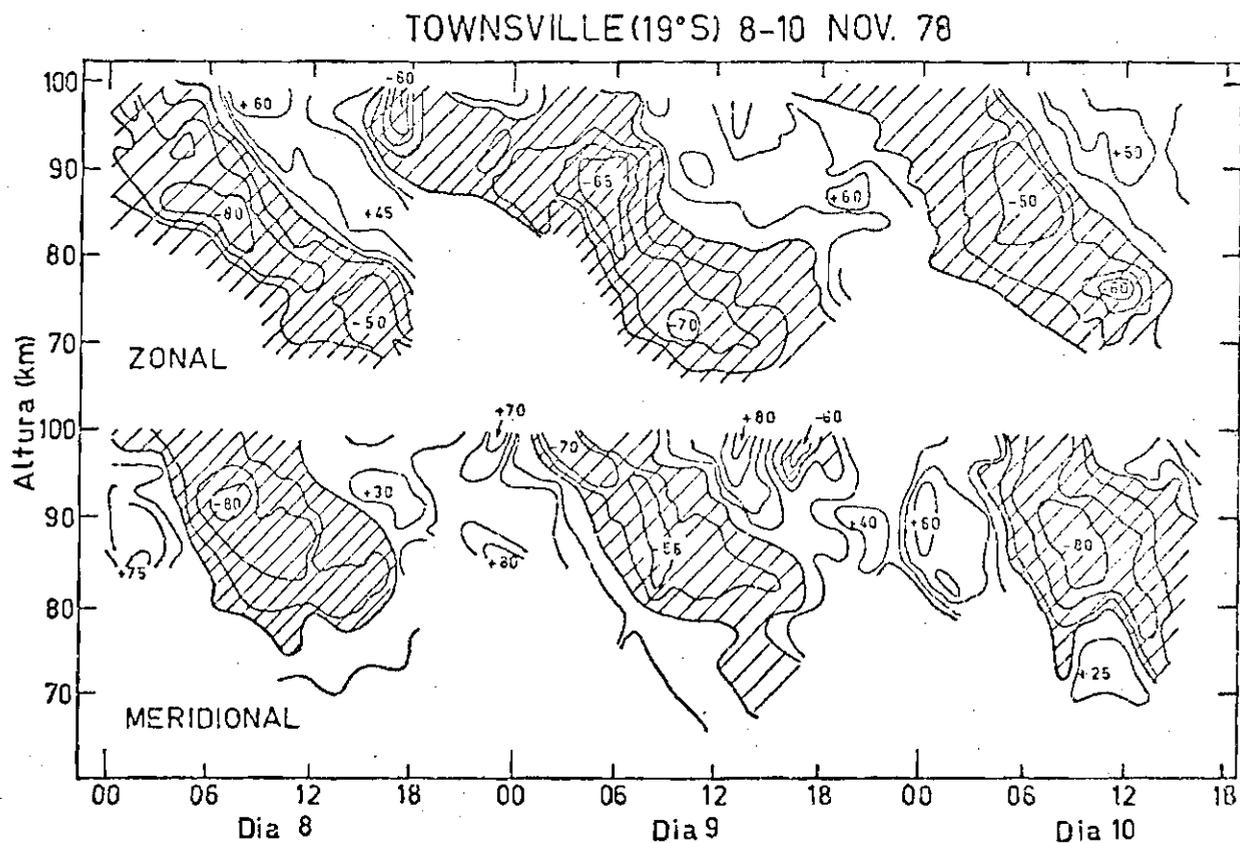


Fig. 3.5 - Contornos do vento zonal e meridional para o período de 8-10 novembro de 1978 em Townsville, a cada 20 m/s, com áreas hachuradas indicando vento L-O e N-S.

FONTE: Vincent and Ball (1981).

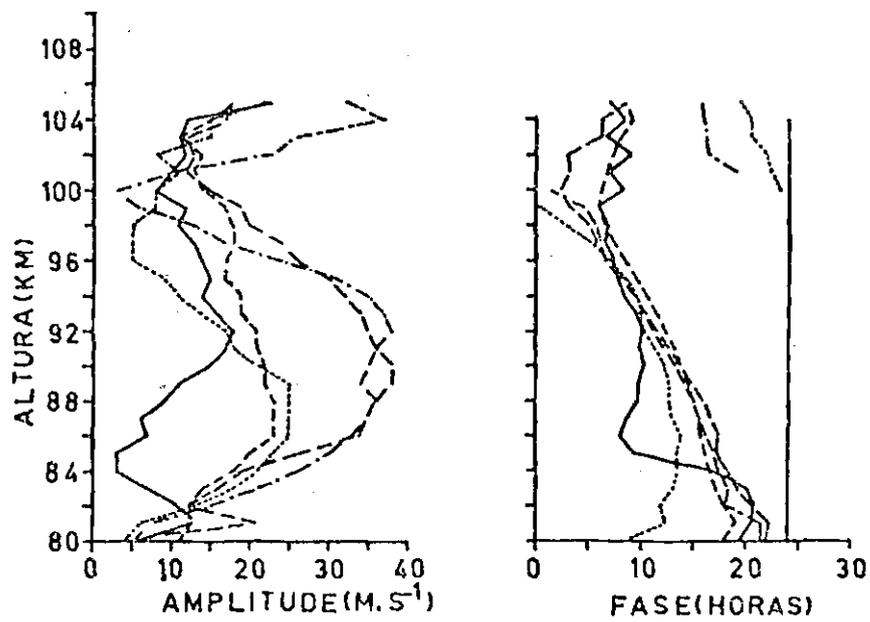


Fig. 3.6 - Amplitude e fase da maré diurna em Punta Borinquen; a fase é dada em hora de máximo vento O-L e os parâmetros médios para cada campanha de medidas estão representados sobre o mesmo gráfico.

FONTE: Bernard et alii (1981).

3.3.2 - MARÉS SEMIDIURNAS

De acordo com a teoria clássica das marés atmosféricas (Chapman and Lindzen, 1970), a maré semidiurna é uma oscilação muito regular na alta atmosfera. O primeiro modo simétrico semidiurno, o $S_{2,2}$, é previsto ser o mais importante. Sua fase é muito regular porque ela depende da distribuição latitudinal média da função de excitação, que não varia substancialmente. O comprimento de onda vertical do modo $S_{2,2}$ é geralmente maior do que 100 km, frequentemente se tornando infinito, dependendo da estrutura térmica da atmosfera. Vários anos de medidas da maré semidiurna são disponíveis em várias estações de medidas tais como Adelaide, Austrália e Jodrell Bank, Inglaterra. A amplitude média e a fase variam sazonalmente, mas a variação sazonal se repete todo o ano. Em algumas ocasiões a amplitude da maré semidiurna aumenta com a altura quase como o previsto, o que indica que a energia destes componentes não é perdida à medida que eles se propagam para cima.

As primeiras medidas da maré semidiurna já mostraram que a dominância absoluta do modo $S_{2,2}$ sobre os demais, prevista pela teoria clássica, não era observada, mas que era comum a presença de modos mais altos. Lindzen e Hong (1974) introduziram modificações no modelo teórico das marés, levando em consideração o gradiente meridional da temperatura atmosférica e conseqüentemente o vento médio zonal associado. Isto permitiu que o modelo fornecesse maiores amplitudes para os modos mais altos.

Fellous et alii (1975) definem o comportamento sazonal da maré semidiurna em Garchy como tendo amplitude e fase aproximadamente constantes, consistente com o modo $S_{2,2}$ no verão; configuração complexa e de amplitude muito baixa na primavera; nenhum comportamento regular, inclusive com bruscas mudanças de até 180° em fase em alturas adjacentes no outono e uma forte oscilação com amplitude crescendo com a altura e comprimento de onda vertical menor que o previsto pelo modo $S_{2,2}$ no inverno. Stening et alii (1978) relatam comportamento semelhante em Saskatoon, Canadá, principalmente no inverno, onde a oscilação semidiurna é mais forte e o comprimento de onda vertical é aproxima-

madamente 55 km. De uma maneira geral, o comprimento de onda vertical está entre 30 e 100 km. Simulações feitas mostram que as estruturas complexas de amplitude e fase que ocorrem nos dados podem ser explicadas pela superposição de modos $S_{2,2}$ e dos modos mais altos $S_{2,4}$, $S_{2,3}$, etc.

Usando a teoria clássica, porém com modelos de excitação térmica mais aperfeiçoados que o original e que levam em conta a variação sazonal, Bernard (1981) tem calculado as amplitudes e fases da maré em diversas latitudes para quatro estações do ano e comparado com as amplitudes e fases médias em Garchy e Kiruna. A Figura 3.7 mostra as amplitudes e fases medidas e calculadas da maré semidiurna em Garchy para o inverno e verão. Para o inverno, a amplitude é grande e aumenta com a altura e a fase mostra comprimento de onda grande acima de 85 km. Há uma boa concordância entre a teoria e as observações acima de 85 km. Abaixo desta altura, a fase medida tende a variar mais rapidamente com a altura. Para o verão, a amplitude se mantém aproximadamente constante com a altura, e também a fase. A concordância com a teoria é boa na amplitude, mas há um deslocamento de fase entre a real e a prevista.

As medidas da maré semidiurna na região da mesopausa em baixas latitudes são bem mais escassas que em latitudes médias. As poucas medidas em latitudes baixas, relatadas na literatura, a definem como fraca, embora domine acima de 110 km (Harper, 1981). Como se verá mais adiante neste trabalho, pelo menos na latitude de São José dos Campos (23°S) e no período representativo do inverno, tal fato não ocorre. Será mostrado que a maré semidiurna tem importância equivalente ou até maior que a diurna. Em geral, nas medidas das marés em baixas latitudes relatadas na literatura, que são raras e geralmente feitas em períodos muito curtos, a maré semidiurna é encoberta pela maré diurna, bem mais forte. Vincent e Ball (1981) relatam que a maré semidiurna em Townsville, pelo menos nos períodos em que foram feitas medidas, é tão fraca que torna impossível qualquer identificação dos modos de propagação. Bernard et alii (1981) têm estudado medidas do vento em Punta Borinquen, Porto Rico (18°N), com um radar meteorológico portátil em sequên

cia de aproximadamente 10 dias espalhados em cada uma das estações do ano e comparado estes dados com medidas aproximadamente simultâneas feitas em Monpazier, França (44°N). O resultado para Monpazier, mostra praticamente o mesmo comportamento que as médias gerais, obtidas em Garchy, uma localidade próxima; porém em Punta Borinquen a amplitude é bem fraca e a variação sazonal não é tão clara como em latitudes médias. Apesar disto, conclui-se que o modo $S_{2,2}$ é dominante em Punta Borinquen e um fato importante é que as comparações entre a fase medida e a fase teórica a 18°N , determinada pelo modelo de Bernard (1981), mostram sistematicamente uma defasagem de 2-3 horas em todas as estações do ano.

Até aqui foram lembrados os principais resultados do estudo experimental das marés no intervalo de altura entre 80 e 105 km. Existem outros métodos que fornecem medidas de temperatura e ventos horizontais em intervalos de altura contíguos, ou mesmo com alguma faixa de superposição. Estas medidas são muito úteis para comparação e para dar continuidade aos resultados obtidos na região da mesopausa. Entre estas medidas estão as obtidas por meio de radar de espalhamento incoerente em latitudes médias (Saint Santin, França ($44,7^{\circ}\text{N}$) e Millstone Hill, EUA (42°N)) e baixa (Arecibo, Porto Rico (18°N)). São relatados efeitos de marés sobre a temperatura e o vento horizontal entre 95-140 km em Saint Santin. (Carru et alii, 1967; Bernard and Spizzichino, 1971; Bernard, 1974); sobre temperatura entre 115-130 km em Arecibo (Wand, 1969; Wand and Perkins, 1970) e ventos entre 100-200 km (Harper, 1977, 1981) e também sobre a temperatura entre 100-125 km em Millstone Hill (Salah and Wand, 1974; Salah et alii; 1975a, 1975b). As principais contribuições do método do espalhamento incoerente ao estudo da dinâmica da baixa termosfera são revistas por Evans (1978).

A principal característica destas medidas de ventos horizontais e temperatura é a dominância de uma forte oscilação semidiurna. Nos dados de Saint Santin e Millstone Hill há a dominância, em todas as estações do ano, de uma oscilação com comprimento de onda entre 36 e 72 km (progressão de fase entre 3 e 6 km h^{-1} , Salah et alii, 1975b) identificada como o modo $S_{2,4}$. A máxima amplitude média da temperatura é de 35 K na altura de 116 km e o comprimento de onda médio é cerca de 50 km.

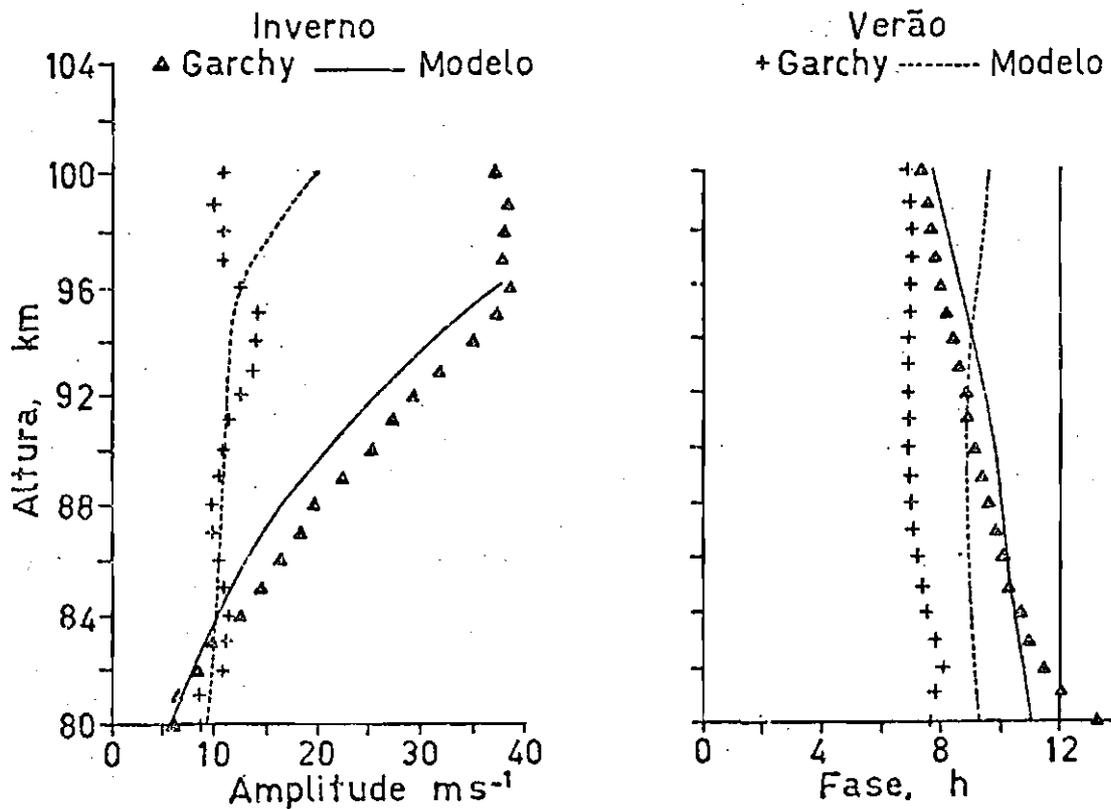


Fig. 3.7 - Vento zonal semidiurno a 45°N; cruces e linhas pontilhadas representam medidas e teoria para verão; triângulos e linhas cheias representam medidas e teoria para o inverno; a fase é dada em hora de máximo vento O-L.

FONTE: Bernard (1981).

Na Figura 3.8 é mostrada a estrutura média de amplitude e a fase da variação semidiurna da temperatura atmosférica, baseada em dados tomados em Millstone Hill e Saint Santin, localizadas em latitudes próximas (42°N e 45°N , respectivamente) segundo Salah e Wand (1974). As variações nestas duas localidades são bem semelhantes e por isso foram usadas por Salah e Wand (1974) para estudar o comportamento médio da maré semidiurna. Nota-se que a maior amplitude da oscilação se dá em torno de 115 km, com amplitudes maiores do que 10% no verão e no equinócio e menores no inverno. As fases apresentam sempre propagação na vertical com comprimentos de onda médios em torno de 50 km; porém com deslocamento das fases relativas entre as estações (principalmente no inverno). Salah e Wand (1974) compararam esta estrutura média da maré semidiurna da temperatura com os resultados teóricos de Lindzen e Hong (1974). Em torno de 100 km há uma boa concordância da amplitude e fase média com a teoria; porém em alturas maiores há uma superestimação da amplitude teórica no inverno e uma subestimação nas outras estações. Quanto à fase, há uma boa concordância quanto ao comprimento de onda dominante (domínio do modo $S_{2,4}$), porém há um adiantamento de 3 a 4 horas da fase teórica em relação à fase determinada.

Uma das limitações das medidas pelo espalhamento incoerente é que ele fornece dados apenas durante o dia, quando é maior a ionização. Com isso, não é possível estudar o componente diurno. Bernard (1974), no entanto, estabelece que a máxima razão de amplitude entre o componente diurno e semidiurno é de 1,2 e, nessas condições, o erro máximo no comprimento de onda semidiurno obtido é de 25 por cento.

Medidas em baixa latitude, (Arecibo (18°N), Harper, 1977) mostram que o vento diurno domina abaixo de 110 km, e que o semidiurno domina de 115 km até cerca de 170 km durante quase todo o ano. No verão e no equinócio, $S_{2,2}$ domina acima de 125 km, com a presença de modos mais altos abaixo, enquanto no inverno há o enfraquecimento de $S_{2,2}$ o que dá lugar à dominância dos modos mais altos em todo o intervalo de altura.

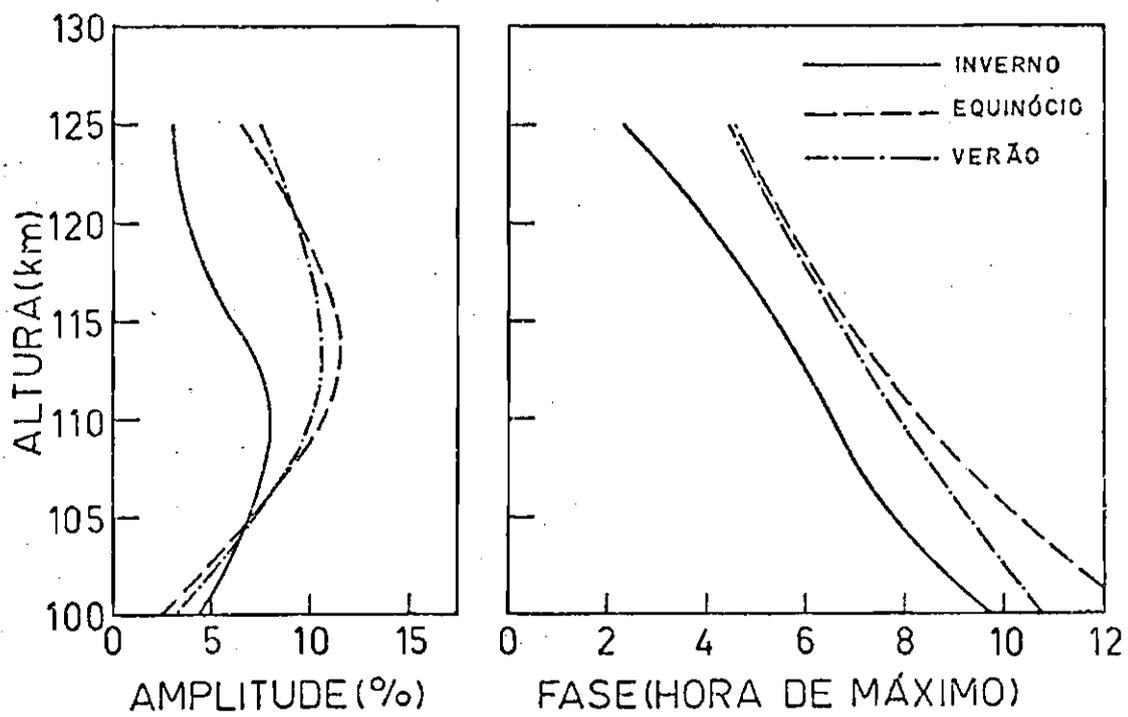


Fig. 3.8 - Variação sazonal observada na maré semidiurna da temperatura em Millstone Hill e Saint Santin, baseada em Salah e Wand (1974), Figura 11, p. 4302.

3.4 - ONDAS DE GRAVIDADE INTERNAS

Além de ondas planetárias e marés, o espectro de potência dos campos da alta atmosfera mostram picos compreendidos entre poucos minutos e cerca de 10 horas. Estas ondas, que são geradas nos níveis mais baixos da atmosfera, são suportadas pelo balanço entre as forças de gravidade e de fluatibilidade.

A detecção de ondas de gravidade de períodos curtos depende de métodos avançados, mas ondas com períodos mais longos do que 1 hora têm sido detectadas desde as primeiras medidas dos campos atmosféricos da região da mesopausa. Tal como as marés, as ondas de gravidade também apresentam grande variabilidade. Spizzichino (1969) relata que os comprimentos de onda verticais destas ondas estão geralmente entre 15 e 30 km e sua energia aumenta com a altura. Rastogi e Woodman (1974) observaram a velocidade vertical e meridional em 70 km de altura em Jicamarca, Peru, e relataram que períodos entre 10-15 minutos são dominantes e que há um rápido corte no período de Brunt-Vaissala. Filtrando o componente dominante — com períodos de aproximadamente 15 minutos — Rastogi e Bowhill (1976), usando a relação de dispersão para ondas de gravidade internas, inferiram os comprimentos de onda horizontais. Foi determinado que as ondas eram evanescentes, isto é, tinham comprimento de onda vertical infinito e o comprimento de onda horizontal entre 200-300 km. Oscilações com períodos de aproximadamente 15 minutos foram também detectadas no vento horizontal por Vincent e Ball (1977) em Adelaide, Austrália, por meio da técnica de reflexão parcial de ondas de rádio. Estas ondas não mostraram evidência de propagação na vertical, o que também concorda com medidas de Manson e Meek (1977) no mesmo local. Ondas com períodos mais longos (2-10 h) foram detectadas por Stening et alii (1978) em Saskatoon, Canadá, com propagação na vertical com comprimento de onda em torno de 20 km.

O estudo de ondas de gravidade em diferentes latitudes tem sido feito por Vincent e Ball (1981) em Adelaide (35°S) e Townsville (19°S), por Frezal et alii (1981) em Monpazier (44°N) e Punta Borinquen

(18°N). É visto que a distribuição da amplitude das ondas com a frequência não difere substancialmente entre latitudes médias e baixas bem como entre diferentes estações do ano, o que parece ser uma indicação da existência de fontes não-localizadas, mas de um mecanismo global de geração de ondas.

Ondas de gravidade têm sido também detectadas em medidas da densidade de sódio mesosférico pelo método do radar de laser. Megie e Blamont (1977) relatam que em 15% das medidas do perfil de sódio mesosférico, obtidas em um período de três anos de observações em Haute Provence, França (44°N), há a presença de estruturas de máximos e mínimos, geralmente separadas por cerca de 12 km. Estas estruturas de máximos e mínimos se propagam de cima para baixo com o tempo, com velocidade de fase de 2-3 km h⁻¹. A natureza aleatória da ocorrência destes eventos, as grandes amplitudes de variação e a propagação de fase de cima para baixo sugerem que estas variações sejam atribuídas à propagação de ondas de gravidade na camada.

Estruturas semelhantes têm sido observadas com maior frequência nos dados obtidos em Urbana, Illinois (EUA). Rowlett et alii (1978) usaram métodos de filtragem digital no processamento dos perfis de sódio, o que permitiu separar as principais ondas presentes. Oscilações com comprimentos de onda de 10,9 km, 6,3 km, 5,2 km e 4,4 km e velocidade vertical de fase de 1,8 km h⁻¹ foram identificadas. A relação entre as perturbações observadas no sódio mesosférico e na densidade atmosférica em Urbana, Illinois, foi estabelecida por Shelton et alii (1980), usando a teoria linear de propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários, devida a Chiu e Ching (1978). Numa extensão desse trabalho, Shelton e Gardner (1981) desenvolveram expressões mais gerais para as respostas linear e não-linear da camada de sódio à passagem de ondas atmosféricas. Esta teoria ajudou a interpretar as variações observadas na camada de sódio e uma grande variedade de ondas de gravidade com períodos entre 85 e 500 minutos e comprimentos de onda entre 4,8 km e 25 km foram identificadas.

CAPÍTULO 4

OBSERVAÇÕES DA CAMADA DE SÓDIO COM O RADAR DE LASER

4.1 - O SÓDIO MESOSFÉRICO

O conhecimento da existência de átomos livres de sódio na alta atmosfera remonta aos anos 30, quando começaram as medidas fotométricas da linha de sódio em 5893\AA durante a noite e no "twilight". As primeiras observações fotométricas podiam fornecer informações apenas sobre o conteúdo colunar total ou abundância, isto é, a quantidade total de átomos de sódio contidos em uma coluna que se estende desde o solo até aos limites da atmosfera. Porém, mais tarde, usando a teoria apresentada por Chamberlain (1956), foi possível medir, embora com pouca precisão, os perfis verticais de sódio através de medidas da luz solar ressonantemente espalhada durante o "twilight". Foi conhecido que a camada de sódio estava centrada em torno de 90 km de altura e sua densidade numérica estava entre 10^8 e 10^{10} átomos $\cdot \text{m}^{-3}$. Isto foi confirmado por medidas do perfil vertical por meio de foguetes (Hunten and Wallace, 1967; Donahue and Meier, 1967). Apesar de que esta faixa de altura onde está contida a camada corresponda à região da alta mesosfera e baixa termosfera, ou à região da mesopausa como já foi definida anteriormente, por motivo de simplicidade e por ser preferido em quase todos os artigos sobre o assunto, será usado o termo "sódio mesosférico".

O problema da origem do sódio na alta atmosfera despertou a atenção dos pesquisadores. Foram propostas fontes terrestres e extraterrestres e modelos para explicar o perfil vertical e as variações deste. Atualmente, a origem extraterrestre, através da ablação de meteoros, é a que tem a maior aceitação (Gadsden, 1968; Richter and Sechrist, 1979; Clemesha et alii, 1978, 1980). Dos modelos propostos, o que fornece resultados mais próximos aos dados experimentais é o de Liu e Reid (1979). Neste modelo, que foi estudado em detalhes por Kirchhoff et alii (1981), o sódio é depositado pouco acima do pico da

camada por deposição meteórica, é oxidado, principalmente pelo ozônio e reduzido pelo oxigênio e hidrogênio. Uma cadeia de reações leva, finalmente, ao NaOH que atua como um sorvedouro para o Na na estratosfera.

O estudo experimental do sódio mesosférico teve grande impulso a partir dos últimos anos da década de 60 com o aparecimento de lasers pulsados sintonizáveis. Com a disponibilidade desta fonte de luz monocromática, com potência suficientemente alta, foi possível induzir o espalhamento ressonante nos átomos de sódio mesosférico e medir, por meio de sistemas convenientes de contagem de fótons, a luz retroespalhada. Esta luz retroespalhada é proporcional à densidade numérica das partículas espalhadoras no volume de espalhamento. Conhecendo o tempo entre a emissão e a recepção da luz, pode-se saber a altura em que se deu o espalhamento, fornecendo, assim, um perfil de densidade em função da altura. Este é, essencialmente, o princípio do funcionamento do radar de laser, aplicado ao caso específico do espalhamento ressonante do sódio atmosférico.

As primeiras medidas do sódio mesosférico com o radar de laser foram obtidas na Inglaterra por Bowman et alii (1969). Em São José dos Campos, SP, as medidas do perfil vertical de sódio com o radar de laser tiveram início em 1972 (Kirchhoff and Clemesha, 1973). O número de medidas semelhantes espalhadas pelo mundo não é muito grande. Além das duas localidades já citadas, existem medidas na França (Blamont et alii, 1972); nos Estados Unidos (Hake et alii, 1972; Rowlett et alii, 1978; na Califórnia e em Illinois, respectivamente); na URSS (Juramy et alii, 1981) e no Japão (Aruga et alii, 1974). São grandes as vantagens do método do radar de laser sobre outros métodos - medidas fotométricas na superfície durante o "twilight" e medidas com foguetes, por exemplo - para o estudo dos perfis verticais do sódio mesosférico. Uma é a boa resolução em altura (medidas com até 150 metros de resolução em altura têm sido publicadas), o que permite estudar detalhes na forma da camada. Outra é a resolução temporal entre os perfis. Em geral, são necessários vários disparos do laser para obter perfis estatística

mente de boa qualidade e, dependendo de parâmetros relacionados a cada equipamento de radar, como frequência de disparos, potência do laser, etc., bons perfis podem ser obtidos separados de poucos minutos entre si e estas medidas podem perdurar por várias horas. Porém, existem certas restrições inerentes ao método. Uma vez que o radar de laser opera na faixa visível do espectro eletromagnético, o feixe de luz é bloqueado pela presença de nuvens na atmosfera, o que faz com que o uso do método se restrinja a ocasiões de tempo bom, com céu claro e sem nebulosidade. Também a luz solar constitui forte obstáculo às medidas com o radar de laser, pois esta constitui forte fonte de "ruído", em comparação com o fraco sinal retroespalhado pelos átomos de sódio. Por esta razão, as primeiras medidas do sódio mesosférico se restringiram ao período noturno. Gibson e Sandford (1972) introduziram algumas modificações no equipamento e obtiveram as primeiras medidas diurnas do perfil de sódio mesosférico. Estas primeiras medidas diurnas mostraram que o perfil médio durante o dia não diferia significativamente do perfil médio noturno e que a abundância colunar total era quase a mesma que durante a noite. Este resultado foi bastante importante, pois Blamont e Donahue (1964) haviam relatado terem observado uma razão de 6 a 7 entre a abundância diurna e noturna, com base em medidas da abundância feitas por meios fotométricos durante o dia. Neste primeiro trabalho sobre medidas diurnas do sódio mesosférico, não foi estudada a evolução do perfil sobre um longo período de tempo; Gibson e Sandford (1972) apresentaram apenas um perfil médio diurno para a comparação com perfis noturnos. Outras medidas diurnas do sódio mesosférico, bem mais completas que as de Gibson e Sandford (1972), apareceram somente em 1982 (Clemesha et alii, 1982; Granier e Megie, 1982). Estas medidas confirmaram o fato que a abundância colunar total diurna não diferia substancialmente da noturna.

Clemesha et alii (1982) analisaram as medidas de perfis verticais de sódio em São José dos Campos, SP, tomadas sequencialmente ao longo do dia e da noite nos períodos de 5-8 de maio e de 11-15 de maio de 1981. Os perfis foram obtidos acumulando aproximadamente 200 disparos do laser a cada hora e interpolando-os nas horas exatas, forne

cendo sequências de perfis médios horários para cada dia. Estas medidas mostraram que uma forte oscilação semidiurna estava presente em quase todos os níveis de altura na camada e uma oscilação diurna nos níveis mais baixos. A abundância colunar total não apresentava, como já foi referido, grande variação do dia para noite, mas sim uma oscilação com período predominantemente semidiurno. Já a altura do centróide da camada apresentava uma variação onde os componentes diurno e semidiurno tinham amplitudes equivalentes. O trabalho de Granier e Megie (1982) não estuda a evolução do perfil de sódio ao longo do tempo; a ênfase é dada nas diferenças dia-noite da abundância e das escalas de altura superior e inferior da camada de sódio.

No presente trabalho, as medidas de Clemesha et alii (1982) são ampliadas com outras sequências de dados obtidos em abril, julho e agosto de 1981. É dada ênfase à evolução média do perfil de sódio num ciclo de 24 horas em todo o período de abril-agosto. Os componentes diurno e semidiurno da oscilação serão separados e estudados independentemente.

4.2 - MEDIDAS COM O RADAR DE LASER

A técnica do radar de laser foi desenvolvida na década de 60 por diversos pesquisadores (Fiocco and Grams, 1964; Bain and Sandford, 1966; Clemesha et alii, 1966) e desde então tem sido usada para diversos tipos de medidas de parâmetros atmosféricos. Em São José dos Campos, SP, o radar de laser começou a ser desenvolvido no final da década de 60. Detalhes do desenvolvimento dos equipamentos e métodos de medidas são encontrados em Clemesha (1969), Rodrigues (1970), Motisuke (1970) e Kirchhoff (1972). As primeiras medidas obtidas fizeram uso do espalhamento Mie para estudar a distribuição de aerossóis na estratosfera. A partir de 1972, com a instalação de um laser de corante sintozível, foi possível medir a densidade de sódio mesosférico, fazendo uso do espalhamento ressonante (Kirchhoff and Clemesha, 1973). Desde então, diversos estudos têm sido feitos com a utilização dos dados obtidos. Batista (1976) utilizou dados noturnos para o estudo de marés at

mosféricas e Simonich et alii (1979) fizeram exaustivo estudo da variação noturna e sazonal do sódio baseado em todos os dados obtidos até então. Medidas simultâneas da densidade de sódio e de diversas linhas de emissão luminescentes noturnas foram estudadas por Clemesha et alii (1979). A maioria das medidas do sódio mesosférico foram obtidas com o feixe do laser orientado para o zênite, porém outras medidas com o feixe orientado alternadamente para três posições no céu foram obtidas e resultados preliminares do estudo dos movimentos horizontais na camada foram publicados (Clemesha et alii, 1980; Clemesha et alii, 1981).

A idéia básica do funcionamento do radar de laser é essencialmente a mesma que a de outros tipos de radares, como o de microondas. Baseia-se na transmissão e na recepção de uma radiação eletromagnética. A radiação transmitida é a luz quase monocromática emitida por um laser. Uma pequena fração desta luz é retroespalhada por átomos e moléculas presentes na atmosfera. Devido ao fraco sinal recebido, esta luz é contada fóton a fóton, utilizando um tubo fotomultiplicador, que é a unidade básica do sistema de recepção.

Diversos tipos de espalhamento podem ocorrer, dependendo do comprimento de onda utilizado no radar e das partículas presentes na atmosfera. Átomos e moléculas, cujas dimensões são bem menores que o comprimento de onda utilizado, espalham a luz independentemente da natureza das partículas pelo denominado *espalhamento Rayleigh*. Assim, a quantidade de luz retroespalhada por determinado volume será proporcional à densidade total de átomos e moléculas presentes, ou à densidade atmosférica. A medida da eficiência de um espalhamento é dada pela seção transversal de espalhamento. Para o espalhamento Rayleigh, esta quantidade é pequena; assim, valores da densidade atmosférica são geralmente determinados para baixas alturas. Com o radar de laser do INPE, estas medidas são dadas geralmente entre 10 e 40 km. Acima de 40 km o sinal retroespalhado se aproxima do nível do ruído.

Próximo a 20 km de altura há a presença de partículas de aerossóis. O tamanho destas partículas é da mesma ordem de grandeza

que o comprimento de onda da luz utilizada pelo radar. Neste caso dá-se outro tipo de espalhamento denominado *Espalhamento Mie*, com seção transversal de espalhamento bem maior que a do espalhamento Rayleigh. Com efeito, a presença destas partículas aparece no sinal recebido como um desvio sobre a densidade média e geralmente é expressa em termos da *razão de espalhamento*, isto é, a relação entre o sinal obtido e o sinal esperado na ausência das partículas. As teorias do espalhamento Rayleigh e Mie são bem estabelecidas e podem ser encontradas em Van der Hulst (1957).

Quando o comprimento de onda utilizado pelo radar coincide com uma forte linha de emissão de um elemento atmosférico, surge um terceiro e eficiente tipo de espalhamento, o *espalhamento ressonante*. A seção transversal de espalhamento ressonante é bem maior que a seção transversal de espalhamento Rayleigh; por isso, densidades bastante tênues podem ser medidas. O radar de laser do INPE usa o comprimento de onda de 5890\AA que coincide com a forte linha de emissão D_2 do sódio. Neste caso a seção transversal do espalhamento ressonante é 10^{14} a 10^{15} vezes a seção transversal de espalhamento Rayleigh. A saída de dados do radar de laser é na forma de contagem de fótons em função da altura, ou mais precisamente, fótons espalhados entre a altura $h_1 - \Delta h/2$ e $h_1 + \Delta h/2$ chegam ao sistema de recepção entre os tempos $t_1 - \Delta t/2$ e $t_1 + \Delta t/2$. A quantidade Δh é a resolução em altura das medidas. Estas contagens são armazenadas em um certo número de canais através de um analisador digital multicanal descrito por Rodrigues (1970).

Ao processo de contagem de fótons está associado um erro estatístico descrito pela distribuição de Poisson. Assim, o erro fracional em uma contagem de C fótons é dado por \sqrt{C}/C . Em geral, um só disparo do laser é insuficiente para obter uma boa estatística de contagem; por isso é preciso acumular um certo número de disparos (geralmente 50) para dar origem a um perfil de densidade. A contagem C inclui o sinal e o ruído. O ruído é constituído em duas partes. A primeira é o ruído térmico da fotomultiplicadora, que é diminuído refrigerando o fotocátodo. A segunda parte é o ruído que efetivamente entra pelo sis

tema óptico. Durante o dia este é constituído da luz solar espalhada pela atmosfera; durante a noite este é bem menor e pode ser devido a fontes terrestres (espalhamento de luzes de cidades) e externas (lua, estrelas, etc.). A contagem C deve então ser subtraída deste ruído.

Até 1979 o equipamento eletrónico do radar de laser do INPE permitia apenas que se fixasse uma altura inicial e um intervalo de altura. A partir de 1980, com a instalação de um programador de canais, foi possível ter-se uma maior liberdade na escolha dos intervalos de altura de medidas. Além disso, para evitar a saturação nas contagens em baixa altura (veja em Rodrigues, (1970) considerações sobre o processo de contagem de fótons), o sinal recebido da baixa atmosfera é contado em uma fotomultiplicadora de baixa sensibilidade, enquanto o sinal da atmosfera mais alta e o sinal do sódio vão para uma fotomultiplicadora de alta sensibilidade.

A partir de 1981 foram efetuadas algumas modificações no equipamento para diminuir o nível de ruído e permitir a obtenção de medidas durante o dia. Estas modificações consistiram em reduzir a abertura angular do feixe de 1 mrad para 0,2 mrad e a largura de banda do receptor de 2 nm para 30 pm (Clemesha et alii, 1982). O estreitamento da abertura angular do feixe foi feito usando um colimador no transmissor, e a redução da largura de banda do receptor foi feita por meio de um interferómetro Fabry-Perot piezo-eletricamente sintonizado, em conjunto com um filtro de interferência de 800 pm de largura de banda. A sintonia do interferómetro na linha D_2 do sódio era feita ajustando-o ao mínimo da linha solar de Fraunhofer. Pouco depois do nascer do sol e pouco antes do crepúsculo, quando é difícil identificar o mínimo da linha de Fraunhofer, a sintonia era feita ajustando o interferómetro ao máximo de uma lâmpada espectral de sódio. Durante as medidas diurnas estes ajustes precisavam ser feitos periodicamente. Para aumentar um pouco mais a relação sinal-ruído a energia do laser era aumentada de 30 mJ para 60 mJ. Na Tabela 4.1 são mostradas as principais especificações do radar de laser e as diferenças entre alguns parâmetros nas medidas diurnas e noturnas.

TABELA 4.1

ESPECIFICAÇÕES DO RADAR DE LASER

	VALOR NOTURNO	VALOR DIURNO
Energia transmitida	30 mJ	60 mJ
Duração do Pulso	2 μ s	2 μ s
Taxa de repetição	0,4 s ⁻¹	0,4 s ⁻¹
Comprimento de onda	589 nm	589 nm
Largura de banda total transmitida	10 pm	12 pm
Área do Receptor	0,39 m ²	0,39 m ²
Largura de banda do Receptor	800 pm	30 pm
Abertura angular do feixe do transmissor	0,15 mrad	0,15 mrad
Abertura angular do feixe do receptor	0,4 mrad	0,2 mrad
Eficiência do receptor	2,4%	0,7%
Intervalo de altura	1 km	1 km

Na Figura 4.1 são mostradas as contagens, em função do canal, para dois casos típicos de perfis diurnos e noturnos. Na configuração usada na obtenção dos dados deste trabalho, os canais de 1 a 8 contêm os dados de espalhamento Rayleigh de 12 a 26 km medidos com a fotomultiplicadora de baixa sensibilidade em intervalos de 2 km. Os canais 9 a 20 contêm os dados de 24 a 46 km, também com o intervalo de altura de 2 km e contados pela fotomultiplicadora de alta sensibilidade. O sinal integrado de 47 a 66 km, que contém forte ruído, é armazenado no canal 21. Entre 66 e 76 km de altura o sinal devido ao espalhamento Rayleigh é muito fraco, assim a contagem integrada nestes dez quilômetros é usada como o nível de ruído medido pela fotomultiplicadora de baixa sensibilidade. Esta contagem é armazenada no canal 22. Nos 33 canais seguintes estão as contagens devidas ao espalhamento ressonante pelo sódio em intervalos de 1 km entre 76,5 e 108,5 km. Finalmente, no canal 56 é armazenada a contagem integrada de 109 a 119 km onde não existe mais sódio. Esta é usada para dar o nível de ruído medido com a fotomultiplicadora de alta sensibilidade. Vê-se na Figura 4.1 a rápida queda do sinal Rayleigh com a altura, em consequência da queda exponencial da densidade com a altura. Os canais coincidentes que correspondem às alturas de 24 e 26 km, medidos nas duas fotomultiplicadoras, servem para ajustar as duas curvas obtidas para o espalhamento Rayleigh. As linhas horizontais mostradas na figura indicam os níveis de ruído, normalizados para os intervalos de altura correspondentes, que são de 2 km para os dados do Rayleigh e 1 km para os dados de sódio. Nota-se o alto nível de ruído durante o dia (Figura 4.1(a)), principalmente na fotomultiplicadora de alta sensibilidade, comparado com o nível de ruído noturno (Figura 4.1(b)).

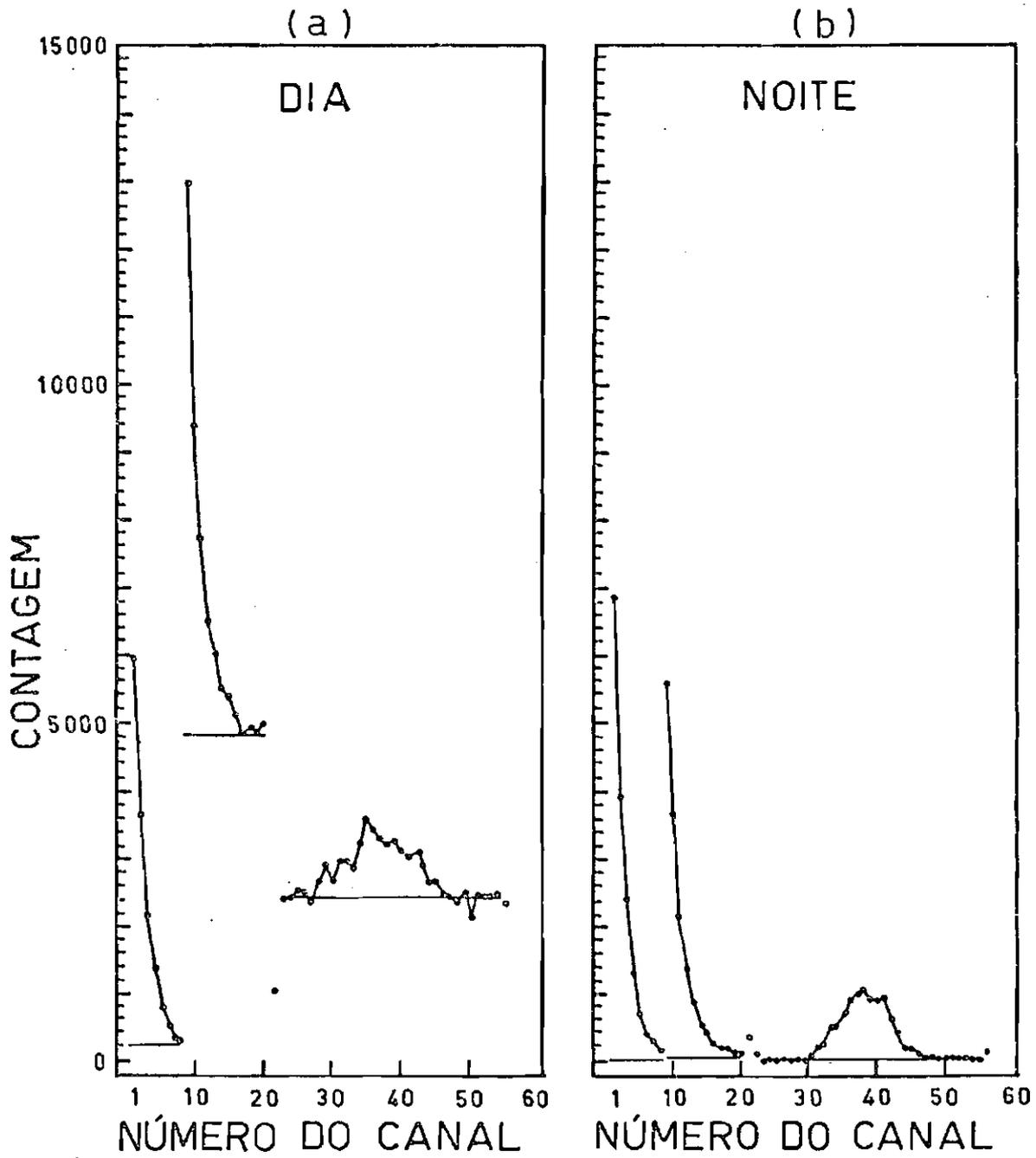


Fig. 4.1 - Contagens de f̄tons no receptor em função do canal, sendo (a) para 250 disparos do laser pr̄ximo ao meio-dia e (b) para 200 disparos pr̄ximo à meia-noite.

A transformação da quantidade medida pelo radar de laser - contagem de fótons por intervalo de altura, ou contagem por unidade de altura por disparo do laser - em densidade de átomos de sódio em função da altura, é feita através da aplicação da conhecida "Equação do radar de Laser". De acordo com Kent et alii (1967), o sinal produzido no receptor de um radar de laser pelo espalhamento por moléculas atmosféricas é dado por:

$$C(h) = n(h) \rho K T^2 / h^2, \quad (4.1)$$

onde $C(h)$ é o número de fótons vindos de uma altura h , por quilômetro por disparo do laser; $n(h)$ é a densidade numérica das moléculas espalhadoras na altura h ; ρ é a função de retroespalhamento Rayleigh por molécula; T é a transmissão atmosférica total do solo à altura h e K é uma constante do radar de laser. Para o espalhamento ressonante, ρ deve ser substituído pela função efetiva de retroespalhamento ressonante. Os fatores K e T não são bem conhecidos, por isso escreve-se a Equação 4.1 para o sódio e para o espalhamento Rayleigh em uma altura de referência onde a densidade atmosférica varia pouco, e elimina-se o fator KT^2 nas duas equações. Tem-se:

$$N_a(h_1) = \frac{C(h_1) D(h_2) \rho_R h_1^2}{C(h_2) \rho_{Na} h_2^2}, \quad (4.2)$$

onde $N_a(h_1)$ é a densidade numérica de átomos de sódio na altura h_1 ; $D(h_2)$ é densidade numérica da atmosfera na altura de referência h_2 ; ρ_{Na} é função efetiva de retroespalhamento ressonante para os átomos de sódio e ρ_R é a função média de retroespalhamento Rayleigh para as moléculas na estratosfera. O valor de h_2 utilizado é geralmente 25 km. Nesta altura a densidade atmosférica $D(h_2)$ varia pouco na latitude de São José dos Campos e o valor $D(h_2)$ utilizado é uma média obtida por medidas de radiossonda em São Paulo. Como nesta altura pode haver a presença de aerossóis estratosféricos, o efeito destes é levado em conta ajustando o perfil de espalhamento medido de 12 a 44 km à atmosfera padrão. A densidade de sódio é então corrigida, multiplicando o valor

encontrado pela razão entre o perfil medido e a atmosfera padrão a 25 km de altura.

A função efetiva de retroespalhamento ressonante (ρ_{Na}), que está relacionada à seção efetiva de retroespalhamento ressonante (σ_{eff}) por $\sigma_{eff} = 4 \pi \rho_{Na}$, depende da forma do espectro transmitido; por isso, este deve ser determinado.

O sistema do radar de laser tem acoplado a ele um monitor de energia total e uma célula de espalhamento de vapor de sódio, que medem respectivamente a energia total transmitida e a energia disponível para o espalhamento ressonante. Este sistema é utilizado para medir a largura de banda do laser e também para levar em conta variações a curto prazo do espectro transmitido durante a tomada dos dados.

A largura de banda do laser é determinada fazendo uma varredura do espectro transmitido em torno da linha D_2 a intervalos conhecidos de comprimentos de onda, usando o interferômetro Fabry-Perot com controle piezoelétrico. O sinal recebido em função do comprimento de onda é a convolução do espectro emitido pelo laser e a seção transversal de espalhamento ressonante. Um processo de deconvolução (Simich et alii, 1979) fornece a largura de banda do laser e a seção transversal efetiva de espalhamento ressonante (σ_{eff}^0).

Variações de σ_{eff} durante o processo de tomada dos dados são levadas em conta pela fórmula:

$$\sigma_{eff} = \frac{N_a/W}{N_a^0/W^0} \sigma_{eff}^0, \quad (4.3)$$

onde σ_{eff}^0 é determinada durante a medida da largura de banda; N_a e W são respectivamente a energia disponível para o espalhamento ressonante, determinada pelo sinal espalhado pela célula de sódio e a energia total média emitida pelo laser; as quantidades N_a^0 e W^0 são análogas a

N_a e W , porém determinadas na ocasião da medida da largura de banda. As quantidades N_a e W são também armazenadas nos canais 57 e 58 para cada perfil de sódio. Levando em conta todos estes fatores, calcula-se que a precisão das medidas da densidade de sódio para um perfil individual esteja dentro de $\pm 10\%$ e esta precisão aumenta quando se considera a média de vários perfis.

4.3 - OBSERVAÇÕES

Os dados analisados no presente trabalho foram obtidos de 09.04.81 a 08.08.81. Os dias em que foram obtidos os dados são mostrados na Tabela 4.2. Como se vê na tabela, os dados foram classificados em grupos de dias onde havia medidas consecutivas ou com falhas menores do que 12 horas. Os "X" significam a existência do perfil médio horário. As melhores sequências de medidas são as dos dias 11.05.81 a 15.05.81 e 03.08.81 a 08.08.81, com quase quatro e cinco dias completos, respectivamente. O processo utilizado na obtenção dos dados, desde a aquisição dos dados "crus" no radar até a forma final de médias horárias da densidade de sódio em função da altura, é mostrado esquematicamente na Figura 4.2. Os dados de cada perfil são obtidos, geralmente, acumulando cerca de 50 disparos no laser e as contagens acumuladas em cada intervalo de altura são armazenadas em 56 canais. Outros quatro canais armazenam outras informações úteis, como a energia do laser, o número de disparos e o tempo de saída do perfil. Estes sessenta valores que produzem um perfil de sódio são transferidos para uma calculadora programável HP9820A, onde é feito um processamento "online" e são também gravados em fita cassete para análises posteriores. Para que esta análise posterior seja feita pelo computador, os dados são transferidos a ele através de um terminal remoto por meio de uma interface. No computador, estes dados são armazenados em disco onde são feitas as primeiras correções eventuais nos dados de entrada e rejeição de perfis ruins; logo após é gravada uma primeira fita magnética. Os dados na forma original são depois reduzidos no computador, utilizando o procedimento descrito na Seção anterior, produzindo os perfis de densidade em função de altura.

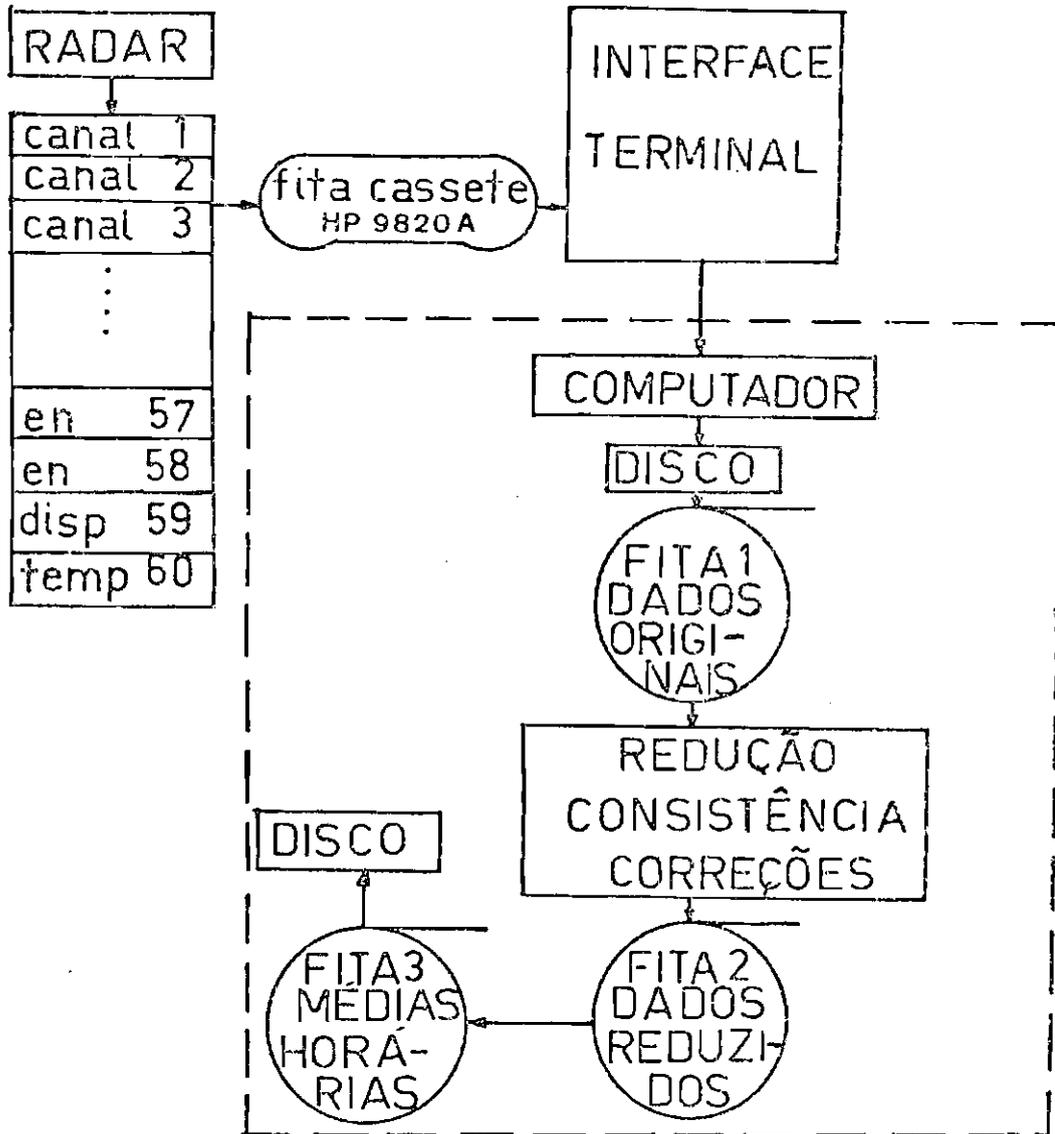


Fig. 4.2 - Representação esquemática do processo de aquisição de dados.

Após essa redução pode-se ainda encontrar erros e a presença de perfis estatisticamente pobres, que são rejeitados para uma etapa posterior. Nesta etapa posterior, vários perfis tomados dentro do intervalo de uma hora são acumulados, produzindo um perfil médio centrado nas proximidades das horas exatas, que são gravados numa segunda fita magnética. Finalmente, estes perfis são interpolados nas horas exatas, para facilidade de análise, e gravados numa terceira fita magnética que é usada como fita de trabalho. Os dados são gravados de tal maneira que em cada arquivo da fita estão contidos os dados de um dia, isto é, uma matriz de 24 pontos em tempo e 31 em altura e mais os valores horários da abundância e da altura do centróide. A Tabela 4.3 mostra o conteúdo de um destes arquivos para um dia em particular, só que para maior clareza os dados são impressos de duas em duas horas e de dois em dois quilômetros. Os valores da densidade de sódio na tabela devem ser multiplicados por 10^7 para se obter átomos·m⁻³, os valores da abundância devem ser multiplicados por 10^{13} para se obter átomos·m⁻² e os valores da altura do centróide são dados em quilômetros. Valores negativos que ocorrem nas extremidades da camada são devidos ao fraco sinal (menor do que o ruído) e geralmente correspondem a densidades muito baixas.

A qualidade dos perfis médios horários típicos, diurnos e noturnos, obtidos com 200 disparos do laser, pode ser vista na Figura 4.3 através das barras de erros representadas. Os erros são determinados da maneira usual, tomando a raiz quadrada da contagem de fótons e transformando o valor em densidade. O perfil (a) é tomado em torno de zero hora do dia 06.08.81. Os perfis noturnos têm alta razão sinal/ruído e os erros são geralmente pequenos. O perfil (b) é tomado em torno das doze horas do mesmo dia e corresponde à pior situação, pois é menor a razão sinal/ruído. Perfis tomados com o sol mais afastado do zênite têm erros menores.

TABELA 4.3

DENSIDADES DE SÓDIO PARA O DIA 06.08.81

DENSIDADE EM 10^7 átomos. m^{-3} ; ABUN EM 10^{13} átomos. m^{-2} ; CMAS EM km												
7	9	22	1	25	89	-2	-65	-34	5	13	2	
14	24	27	8	86	13	-205	43	-32	35	1	9	
37	106	93	102	-11	45	-47	38	49	73	31	30	
59	371	361	269	133	105	12	58	131	137	71	78	100
102	555	469	436	360	236	184	213	144	394	270	273	
377	725	592	459	545	522	389	498	157	582	531	493	
544	552	625	447	685	551	371	428	870	697	606	663	
607	604	596	425	781	546	402	601	575	455	358	529	
490	524	461	313	560	609	533	196	337	373	408	353	90
251	405	373	294	221	295	387	156	223	260	281	320	
122	316	208	216	119	239	262	250	126	252	203	227	
31	88	218	83	89	227	110	262	99	155	78	88	
1	0	21	24	-4	-42	73	168	61	35	21	36	
-1	0	-5	7	-22	-29	44	4	35	8	10	0	80
5,49	8,67	8,07	6,21	7,18	6,54	5,42	6,07	4,96	6,76	5,79	6,34	ABUN
92,6	93,6	93,5	93,6	93,1	92,3	90,5	90,1	91,9	92,8	92,8	92,6	CMAS
0			6			12			18			
TEMPO (HORA)												

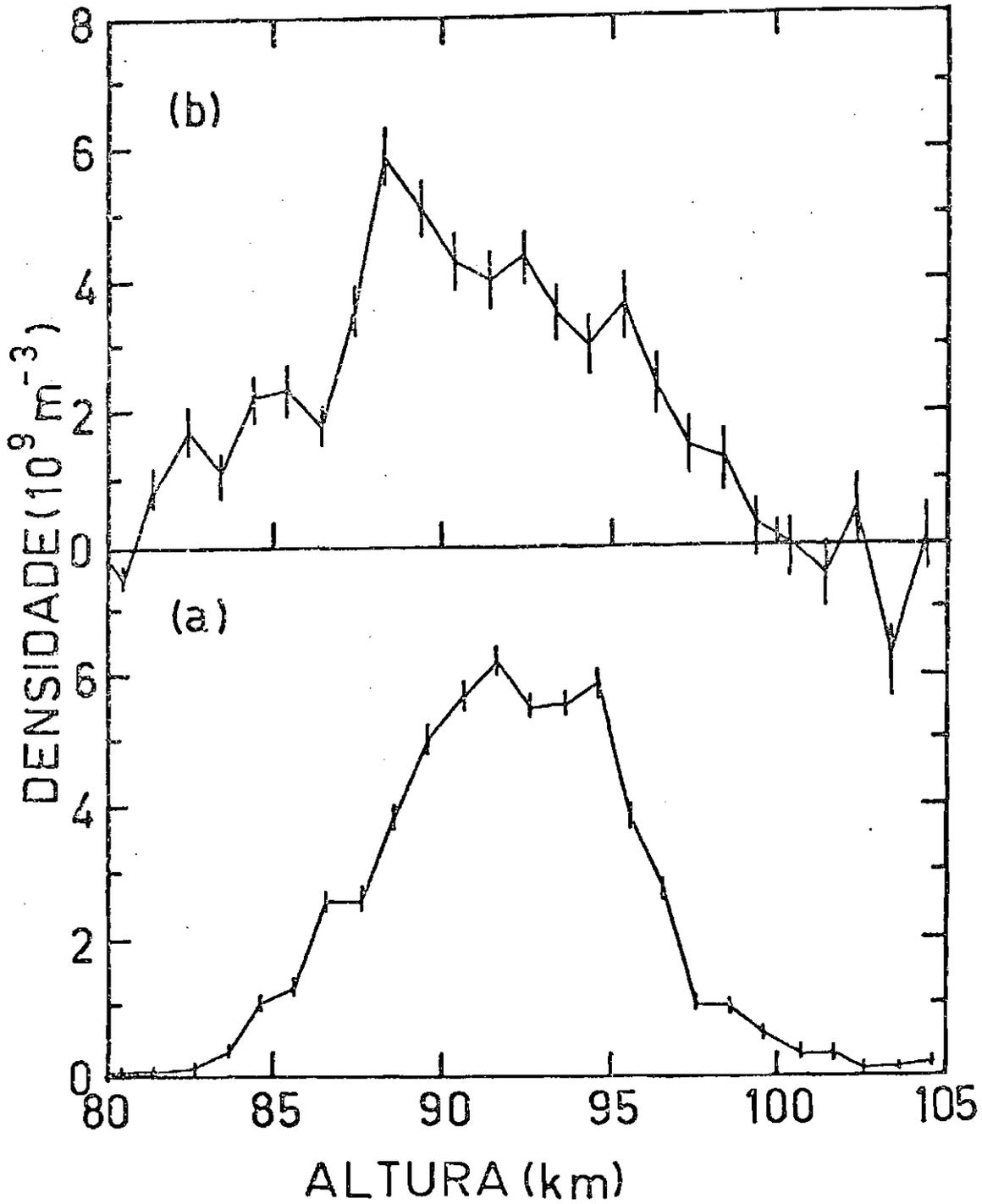


Fig. 4.3 - Perfis médios horários de sódio para 0:00 h (a) e 12:00 h (b) do dia 06.08.81.

As variações da densidade de sódio com o tempo e altura para dois dias completos (12.05.81 e 13.05.81) e três dias completos (05.08.81 a 07.08.81) são mostradas na Figura 4.4 (a) e (b). Os níveis são dados em unidades de 10^9 m^{-3} . Nota-se, principalmente nos níveis 1, 2 e 3, a variação da altura dos níveis com o tempo, com máximos e mínimos ocorrendo a cada 12 horas aproximadamente, indicando a presença de uma oscilação semidiurna. Nos níveis inferiores - abaixo de 85 km - nota-se também a presença de mínimos de densidade em torno de 0 a 3 h, o que indica uma variação diurna mais forte nestes níveis de altura. A baixa densidade na parte superior da camada durante o dia também é evidente em todos os dados. Há de se notar que, além destas variações regulares notadas em dias individuais, existem também variações aparentemente aleatórias como flutuações de períodos curtos, aumentos ou decréscimos muito rápidos da densidade em algumas ou em várias alturas (como entre 3 e 6 h do dia 07.08.81, por exemplo), ou as flutuações estatísticas associadas ao processo de contagem de fótons. A fim de evitar estas variações aparentemente aleatórias, uma maneira é estudar o comportamento médio durante um período de vários dias ou de todos os dias em que se tem as medidas. O perfil médio de todos os dados listados na Tabela 4.2 é mostrado na Figura 4.5. Vê-se que a camada de sódio se estende de aproximadamente 80 a 105 km. O pico de densidade máxima está em torno de 93 km e o valor máximo, acima de 5×10^9 átomos $\cdot \text{m}^{-3}$. A variação média em vinte e quatro horas para os dados da Tabela 4.2 é mostrada na Figura 4.6. Esta variação média foi obtida fazendo a média ponderada dos valores da densidade para cada tempo e altura nos dias em que se tem medidas para aquela hora. O peso usado é proporcional à qualidade estatística do perfil. Após fazer a média, os dados foram suavizados através de uma média móvel de 3 km em altura e 3 horas em tempo. Esta suavização tem o efeito de filtrar as variações rápidas e de pequena escala em altura. Os níveis de densidade são dados em átomos $\cdot \text{m}^{-3} \cdot 10^{-9}$. Pode-se notar na figura as seguintes características:

- 1 - A densidade de sódio nas partes laterais da camada, correspondentes aos níveis 0,5; 1,0; 2,0 e 3,0 em cima de 2,0 e 3,0 em baixo, está oscilando de forma bem regular com período dominante de 12 horas.
- 2 - Na parte inferior da camada - abaixo de 85 km - a oscilação se dá com período dominante de 24 horas.
- 3 - Há uma diminuição da densidade de sódio na parte superior da camada durante o dia, principalmente próximo ao meio dia. Porém, há evidências de diminuição também próximo à meia noite.
- 4 - Na parte central da camada (próximo ao pico) não são evidentes variações semidiurnas ou diurnas, mas há um nítido aumento da densidade a partir das 3 h, indo até às primeiras horas da manhã.

As variações médias da altura do centróide e da abundância são mostradas na Figura 4.7. Vê-se que a altura do centróide se mantém quase constante durante grande parte da noite, começando a aumentar em torno das 3 horas, atinge um máximo por volta das 6-7 horas e cai rapidamente após as 9 horas atingindo o mínimo após o meio dia. Já a abundância apresenta dois máximos (em torno de 4 h e 15 h) e dois mínimos evidentes em torno de 11 h e 23 h. Pode-se notar que a abundância apresenta um forte domínio do período de 12 h, enquanto a variação da altura do centróide aparenta uma mistura de componentes com contribuições semelhantes de 12 e 24 horas.

As observações apresentadas neste capítulo se referem à "densidade de sódio". Assim, para se interpretar os dados em termos da dinâmica atmosférica é preciso conhecer como uma perturbação ondulatória na atmosfera se manifesta na densidade de sódio, o que será feito no próximo capítulo.

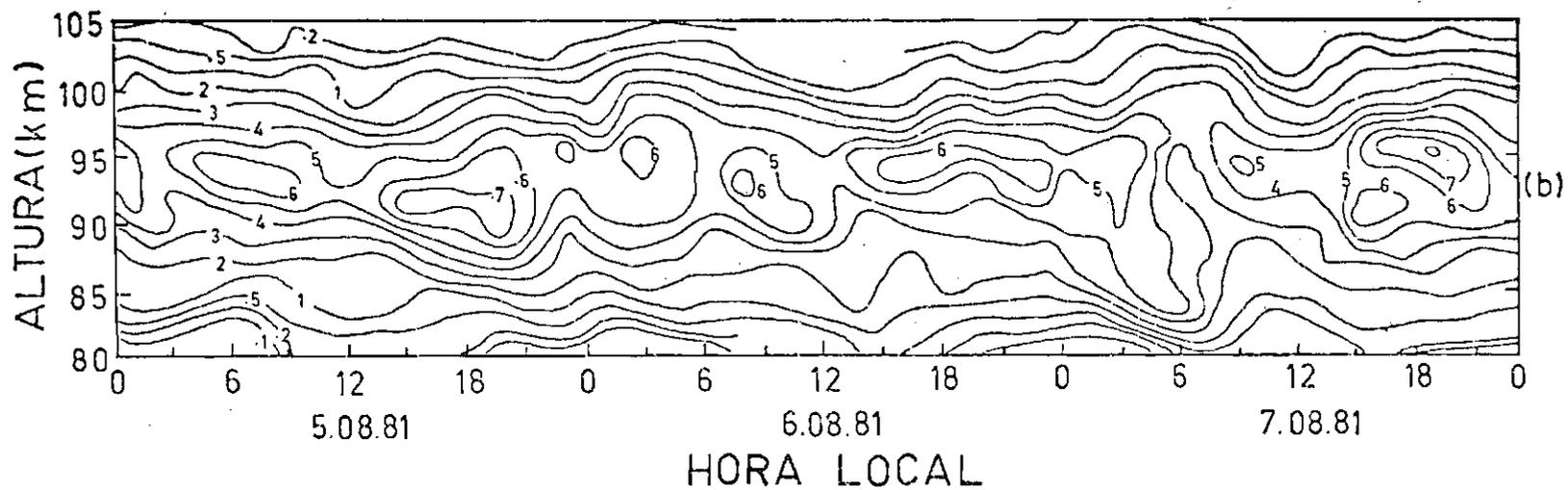
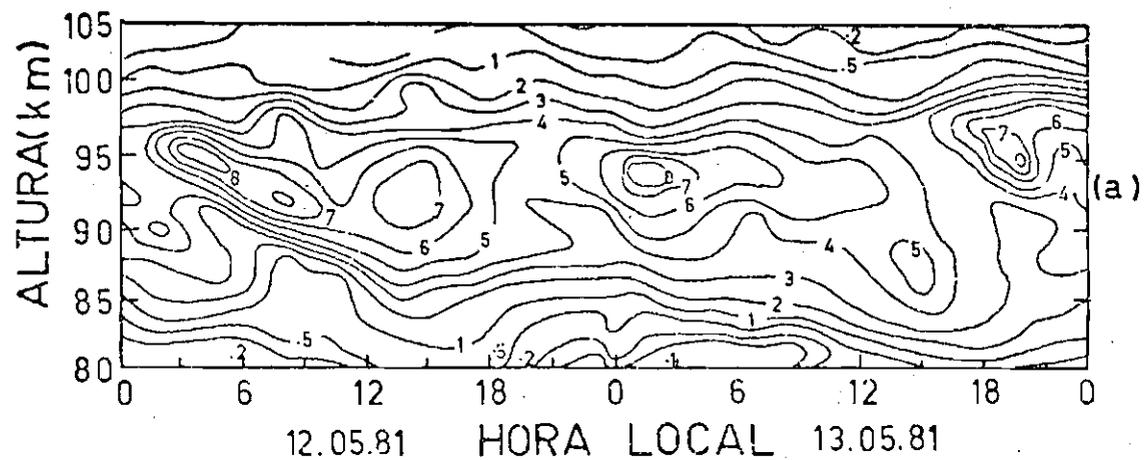


Fig. 4.4 - Níveis de densidade de sódio para os dias 12 a 13.05.81, (a) e 5 a 7.08.81, (b).

Os níveis são dados em unidades de 10^9 átomos. m^{-3} .

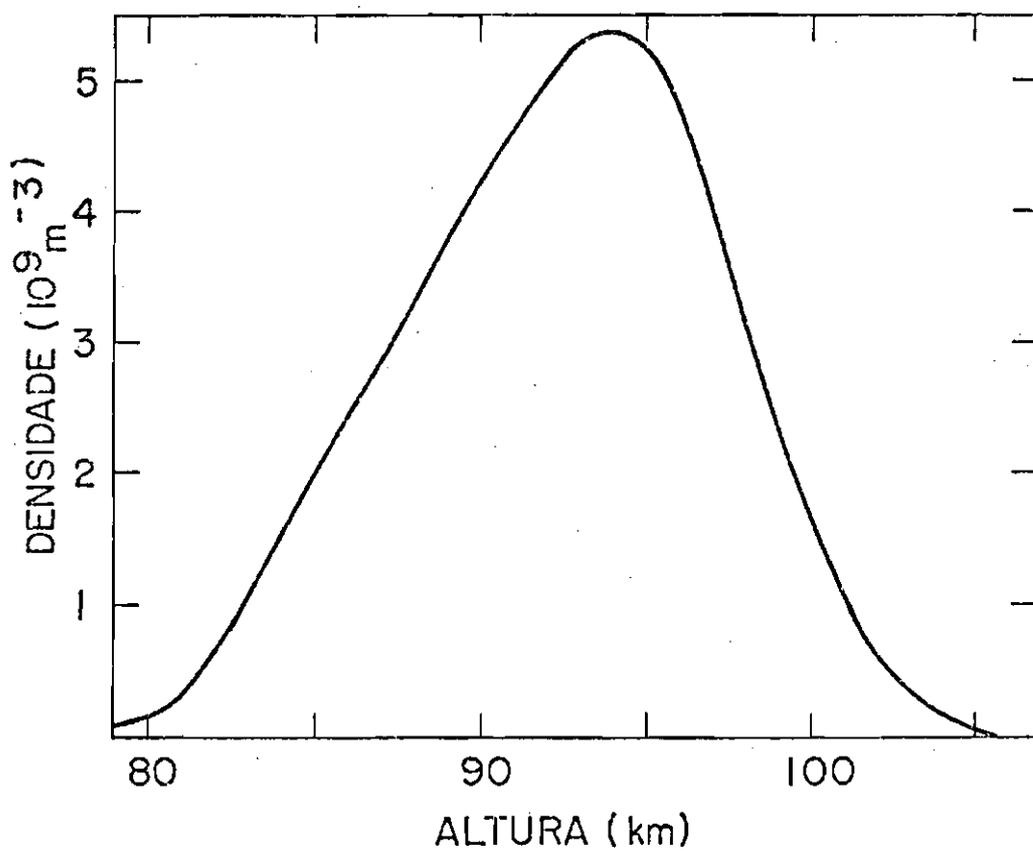


Fig. 4.5 - Perfil médio de sódio para todos os dados listados na Tabela 4.2.

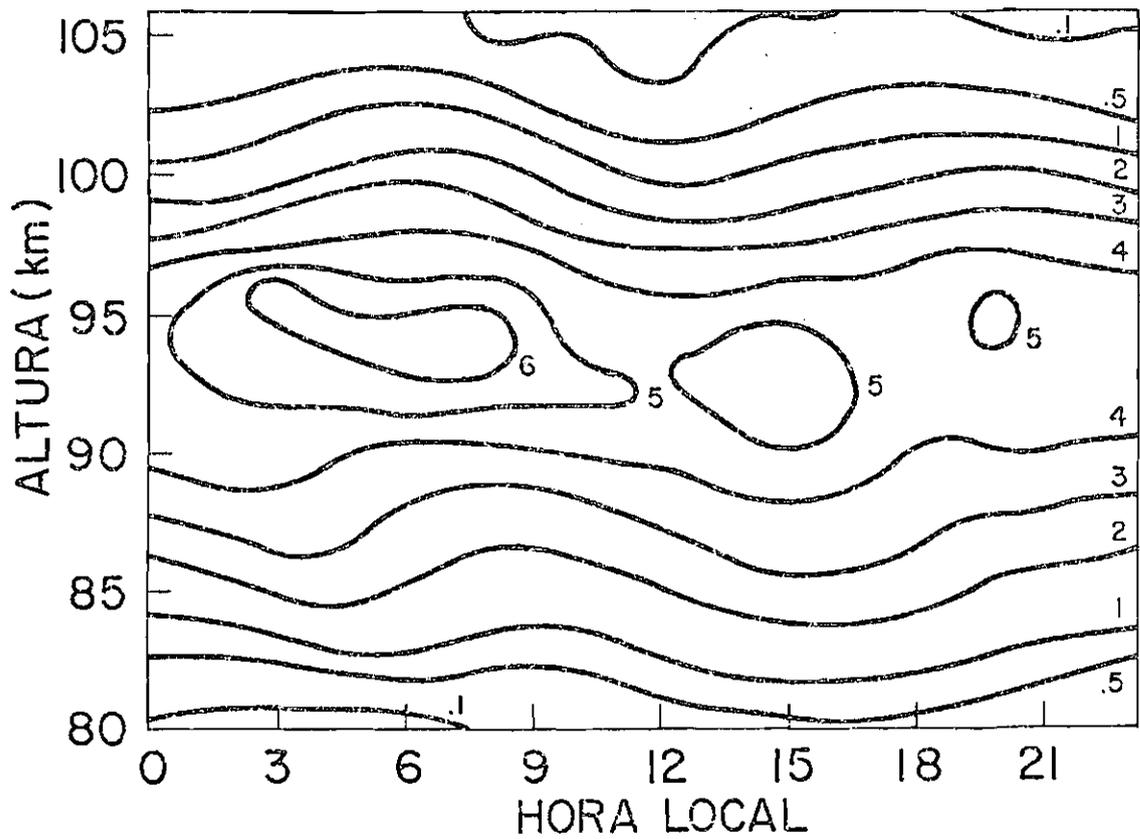


Fig. 4.6 - Níveis de densidade de sódio para a média de todos os dados citados na Tabela 4.2.

Os níveis são dados em unidades de 10^9 átomos. m^{-3} .

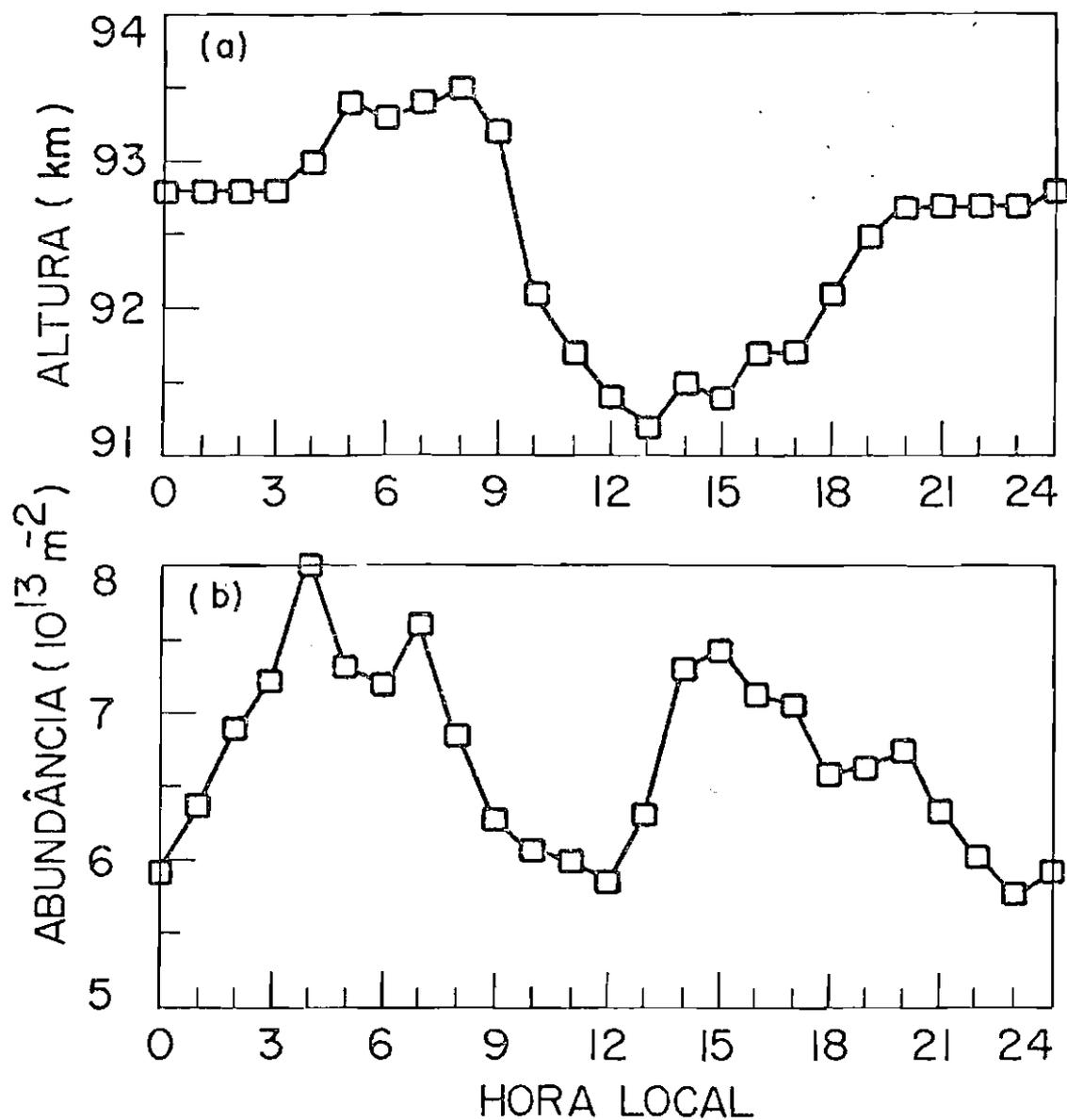


Fig. 4.7 - Variação diurna da altura do centróide (a) e da abundância para a média abril-agosto de 1981.

CAPÍTULO 5

PROPAGAÇÃO DE ONDAS ATMOSFÉRICAS EM CAMADAS DE CONSTITUINTES MINORITÁRIOS

5.1 - INTRODUÇÃO

Imagine-se um constituinte minoritário qualquer de densidade n , contido em uma atmosfera de densidade N . Imagine-se também que a atmosfera como um todo esteja sujeita à ação de uma onda atmosférica de período T . Desde que o tempo de difusão do constituinte minoritário no majoritário seja grande em comparação com o período T , ter-se-á que as velocidades das partículas do constituinte majoritário e minoritário serão iguais. Analisando o problema sob o ponto de vista da densidade, pode-se à primeira vista ser levado à conclusão de que uma variação fracional da densidade atmosférica leve a uma variação fracional igual do constituinte minoritário. No entanto, não é isto que ocorre. Quando se refere à propagação de uma onda atmosférica, deve estar claro que, além da densidade, outros campos atmosféricos, como a temperatura e os ventos horizontais e verticais são afetados pela propagação da onda. O fato que se mostra mais relevante para a variação da densidade do constituinte minoritário é o movimento vertical na presença de uma diferença de gradiente de densidade entre os constituintes majoritário e minoritário. O efeito dos deslocamentos horizontais sobre a densidade de ambos os constituintes é pequeno, uma vez que os gradientes horizontais são pequenos. Já o efeito dos deslocamentos verticais é diferente sobre as densidades dos constituintes majoritários e minoritários. O efeito sobre a densidade dos constituintes majoritários é pequeno, pois, devido à estabilidade da atmosfera quando se desloca para cima (ou para baixo) uma parcela de ar, ela sofrerá uma expansão (ou compressão) que tenderá a reestabelecer o equilíbrio original. Sobre os constituintes minoritários, entretanto, o efeito do deslocamento vertical vai depender dos seus gradientes verticais de densidade ou mais precisamente das diferenças entre as escalas de altura dos constituintes majoritários e minoritários.

Para entender melhor este efeito, imagine-se que uma parcela de ar que esteja inicialmente numa altura z_1 , com densidade N_1 , seja levada adiabaticamente para uma altura z_2 ($z_2 > z_1$), onde a densidade é N_2 como é ilustrado na Figura 4.1. Um observador medindo a densidade na altura z_2 não verá uma densidade N_1 ocupando o lugar onde a densidade era N_2 , pois a parcela se expande à medida que sobe, diminuindo assim sua densidade. Agora, imagine-se que o constituinte minoritário tenha um gradiente positivo com a altura (como na parte inferior da camada de sódio, por exemplo). No ponto z_1 a densidade é n_1 e no ponto z_2 a densidade é n_2 ($n_2 > n_1$). Como o número de partículas dos constituintes na parcela de ar é constante, uma expansão no volume da parcela faz com que a densidade (n_1') observada em z_2 seja ainda menor do que a densidade n_1 em z_1 . Se a escala de altura do constituinte minoritário for a mesma que a da atmosfera, o efeito sobre a densidade será o mesmo nos constituintes majoritários e minoritários. Se a escala de altura do constituinte minoritário for menor que a da atmosfera e os gradientes de mesmo sinal, por um raciocínio análogo haverá também uma variação na densidade do constituinte minoritário, porém menor do que no caso de gradientes de sinais opostos.

O problema da propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários parece ter surgido em estudos de perturbações ionosféricas propagantes (TID) na região F da ionosfera. Thome (1968) notou que estas perturbações sofriam um deslocamento de 180° em fase abaixo e acima do pico da camada F e, além disso, as amplitudes das perturbações eram maiores em baixo do que em cima da camada. O problema foi tratado analiticamente por Porter e Tuan (1974) que calcularam a resposta na densidade eletrônica da camada F à passagem de ondas de gravidade, resolvendo-se as equações de continuidade e movimento para elétrons e íons.

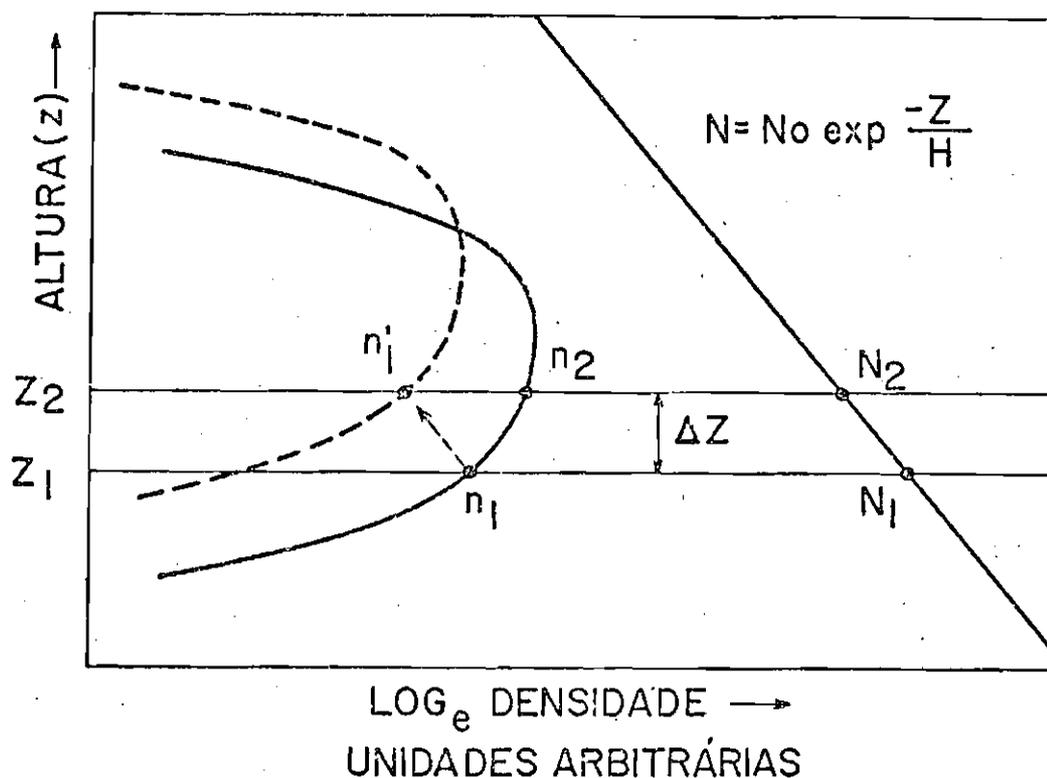


Fig. 5.1 - Efeito esquemático de um movimento vertical sobre as densidades dos constituintes majoritários (N) e minoritários (n).

Do que foi exposto acima, através de um raciocínio simples, vê-se que o efeito da propagação de ondas atmosféricas deve ser grande sobre camadas estreitas de constituintes minoritários, isto é, camadas com fortes gradientes verticais de densidade. Uma camada atmosférica que satisfaz a estes requisitos é a camada de sódio. Shelton et alii (1980), usaram uma teoria linear de propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários para explicar as perturbações ondulatórias de períodos curtos observadas na camada de sódio em Urbana, Illinois, E.U.A., por meio de um radar de laser. Shelton e Gardner (1981) estenderam estes estudos através de comparações dos resultados observados com simulações dos efeitos da propagação de ondas atmosféricas sobre a camada de sódio, incluindo soluções mais gerais que a linear.

O efeito da propagação de ondas atmosféricas sobre os constituintes minoritários neutros tem também grande importância para o estudo das emissões atmosféricas ("airglow"), uma vez que cada emissão está dependendo de diversos parâmetros atmosféricos e das densidades de diversos constituintes minoritários que possuem diferentes distribuições com a altura. Este problema tem sido estudado, entre outros, por Porter et alii (1974), Weinstock (1978), Frederick (1979) e Hatfield e Tuan (1981).

5.2 - SOLUÇÃO LINEARIZADA

Uma maneira de se fazer o estudo analítico do efeito da propagação de uma onda atmosférica sobre um constituinte minoritário é considerar a equação da continuidade para os constituintes minoritário e majoritário. A equação da continuidade para o constituinte minoritário, sem processos de produção e perdas é:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}) = 0. \quad (5.1)$$

Para o constituinte majoritário, é:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\vec{V}) = 0, \quad (5.2)$$

onde novamente n e N representam as densidades dos constituintes minoritários e majoritários respectivamente; \vec{v} é a velocidade de transporte dos constituintes minoritários; \vec{V} é a velocidade dos constituintes principais e t é o tempo.

Agora é feita a suposição de que a velocidade \vec{V} é devida à propagação ondulatória na atmosfera e, além disto, que a difusão do constituinte de densidade n na atmosfera é lenta em comparação com os períodos das ondas atmosféricas. Neste caso a velocidade \vec{v} é igual à velocidade \vec{V} devida à onda. As Equações 5.1 e 5.2 podem ser escritas como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla n + n \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (5.1a)$$

e

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla N + N \nabla \cdot \vec{V} = 0. \quad (5.2a)$$

Eliminando o $\nabla \cdot \vec{V}$ nas Equações 5.1a e 5.2a fica:

$$\frac{1}{n} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) n = \frac{1}{N} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) N, \quad (5.3)$$

ou seja:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dt} = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt}, \quad (5.4)$$

onde:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla$$

$\frac{d}{dt}$ é a derivada substantiva ou Lagrangeana. Assim, da Equação 5.4 vê-se que, do ponto de vista de um observador Lagrangeano (que está se movendo com o fluido com velocidade \vec{V}), a variação fracional de n é a mesma que a variação fracional de N . No entanto, para um observador Euleriano (que vê as propriedades do fluido de um ponto fixo), a variação fracional de n será igual à variação fracional de N mais um termo convectivo (envolvendo $\vec{V} \cdot \nabla$).

A Equação 5.3 pode ser simplificada supondo que as perturbações na densidade n e N se fazem em torno de um perfil básico de pente somente de altura:

$$N(x,y,z,t) = N_0(z) + \Delta N(x,y,z,t), \quad (5.5)$$

$$n(x,y,z,t) = n_0(z) + \Delta n(x,y,z,t). \quad (5.6)$$

Linearizando a Equação 5.3 com respeito às quantidades ondulatórias, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Delta n}{n_0} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Delta N}{N_0} \right) + \left(\frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dz} - \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dz} \right) w, \quad (5.7)$$

onde w é a velocidade vertical.

Supondo as flutuações da forma:

$$\exp(i2\pi t/T),$$

onde T é o período da oscilação, ter-se-á:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{\Delta N}{N_0} + \frac{iT}{2\pi} \left(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dz} - \frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dz} \right) w. \quad (5.8)$$

Então, a variação da densidade do constituinte minoritário será dada pela soma de dois termos:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = T_1 + T_2, \quad (5.8a)$$

onde:

$$T_1 = \frac{\Delta N}{N_0}, \quad (5.9)$$

é igual à variação da densidade dos constituintes majoritários

$$T_2 = \frac{iT}{2\pi} \left(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dz} - \frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dz} \right) w, \quad (5.10)$$

depende do período da oscilação, da magnitude do vento vertical e da diferença dos inversos das escalas de altura de densidades dos constituintes minoritário e majoritário. Para saber qual dos termos T_1 ou T_2 é dominante, deve-se conhecer os valores das perturbações, bem como a forma do perfil básico do constituinte minoritário, n_0 .

Uma análise do termo T_2 fornece resultados importantes. O termo $1/N_0 \, dN_0/dz = -1/H_0$ (onde H_0 é a escala de altura da atmosfera básica) é negativo e aproximadamente constante com a altura. No caso de um constituinte minoritário distribuído em forma de camada, como o sódio mesosférico, tem-se que abaixo do pico $dn_0/dz > 0$, logo os dois termos dentro dos parênteses em 5.10 somam-se, dando um valor positivo. Pouco acima do pico da camada, há um ponto onde o termo se anula, que corresponde ao ponto onde as escalas de altura da atmosfera e do constituinte minoritário se igualam. Acima deste ponto dn_0/dz é também negativo, porém $|1/n_0 \, dn_0/dz| > |1/N_0 \, dN_0/dz|$; assim o termo muda de signal e seu valor absoluto é menor do que em baixo. Supondo por simplicidade um vento vertical w , constante com a altura e oscilando sinusoidalmente com período T , seu efeito sobre a perturbação na densidade do constituinte minoritário estará 90° em fase atrasado em relação ao vento na parte inferior da camada - pois o termo entre parênteses em 5.10 é positivo, e devido à presença do fator i (unidade imaginária) - e 90° em fase adiantado na parte superior dela. Além disso, o valor absoluto do termo será maior em baixo do que em cima. Resumindo; a contribuição à variação da densidade do constituinte minoritário devida ao vento vertical estará 180° defasada abaixo e acima do pico da camada e com amplitudes maiores na parte de baixo.

A Equação 5.8 fornece a perturbação da densidade do constituinte minoritário em termos da perturbação da densidade atmosférica e do vento vertical. Desde que se tenha uma relação entre $\Delta N/N_0$ e w , a Equação 5.8 pode ser colocada de uma forma bem mais simples, relacionando-se apenas às perturbações nas densidades n e N . Isto tem sido feito por Dudis e Reber (1976) e Chiu e Ching (1978) que consideraram a perturbação oscilatória como produzida pela passagem de uma on

da de gravidade interna. Resultados da teoria linear invíscida de ondas de gravidade internas numa atmosfera isotérmica, dados por Hines (1950) - veja a Seção 2.1 - são usados para relacionar os campos de vento e densidade. Para ondas de gravidade típicas, isto é, ondas com

$$T \gg T_b, \quad (5.11)$$

onde T_b é o período de Brunt-Vaissala e

$$\lambda_z \ll 2\pi H, \quad (5.12)$$

onde H é a escala de altura da atmosfera e λ_z é o comprimento de onda vertical, a relação entre o vento vertical e a perturbação na densidade é dada por:

$$w = \frac{i\gamma 2\pi H}{(\gamma-1)T} \frac{\Delta N}{N_0}, \quad (5.13)$$

onde γ é a razão entre os calores específicos. Levando-se 5.13 em 5.8, tem-se:

$$\frac{\Delta n}{n_0} / \frac{\Delta N}{N_0} = - \frac{\gamma}{\gamma-1} \left\{ 1 + \frac{\gamma H}{n_0} \frac{dn_0}{dz} \right\}. \quad (5.14)$$

Esta relação, que foi apresentada nessa forma por Chiu e Ching (1978), tem uma interpretação mais simples que a Equação 5.8.

Vê-se que a relação entre as perturbações na densidade do constituinte minoritário e da atmosfera é dada pelo "fator de amplificação" $-\gamma/(\gamma-1) \cdot (1 + \gamma H/n_0 \cdot dn_0/dz)$, que só depende do perfil médio $n_0(z)$. Nota-se também que, para um constituinte em forma de camada, o fator de amplificação é negativo na parte de baixo da camada (pois $dn_0/dz > 0$), implicando que $\Delta n/n_0$ varia em antifase (defasagem de 180°) em relação a $\Delta N/N_0$; é zero no ponto onde $\gamma H/n_0 \cdot dn_0/dz = -1$; e inverte de sinal acima, implicando variação de $\Delta n/n_0$ em fase com $\Delta N/N_0$, porém com menor amplitude.

O fator de amplificação para o caso do perfil médio de sódio é mostrado na Figura 5.2. Seu valor é negativo abaixo da altura de inversão. A altura, onde $\gamma H/n_0 \cdot dn_0/dz = -1$, ocorre aproximadamente em 96 km, e acima desta altura seu valor é positivo e em geral de módulo menor que abaixo. Vê-se que o fator de amplificação, a não ser em uma pequena faixa em torno do ponto de inversão, é em módulo maior do que 1, atingindo até valores próximos a 20 no extremo inferior da camada. Assim, valores modestos na perturbação da densidade atmosférica (5% por exemplo) podem levar a valores altos (100% ou mais) na perturbação da densidade de sódio. Esta teoria linear de propagação de ondas de gravidade em camadas de constituintes minoritários tem sido utilizada para explicar variações do tipo ondulatório nos perfis de sódio observados em Illinois, E.U.A. por Shelton et alii (1980) e na U.R.S.S. (80,4°N, 50°L) por Juramy et alii (1981). Shelton et alii (1980) fizeram diversas simulações usando a Fórmula 5.14 e mostraram que diversos comportamentos apresentados frequentemente pela camada de sódio, tais como a bifurcação da camada, o estreitamento e alargamento dela, podem ser explicados pela propagação de ondas com comprimentos de onda convenientes. Porém, como foi salientado por Shelton et alii (1980), para a solução 5.14 foram feitas aproximações que não são ao todo válidas para os comprimentos de onda presentes na camada de sódio. Estas aproximações foram expressas pelas Desigualdades 5.11 e 5.12. A Condição 5.12 exige que os comprimentos de onda presentes sejam menores que 2π x escala de altura da atmosfera. São estas aproximações que permitem chegar à relação simples entre o vento vertical e a perturbação na densidade (Equação 5.13) e, assim, relacionar também de maneira simples $\Delta n/n_0$. Se esta expressão fosse válida para todos os tipos de ondas de gravidade, inclusive marés, poder-se-ia inferir $\Delta N/N_0$ diretamente, uma vez que $\Delta n/n_0$ é medido.

As Fórmulas 5.7 e 5.8, no entanto, são válidas para quaisquer tipos de ondas atmosféricas; desde que o período da onda seja bem menor do que o tempo de difusão do constituinte minoritário no majoritário. Infelizmente, desta expressão tem-se $\Delta n/n_0$ em função de duas outras quantidades desconhecidas que são o vento vertical e a perturba

ção na densidade atmosférica. Porém, podem-se usar modelos de $\Delta N/N_0$ e w e testá-los simulando seu efeito sobre a camada e comparando os resultados da simulação com os dados experimentais.

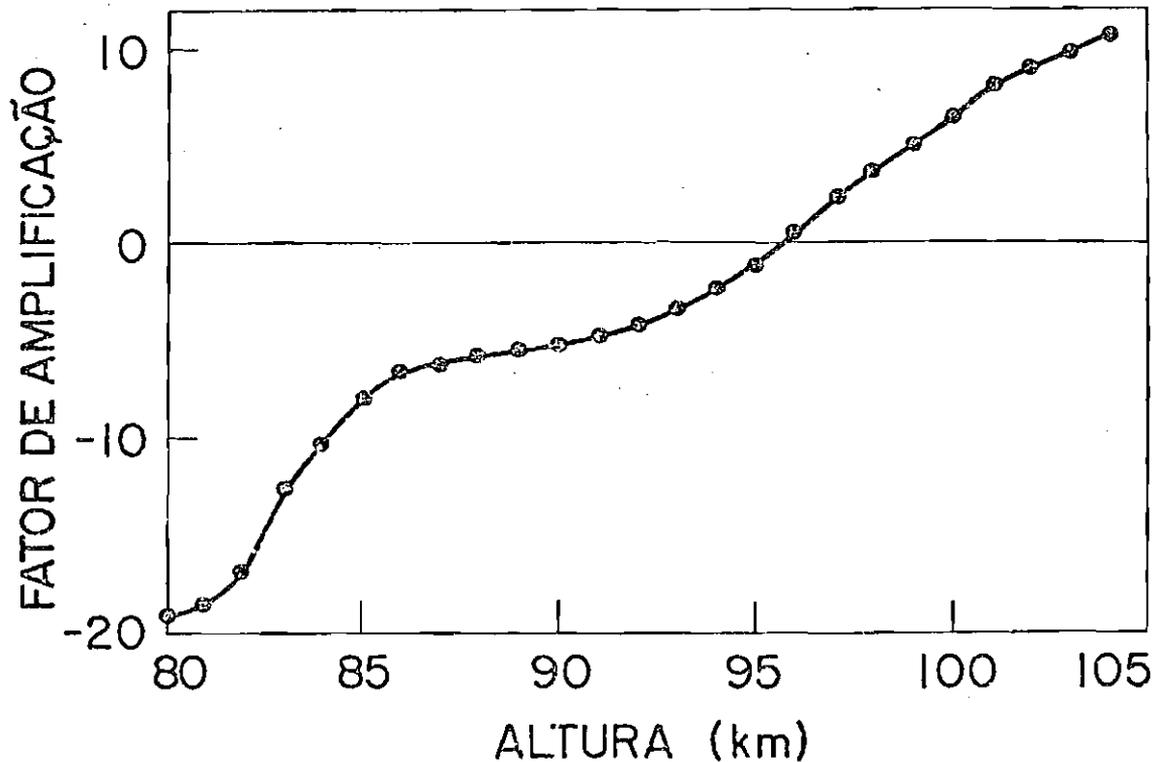


Fig. 5.2 - Fator de amplificação $-(\gamma/(\gamma-1)).(1+\gamma H_0.1/n_0(z).dn_0/dz)$ onde $n_0(z)$ é o perfil médio da Figura 4.5.

5.3 - SOLUÇÃO EXATA

Shelton e Gardner (1981) estudaram o problema geral da resposta de uma camada atmosférica à propagação de ondas de gravidade de duas maneiras diferentes: uma solução exata e uma solução em forma de série de perturbações. A interpretação física de ambas é bastante interessante, por isto estas serão vistas a seguir. Como estas soluções são bastante gerais, segue-se que a solução linearizada pode ser obtida delas, considerando o primeiro termo do desenvolvimento em série.

Novamente, como foi feito na Seção 5.2, parte-se da equação da continuidade para um constituinte minoritário de densidade n , que, sem termos de produção e perdas, é dada por:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{V}) = 0. \quad (5.15)$$

Supõe-se também que \vec{V} está associada à onda e é igual à velocidade dos constituintes principais da atmosfera. A velocidade \vec{V} é a seguir escrita como:

$$\vec{V} = A \vec{\beta} \exp(i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})), \quad (5.16)$$

onde A é a amplitude da onda; $\vec{\beta} = \beta_x \hat{x} + \beta_z \hat{z}$; ω = frequência angular da onda; $\vec{K} = K_x \hat{x} + K_z \hat{z}$ é o vetor número de onda e $\vec{r} = x \hat{x} + y \hat{y}$ é o vetor posição. A quantidade $\vec{\beta}$ relaciona as amplitudes e fases da velocidade com outros campos da onda utilizando as relações de polarização para o tipo de onda considerado.

Supõe-se que a camada de constituinte minoritário tem, na ausência da onda, um perfil $n_s(\vec{r})$, função apenas de \vec{r} . Procura-se então a solução da Equação 5.15 na forma:

$$n(\vec{r}, t) = e^{\phi} n_s(\vec{r} + \vec{\theta}). \quad (5.17)$$

Esta solução significa que o perfil básico n_s está sendo deslocado pelo fator $\vec{\theta}$, ao mesmo tempo que sua amplitude é perturbada pelo fator e^{ϕ} . A substituição de 5.17 em 5.15 fornece três equações diferenciais para as funções ϕ , θ_x e θ_z :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -(-i\vec{K} \cdot \vec{\beta} + \vec{\beta} \cdot \nabla) A \exp(i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})), \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial \theta_x}{\partial t} = -(\beta_x + \vec{\beta} \cdot \nabla) A \exp(i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})), \quad (5.19)$$

$$\frac{\partial \theta_z}{\partial t} = -(\beta_z + \vec{\beta} \cdot \nabla \theta_z) A \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})). \quad (5.20)$$

Shelton e Gardner (1981) resolveram essas equações notando que todas têm a mesma forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\alpha + \vec{\lambda} \cdot \nabla f) \Delta N, \quad (5.21)$$

onde $\Delta N = A \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$, α e $\vec{\lambda}$ são constantes complexas. A solução de 5.21 é encontrada em forma de série de potências de ΔN e é dada por:

$$f = \frac{i\alpha}{\vec{\lambda} \cdot \vec{k}} \ln \left\{ 1 - \frac{\vec{\lambda} \cdot \vec{k}}{\omega} \Delta N \right\}. \quad (5.22)$$

Igualando os α e $\vec{\lambda}$ com seus valores nas Equações 5.18 a 5.20, obtêm-se as soluções $\vec{\theta}$ e ϕ .

Portanto, a solução exata do problema da resposta em densidade de uma camada de constituintes minoritários a uma onda atmosférica é:

$$n(\vec{r}, t) = \frac{n_s(\vec{r} - \frac{i\vec{v}}{\vec{k} \cdot \vec{v}} \ln(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{\omega}))}{(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{\omega})}. \quad (5.23)$$

A quantidade $(1 - \vec{k} \cdot \vec{v} / \omega)^{-1}$ produz distorções no perfil básico ao mesmo tempo em que esse está sendo deslocado pela quantidade $i\vec{v} / (\vec{k} \cdot \vec{v}) \ln(1 - \vec{k} \cdot \vec{v} / \omega)$.

A Equação 5.23 pode ser simplificada para o caso de pequenas perturbações. Se $|\vec{k} \cdot \vec{v} / \omega| \ll 1$, a Equação 5.23 torna-se:

$$n(\vec{r}, t) \approx \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}}{\omega}\right) n_s\left(\vec{r} + \frac{i\vec{V}}{\omega}\right). \quad (5.24)$$

Nesse caso, o argumento de n_s é perturbado com a mesma dependência temporal e espacial que a perturbação. Se n_s for função apenas de z , então a perturbação no argumento será feita apenas pelo componente vertical do vento. Devido à presença do fator i no argumento de n_s , o perfil estará em sua posição mais alta 90° em fase após o máximo do vento vertical. Para entender o efeito do fator de amplificação é necessário conhecer a relação entre o componente vertical e horizontal do vento, ou entre ambos e a perturbação na densidade. Para ondas de gravidade de baixa frequência, esta relação leva à conclusão que o fator de amplificação tem sua máxima amplitude quando a camada está em seu máximo deslocamento para baixo e vice-versa. Assim, os efeitos do deslocamento e da amplificação opõem-se na parte superior da camada e somam-se na parte inferior. Conseqüentemente, as variações na densidade da camada minoritária serão maiores na parte inferior do que na superior. Além disso, se o efeito do deslocamento do perfil n_s for maior que o efeito da amplificação, as perturbações na densidade na camada estarão 180° defasadas na parte superior e inferior da mesma.

5.4 - SOLUÇÃO EM SÉRIE DE POTÊNCIAS

A resposta em densidade de uma camada minoritária, à passagem de uma onda atmosférica, pode ser separada em suas partes linear e não-linear, procurando a solução da Equação 5.15 na forma:

$$n(\vec{r}, t) = \sum_{\ell=0}^{\infty} n_{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\infty} P_{\ell} (\Delta N)^{\ell}. \quad (5.25)$$

A quantidade $\Delta N = A \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$ é a perturbação na densidade atmosférica, P_{ℓ} são coeficientes, funções do vetor posição. A determinação dos coeficientes P_{ℓ} é feita igualando os termos de igual potência em ΔN .

Vê-se da Expansão 5.25 que o termo linear (n_1) está associado com a mesma frequência da perturbação, o termo de segunda ordem n_2 está associado ao dobro da frequência de oscilação da perturbação, e assim sucessivamente. Aplicando-se a condição que:

$$\lim_{\Delta N \rightarrow 0} n(\vec{r}, t) = n_s(\vec{r}), \quad (5.26)$$

determina-se que $P_0 = n_s(\vec{r})$. Os coeficientes de ordem mais alta devem satisfazer a relação de recorrência:

$$P_\ell = \left(\frac{\vec{K} \cdot \vec{\beta}}{\omega} \right) \left[P_{\ell-1} + \frac{i}{\ell \vec{K} \cdot \vec{\beta}} \left(\beta_x \frac{\partial P_{\ell-1}}{\partial x} + \beta_z \frac{\partial P_{\ell-1}}{\partial z} \right) \right] \text{ para } \ell \geq 1. \quad (5.27)$$

A solução em série para $n(\vec{r}, t)$ é dada então por:

$$n(\vec{r}, t) = n_s(\vec{r}) + \left(\frac{\vec{K} \cdot \vec{\beta}}{\omega} \right) \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[P_{\ell-1} + \frac{i}{\ell \vec{K} \cdot \vec{\beta}} \left(\beta_x \frac{\partial P_{\ell-1}}{\partial x} + \beta_z \frac{\partial P_{\ell-1}}{\partial z} \right) \right] (\Delta N)^\ell. \quad (5.28)$$

Este resultado pode ser simplificado, supondo que $n_s(\vec{r}) = n_s(z)$, o que é uma suposição bastante razoável. Com isso, a solução $n(\vec{r}, t)$ fica:

$$n(\vec{r}, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{\ell=0}^m \left(A \frac{\vec{K} \cdot \vec{\beta}}{\omega} \right)^m \left(\frac{i \beta_z}{\vec{K} \cdot \vec{\beta}} \right)^\ell \alpha_{m, \ell} \frac{d^\ell n_s(z)}{dz^\ell} \exp[i m (\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})], \quad (5.29)$$

onde:

$$\alpha_{m,0} = 1 ,$$

$$\alpha_{m,\ell} = \frac{1}{m!} [m \alpha_{m-1,\ell} + \alpha_{m-1,\ell-1}] \quad \ell \leq m ,$$

$$\alpha_{m,\ell} = 0 \quad \ell > m .$$

Os três termos mais importantes do desenvolvimento em \bar{s} são:

$$n_0(\vec{r}, t) = n_s(z) , \quad (5.30)$$

$$n_1(\vec{r}, t) = (A \frac{\vec{k} \cdot \vec{\beta}}{\omega}) \left[n_0 + \left(\frac{i\beta_z}{\vec{k} \cdot \vec{\beta}} \right) \frac{dn_s}{dz} \right] \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] , \quad (5.31)$$

$$n_2(\vec{r}, t) = (A \frac{\vec{k} \cdot \vec{\beta}}{\omega})^2 \left[n_0 + \frac{3}{2} \left(\frac{i\beta_z}{\vec{k} \cdot \vec{\beta}} \right) \frac{dn_s}{dz} + \frac{1}{2} \left(\frac{i\beta_z}{\vec{k} \cdot \vec{\beta}} \right)^2 \frac{d^2 n_s}{dz^2} \right] \exp[2i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] . \quad (5.32)$$

Note que o termo linear envolve a primeira derivada de n_s e está associado à mesma frequência da perturbação, o termo de segunda ordem envolve também a segunda derivada de n_s e está associado ao dobro de frequência da perturbação, e assim por diante. Para um constituinte minoritário em forma de camada, n_1 se anulará próximo ao ponto onde $dn_s/dz = 0$. Nas proximidades desse local $d^2 n_s/dz^2$ não se anula, então haverá a dominância do termo não-linear n_2 .

Se as relações de polarização para ondas de gravidade (Hines, 1960) forem usadas, tem-se:

$$\left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{\beta}}{\omega} \right) \cong - \frac{1}{\gamma - 1} , \quad (5.33)$$

$$\left(\frac{i\beta_z}{\vec{k} \cdot \vec{\beta}}\right) \equiv \left(\gamma H + \frac{i}{K_z}\right), \quad (5.34)$$

que, levadas na Equação 5.31, fornecem a mesma solução dada por Chiu e Ching (1978).

CAPÍTULO 6

ANÁLISE DOS RESULTADOS

6.1 - SEPARAÇÃO EM COMPONENTES

A representação das variações da densidade de sódio com o tempo e altura por meio de níveis de densidade constantes, como foi feito nas Figuras 4.4 e 4.6, é uma maneira muito conveniente, principalmente para que se tenha uma idéia geral da função de duas variáveis. Outras formas equivalentes de apresentar esta função são: fixar cada altura e representar a variação temporal, ou fixar cada tempo e representar os perfis verticais. Às vezes, dependendo da característica que se quer evidenciar na função, uma destas outras formas de representação é mais conveniente. Assim, na Figura 6.1, é mostrada a variação temporal das densidades de sódio em cada altura de 2 em 2 quilômetros para os mesmos dados da Figura 4.6. A densidade de sódio em cada uma destas alturas é normalizada pela densidade média em cada altura, ou seja, a quantidade representada é:

$$\frac{N_{\text{Na}}(z_0, t)}{\bar{N}_{\text{Na}}(z_0)},$$

onde:

$N_{\text{Na}}(z_0, t)$ = densidade de sódio na altura z_0 em função do tempo;

$\bar{N}_{\text{Na}}(z_0)$ = média de 24 horas da densidade de sódio na altura z_0 .

Na Figura, a variação em 24 horas é repetida por mais um ciclo para efeito visual. Nota-se, na figura, que em torno de 80-82 km a variação da densidade em torno da média é essencialmente diurna e de amplitude muito grande. Entre 84 e 88 km a oscilação passa a ser principalmente semidiurna, com amplitudes decrescendo à medida que se apro

xima do pico da camada. Próximo ao pico (entre 90 e 96 km), a amplitude de variação torna-se muito pequena e acima do pico volta a crescer com dominância do modo semidiurno.

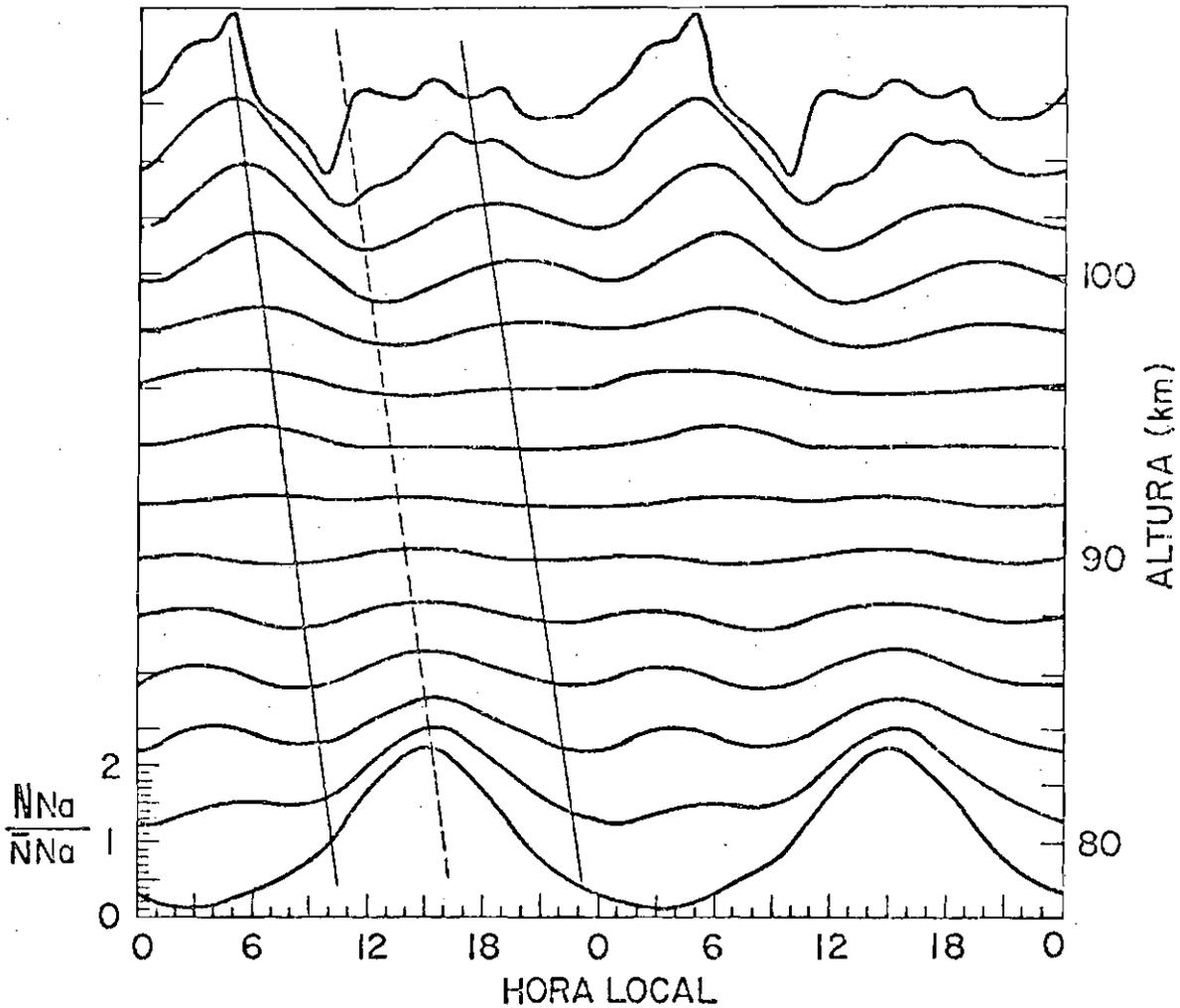


Fig. 6.1 - Variação temporal das densidades de sódio em diferentes alturas, normalizadas pela média de 24 horas em cada altura de 2 em 2 quilômetros.

Para efeito visual, a variação é repetida após 24 horas. As linhas inclinadas mostram a propagação aparente de fase.

Uma característica interessante é encontrada quando se acompanha a posição dos máximos e mínimos em função da altura. Isto é representado pelas linhas inclinadas da Figura 6.1. Vê-se que a progressão dos máximos do lado inferior da camada continua como progressão dos mínimos na parte superior dela e vice-versa. Isto indica uma mudança de 180° na fase da oscilação nas proximidades do pico da camada. A inclinação das linhas que ligam os máximos e mínimos indica que a oscilação presente tem um comprimento de onda vertical grande, porém finito.

Apesar de que o período semidiurno seja claramente dominante na maioria das faixas de altura, como se vê nas Figuras 4.6 e 6.1, a presença de um componente diurno é indicada nas alturas inferiores da camada e também nos outros níveis de altura pela diferença das amplitudes dos picos semidiurnos. Para evidenciar o componente de 24 horas, uma maneira é fazer uma média móvel dos perfis a cada doze horas, eliminando-se assim períodos menores que 12 horas. Na Figura 6.2 são mostrados alguns destes perfis médios de 12 horas, centrados em horários escolhidos. É notado que o perfil 1, centrado em 15:30 h, está todo mais baixo do que o perfil 2, deslocado de 12 horas (3:30 h). Os perfis 3 e 4, centrados em horários deslocados 6 horas dos anteriores - isto é, às 21:30 h e 9:30 h - são quase coincidentes, pelo menos nas partes laterais da camada. A análise desta figura sugere que a camada de sódio está oscilando para baixo e para cima, com o mínimo de sua excursão em torno das 15 h e o máximo em torno das 3 h. Esta análise não é válida para as proximidades do pico da camada - entre 90 e 96 km aproximadamente - indicando que neste intervalo existem outros fenômenos físicos ou fotoquímicos interferindo. A semelhança entre os perfis 2 e 3 neste intervalo indica que, nele o grande aumento da densidade se dá nos horários coincidentes entre as duas médias, isto é, entre as 4:00 h e 9:00 h.

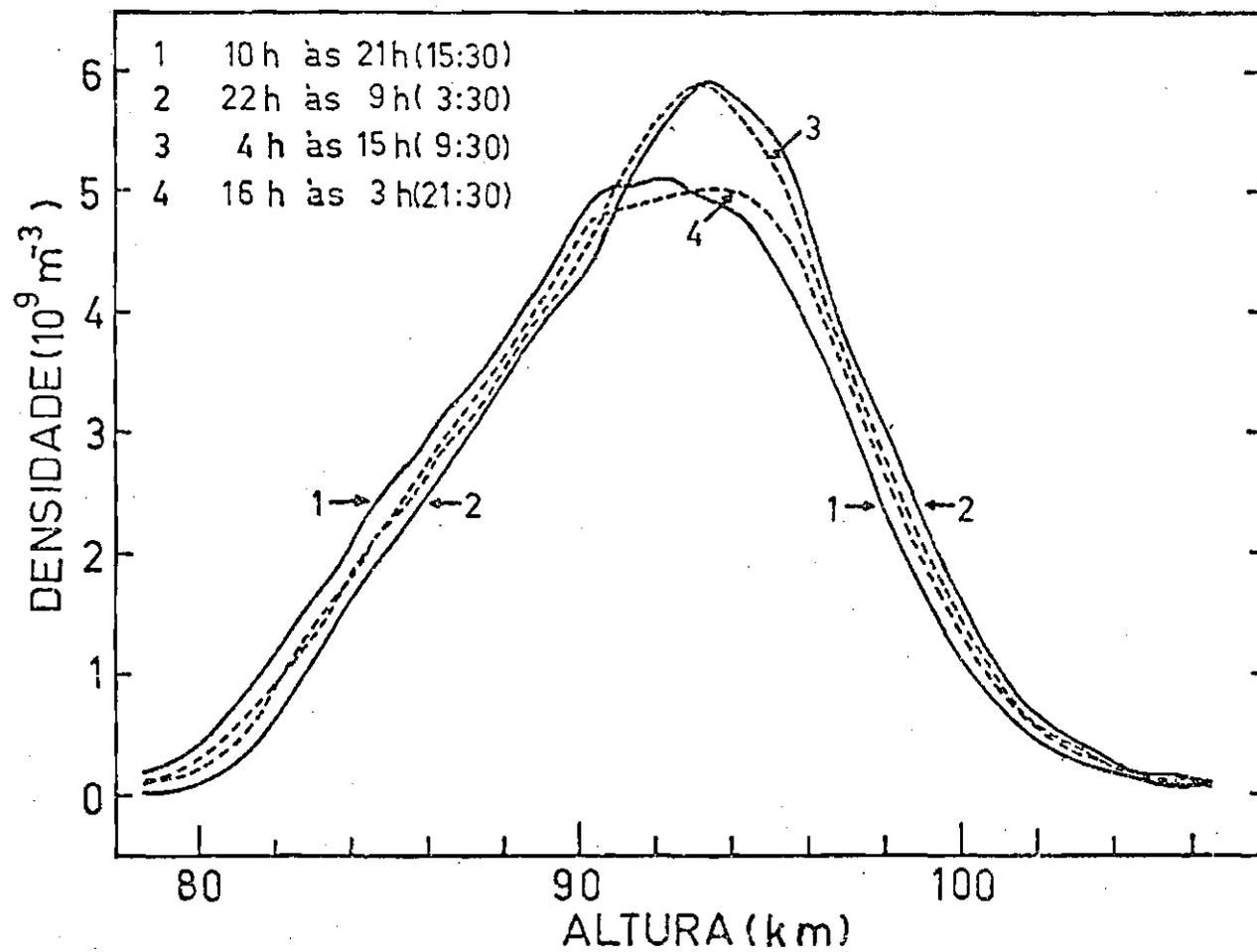


Fig. 6.2 - Perfis médios de 12 horas da densidade de sódio no período abril-agosto, 1981.

Os horários em que foram feitas as médias temporais são indicados na figura.

Para um estudo quantitativo, tanto da amplitude quanto da fase dos componentes diurno e semidiurno, o método dos mínimos quadrados foi utilizado para ajustar às densidades, em função do tempo para cada altura z_0 , a seguinte função:

$$A_0(z_0) + A_D(z_0) \cos \frac{2\pi}{24} (t - \phi_D(z_0)) + A_S(z_0) \cos \frac{2\pi}{12} (t - \phi_S(z_0)) \dots \quad (6.1)$$

onde:

$A_0(z_0)$ = amplitude média da densidade na altura z_0 ;

$A_D(z_0)$ = amplitude do componente diurno da densidade na altura z_0 ;

$\phi_D(z_0)$ = fase do componente diurno, expressa em horas da ocorrência da densidade máxima;

$A_S(z_0)$ = amplitude do componente semidiurno da densidade na altura z_0 ;

$\phi_S(z_0)$ = fase do componente semidiurno, expressa em horas da ocorrência da densidade máxima.

Os resultados desse ajuste são mostrados na Tabela 6.1. Na tabela também são mostradas as razões A_D/A_0 , A_S/A_0 e também as razões entre os componentes diurno e semidiurno, A_D/A_S . O ajuste feito tomando apenas os componentes diurno e semidiurno e deixando os componentes de frequências mais altas é justificado pelo fato de que as amplitudes dos dois primeiros componentes são bem maiores do que as demais. A inclusão destes apenas contribuiria para a diminuição do erro médio quadrático do ajuste, sem no entanto alterar os componentes principais. Uma recomposição das variações com o tempo e com a altura, tomando a soma dos componentes estacionário e diurno, determinados pelo ajuste, é mostrada na Figura 6.3(a). Analogamente, na Figura 6.3(b),

é mostrada a composição do componente estacionário com o semidiurno e finalmente na Figura 6.3(c), a composição tomando o componente estacionário, o diurno e o semidiurno. Esta figura deve ser comparada com a Figura 4.6 para mostrar que o ajuste é bom, mantendo as principais características da variação.

TABELA 6.1

AMPLITUDES E FASES AJUSTADAS À MÉDIA DA DENSIDADE DE SÓDIO
ENTRE 9.04.81 E 8.08.81

ALTURA km	A ₀	A _d	φ _d Hora	A _s	φ _s Hora	A _d /A ₀ %	A _s /A ₀ %	A _d /A _s %	
80	1,72	2,14	15,3	0,44	2,5	124,0	25,5	4,86	I
81	3,53	3,36	15,7	0,91	4,0	95,2	25,8	3,69	
82	6,40	4,04	15,6	2,03	4,2	63,1	31,7	1,99	
83	10,96	4,21	14,7	3,44	4,0	38,4	31,4	1,21	
84	15,24	3,25	16,0	4,66	4,1	21,3	30,6	0,69	II
85	20,54	3,49	15,1	5,15	3,8	16,9	25,1	0,67	
86	24,30	3,37	16,2	6,31	3,4	13,8	25,9	0,53	
87	28,89	3,47	16,5	6,75	3,0	12,0	23,4	0,51	
88	32,68	2,35	17,7	6,04	2,7	7,2	18,5	0,39	
89	37,67	1,80	16,4	5,57	2,4	4,8	14,8	0,32	
90	42,08	2,14	16,3	3,75	1,8	5,1	8,9	0,57	
91	46,81	3,40	14,4	3,60	2,1	7,2	7,7	0,93	
92	50,77	3,77	9,1	1,44	4,7	7,4	2,8	2,64	III
93	53,19	6,11	7,3	4,03	5,4	11,5	7,6	1,51	
94	54,01	8,82	6,1	5,63	6,1	16,3	10,4	1,57	
95	52,07	7,66	4,6	4,62	5,3	16,2	8,9	1,82	
96	47,82	8,42	3,7	3,61	5,0	17,5	7,5	2,33	
97	39,91	5,76	3,3	4,22	6,4	14,4	10,6	1,35	
98	31,38	4,47	3,5	6,46	6,9	14,2	20,6	0,69	IV
99	23,81	5,01	3,4	8,11	6,9	21,0	34,1	0,62	
100	16,73	3,89	3,3	6,23	6,5	23,2	37,2	0,62	
101	11,27	3,02	4,2	5,03	6,1	26,8	44,6	0,60	
102	6,73	2,01	2,9	3,60	5,7	29,8	53,0	0,56	
103	4,07	0,92	3,0	2,20	4,9	22,6	54,0	0,42	
104	2,61	0,78	4,1	2,27	5,4	29,9	87,0	0,34	

As amplitudes são dadas em 10^8 átomos.m⁻³.

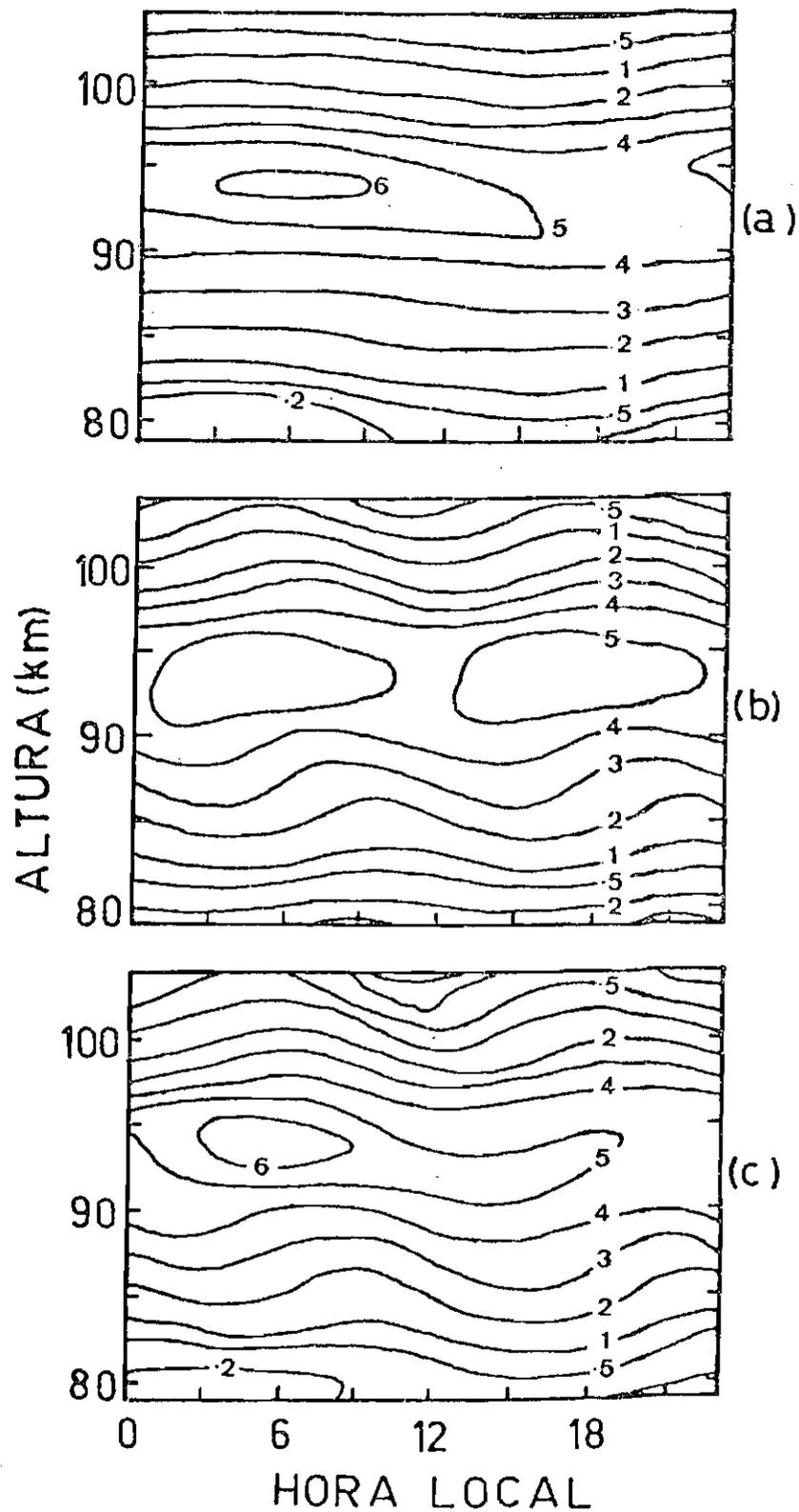


Fig. 6.3 - Recomposição das variações da densidade de sódio com o tempo e a altura tomando-se os componentes estacionário e diurno (a), estacionário e semidiurno (b) e estacionário, diurno e semidiurno (c).

Níveis de densidade em 10^9 átomos. m^{-3} .

A variação das amplitudes e das fases dos componentes com a altura é melhor evidenciada nas Figuras 6.4 e 6.5. A análise da Figura 6.4 mostra que algumas regiões com comportamentos distintos estão definidas:

- Região I - Há forte dominância do componente A_D sobre A_S e a amplitude A_D decresce rapidamente com a altura.
- Região II - Nesta região, que corresponde à lateral inferior da camada, o componente A_S domina sobre A_D . A_D varia de aproximadamente 5 a 20% enquanto A_S de 10 a 30%.
- Região III - Próximo ao pico, ambas as amplitudes são pequenas com dominância de A_D sobre A_S .
- Região IV - A amplitude A_S cresce mais rapidamente que A_D , com a primeira variando entre 30 e 80% e a última entre 15 e 30%.

A descrição da variação da fase dos componentes com a altura é feita através da Figura 6.5. Na Figura 6.5(b) é representada a fase do componente semidiurno, enquanto na Figura 6.5(a), a fase do componente diurno. É importante notar que a defasagem de aproximadamente 180° entre as variações na parte superior e inferior da camada ocorre tanto no componente diurno como no semidiurno. Para o propósito de continuidade, a variação abaixo da camada é repetida defasada de 180° com linhas tracejadas. Nota-se também o comportamento distinto das fases na região III, evidenciado por barras horizontais. Vê-se que o componente semidiurno apresenta características de propagação vertical com comprimento de onda aproximado de 50 km. Já a fase do componente diurno se mostra quase fixa em torno das 3 h (em cima) ou das 15 h (em baixo).

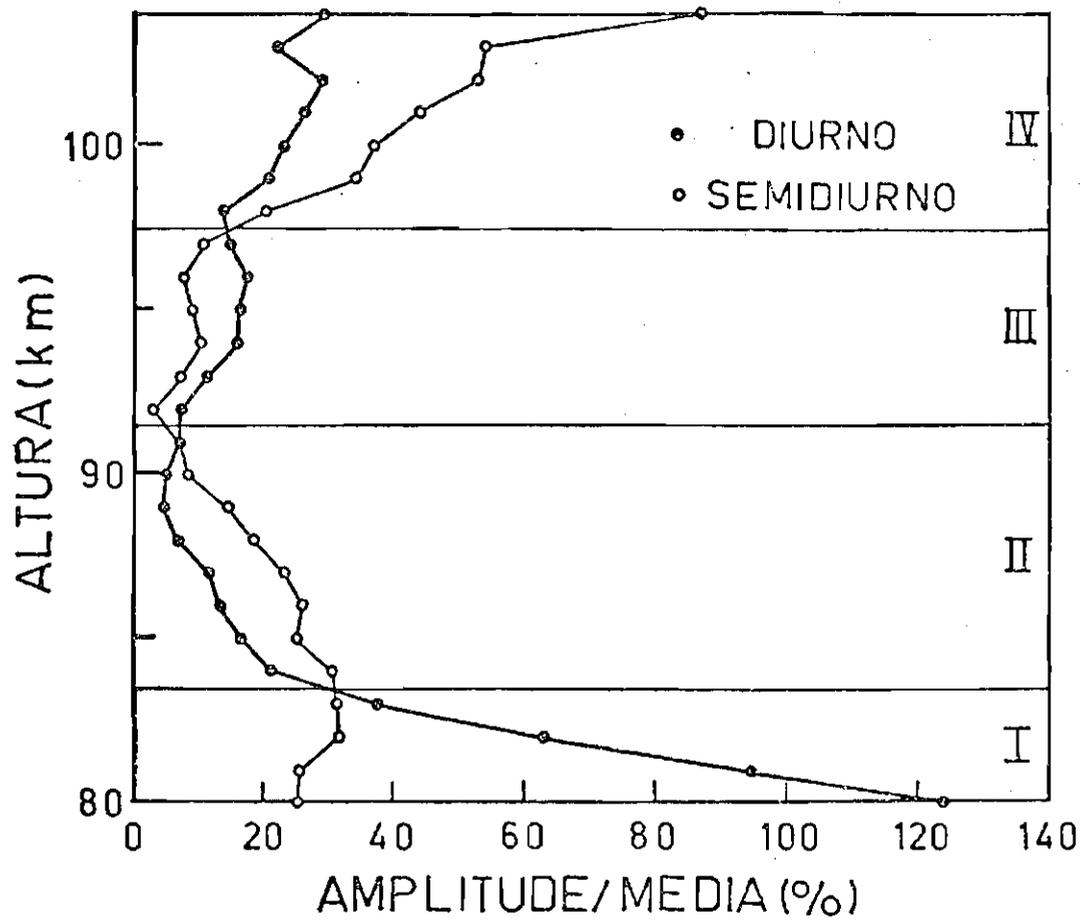


Fig. 6.4 - Razões entre as amplitudes médias (diurna e semi-diurna) e o componente estacionário determinadas pelo método dos mínimos quadrados.

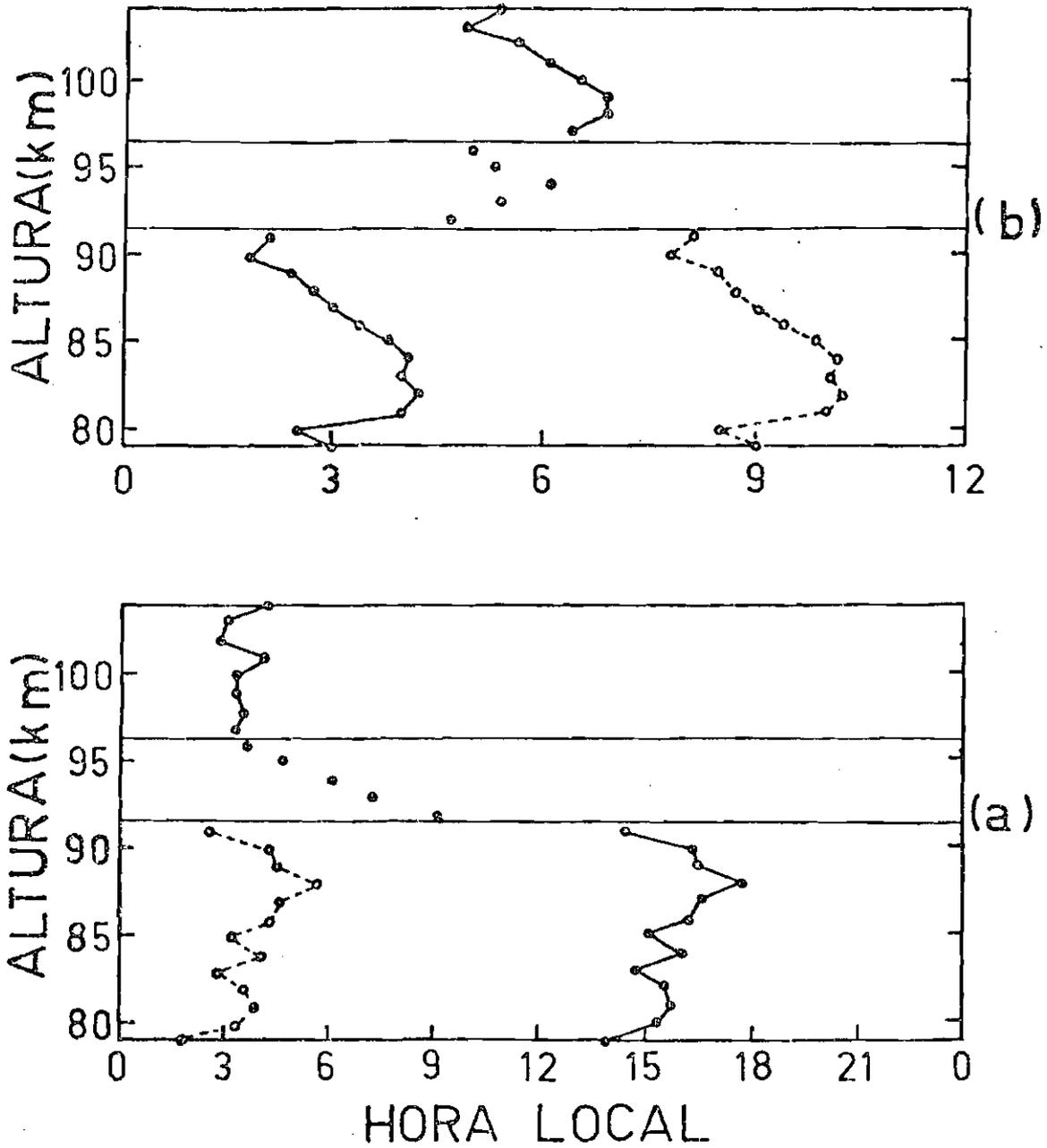


Fig. 6.5 - Fases dos componentes diurno (a) e semidiurno (b) da variação da densidade de sódio com a altura de 1 em 1 km.

- Hora de máxima densidade.
- Hora de mínima densidade.

Uma questão que pode surgir é se a média dos dias apresentados é realmente representativa, ou se há alguma tendência motivada pela presença de dias com densidades muito altas ou baixas. Para ver isto, foram feitas médias parciais tomando separadamente apenas as séries de dados mais longas e com poucas falhas nas médias horárias. Na Figura 6.6 são mostradas em forma de níveis de densidades as variações médias do sódio para os períodos de 11.05.81 a 15.05.81 (Figura 6.6(a)) e de 3.08.81 a 8.08.81 (Figura 6.6(b)). Pode-se ver que as principais características, ou seja, as oscilações quase semidiurnas nos níveis de densidade 1, 2, 3 e 4; o aumento da densidade em baixo, com máximo em torno das 15 horas; estão presentes em ambos os conjuntos de dados. Próximo ao pico da camada as diferenças são maiores, porém ambos apresentam dois aumentos por dia, um bem maior do que o outro, mas os horários não coincidem.

As fases dos componentes diurno e semidiurno para as duas sequências anteriores são mostradas na Figura 6.7. Observa-se que as fases para os componentes semidiurnos concordam muito bem para os dois conjuntos de dados nas faixas de 82-88 km e acima de 97 km, indicando que nestas faixas de altura o comprimento de onda dominante é bastante estável. No caso do componente diurno as duas sequências têm comportamentos distintos na maioria das faixas de altura. A sequência de 11.05.81 a 15.05.81 apresenta propagação de fase tanto em baixo como em cima da camada. A sequência de 3.08.81 a 8.08.81 apresenta a fase oscilando em torno das 3 h acima do pico, propagante entre 84 e 95 km e estranhamente sofrendo um salto de aproximadamente 180° entre 83 e 84 km, ficando em torno das 15 horas abaixo de 83 km. A interpretação para o fato é que o comportamento médio do componente semidiurno, isto é, uma onda propagante com comprimento de onda vertical de aproximadamente 50 km, surge da dominância deste modo todos os dias, com a ocorrência de máximos e mínimos aproximadamente à mesma hora. No caso diurno, no entanto, há em dias individuais e em grupos de poucos dias a dominância de modos propagantes, porém a fase destes modos é muito variável; assim, a média de vários dias, evidencia um modo mais fraco, evanescente, mas com fase estável.

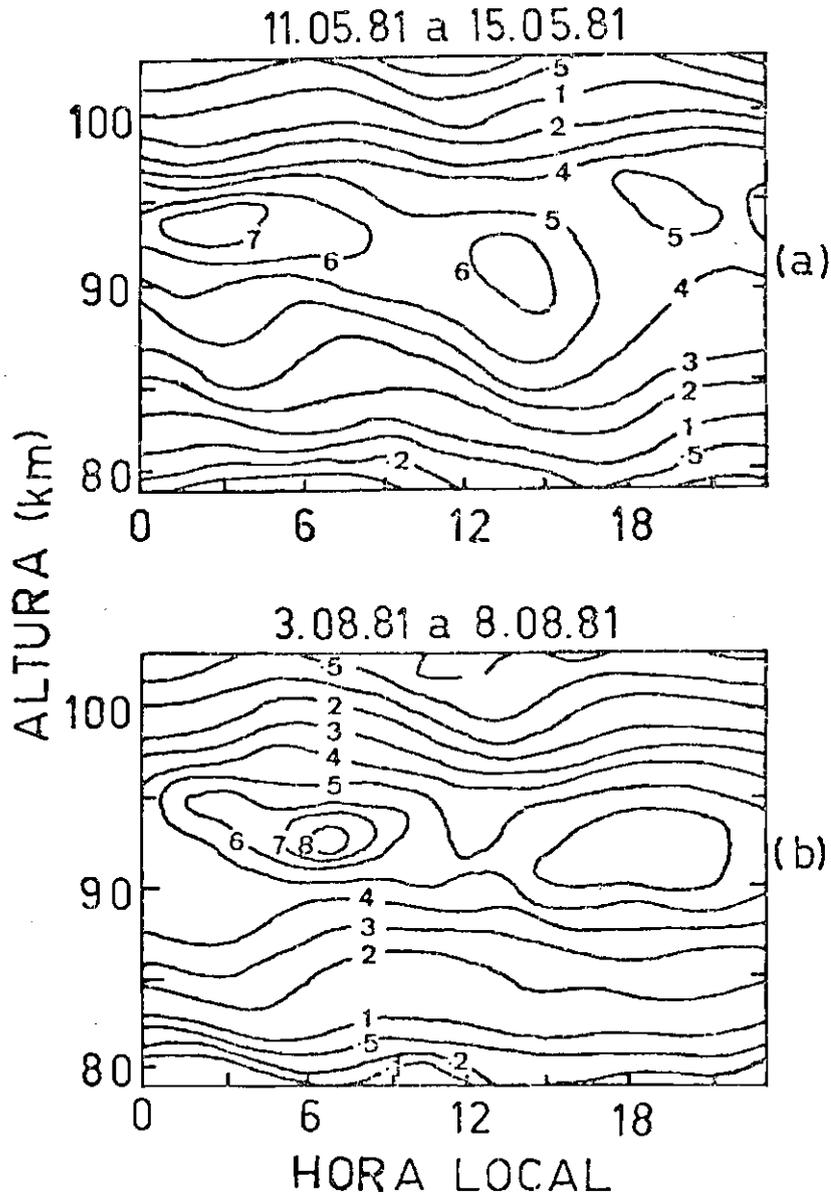


Fig. 6.6 - Níveis de densidade de sódio para as médias de duas seqüências de dados: 11.05.81 a 15.05.81 (a) e 3.08.81 a 8.08.81 (b).

Os níveis são dados em 10^9 átomos·m⁻³.

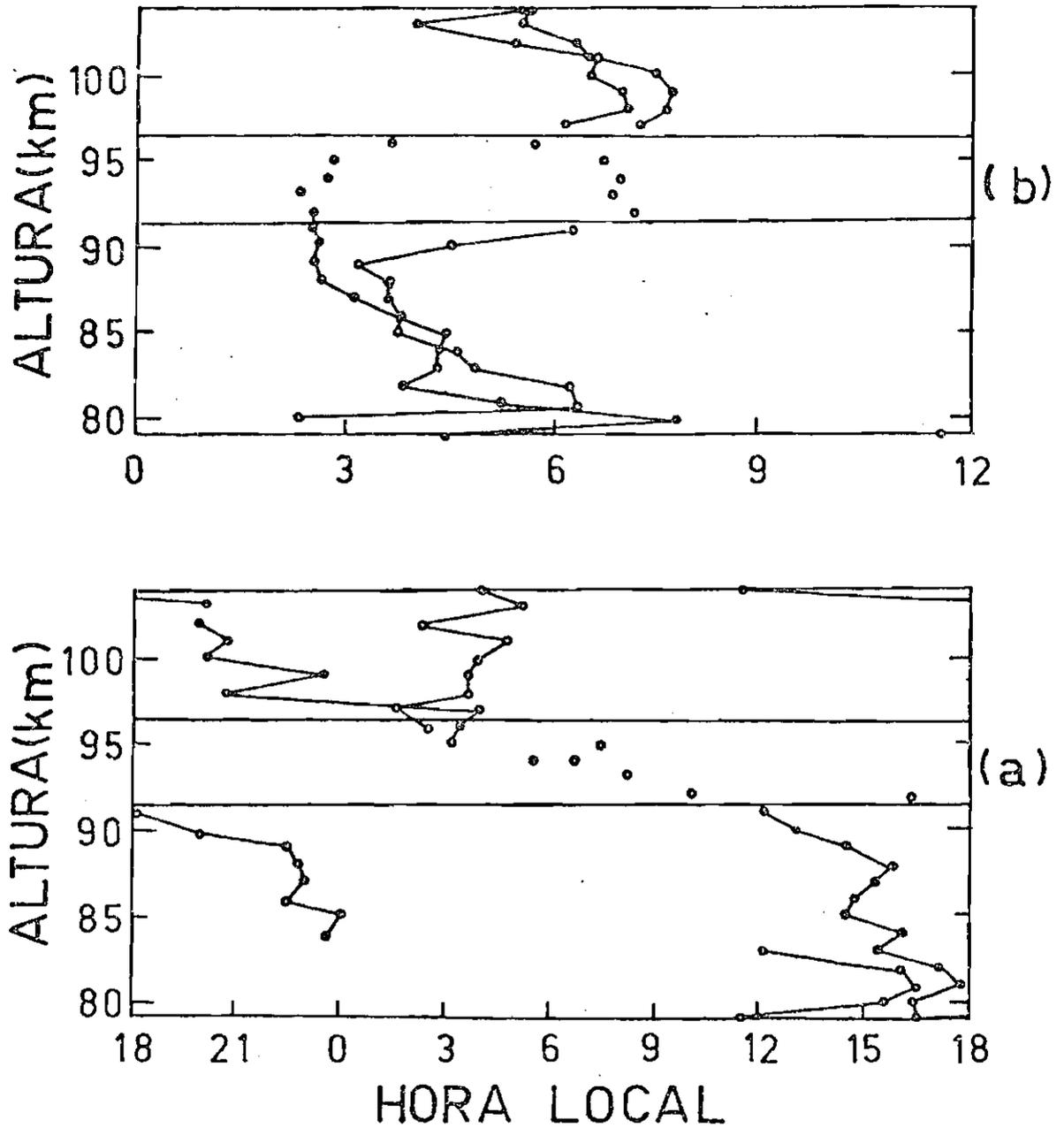


Fig. 6.7 - Fases dos componentes diurno (a) e semidiurno (b) da variação da densidade de sódio com a altura para as seqüências de 11.05.81 a 15.05.81 e de 3.08.81 a 8.08.81.

●-●-● Sequência de 11.05.81 a 15.05.81.

○-○-○ Sequência de 3.08.81 a 8.08.81.

Como já foi dito, o estudo do comportamento das amplitudes e fases em dias individuais é dificultado pelo alto nível de ruído nos dados e pela presença de variações que não são originadas por marés. No entanto, as amplitudes e fases observadas apresentam, pelo menos em algumas faixas de altura, variações consistentes entre alturas adjacentes. Na Figura 6.8 são mostradas as fases dos componentes diurno e semidiurno para três dias em que se tem todas as médias horárias. Observa-se que as fases dos componentes semidiurnos para estes três dias são quase coincidentes acima de 98 km, porém em outras alturas adjacentes ocorrem variações bruscas. Entre 83 e 90 km, a fase já varia mais entre os três dias, porém a tendência geral é a mesma. No caso diurno, é interessante notar que para cada dia individual há uma propagação consistente de fase com a altura ao longo de vários quilômetros, indicando a dominância de modos com comprimentos de onda pequenos, principalmente abaixo de 95 km. No entanto, verifica-se que a fase varia muito entre cada dia, o que em média tenderá a anular estes modos. É interessante notar também que, acima de 95 km, às vezes a fase tende a crescer com a altura, o que pode ser uma indicação da reflexão da maré diurna em alturas maiores, o que está consistente com algumas medidas experimentais da maré diurna, discutidas no Capítulo 2 (Fellous et alii, 1975).

A presença de componentes de 12 e 24 horas nas variações da densidade de sódio em 24 horas já é uma indicação de que o fenômeno responsável por estas variações é a propagação de marés na região da mesopausa. Porém, alguns efeitos de certo modo inesperados, como a mudança de 180° na fase dos componentes, abaixo e acima do pico da camada; o comportamento diferente nas proximidades do pico; as grandes amplitudes de variação, principalmente na parte inferior da camada, fazem com que se leve em conta o efeito da propagação de ondas atmosféricas sobre constituintes minoritários distribuídos em forma de camadas estreitas - como a camada de sódio - para que se tenha uma interpretação correta dos resultados.

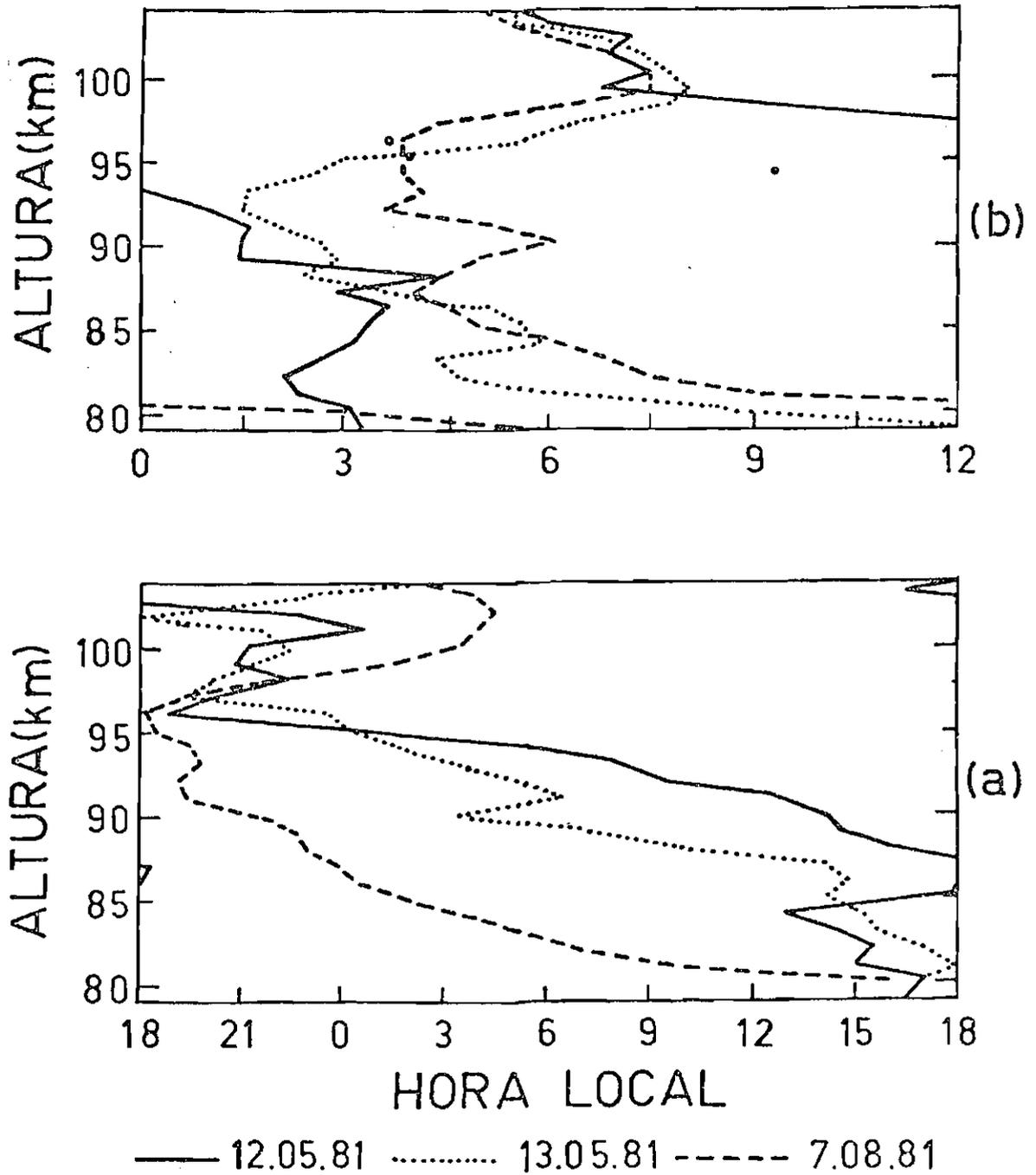


Fig. 6.8 - Fases dos componentes diurno (a) e semidiurno (b) da variação da densidade de sódio com a altura, para três dias em que se tem uma sequência completa de dados.

6.2 - APLICAÇÃO DA TEORIA DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM CAMADAS

A separação da densidade de sódio em seus componentes diurno e semidiurno mostra um comportamento que não pode ser explicado diretamente como a variação da densidade atmosférica, porém, extremamente consistente com o efeito das marés atmosféricas sobre a camada, como foi apresentado no Capítulo 5. As mudanças de fases em 180° pouco acima do pico da camada, bem como as altas amplitudes de $\Delta n/n_0$, maiores que as perturbações esperadas na densidade atmosférica, são coerentes com a dominância do termo T_2 da Equação 5.8a. Na Figura 6.9 é mostrada a amplitude do termo T_2 para um período $T = 24$ h, um vento vertical constante com a altura de amplitude 5 cm.s^{-1} - que é um valor razoável para o vento vertical nesta altura - e para o modelo $n_0(z)$ que é o perfil médio de sódio. Vê-se que o efeito sobre $\Delta n/n_0$ é bem grande, atingindo até 60% na extremidade inferior da camada. Mostra-se também na Figura 6.9 a contribuição de um termo $T_1 = \Delta N/N_0 = 5\%$ - valor também razoável para a perturbação da densidade atmosférica. A maneira com que este termo vai somar ou subtrair com T_2 depende da fase relativa entre w (vento vertical) e $\Delta N/N_0$. Se a fase de $\Delta N/N_0$ estiver 90° avançada em relação a w , o efeito de $\Delta N/N_0$ será o de aumentar a amplitude acima do pico e diminuir-la abaixo. Na Figura 6.9 o efeito é como se deslocasse a linha de amplitude zero para a linha de amplitude $\Delta N/N_0$. Vê-se que o ponto onde há a inversão de fase também se altera com a contribuição $\Delta N/N_0$. Os dados experimentais (Figura 6.5) mostram que esta altura está entre 92 e 98 km. Uma contribuição grande de $\Delta N/N_0$ daria este ponto fora deste intervalo, o que dá mais apoio à conclusão que o termo T_2 é dominante.

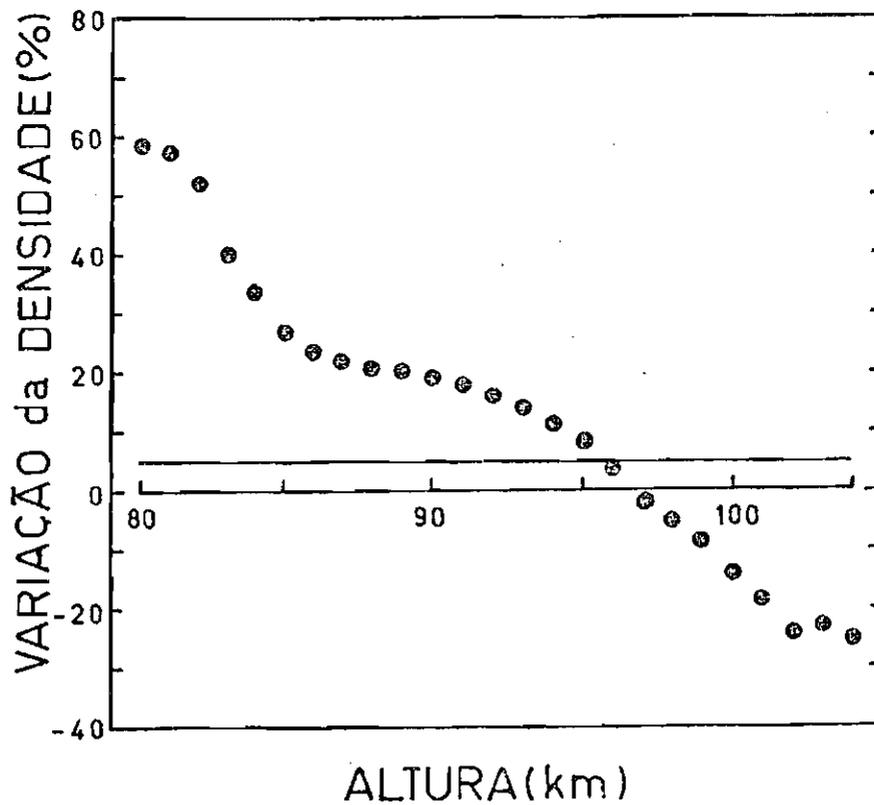


Fig. 6.9 - Amplitude do termo T_2 da Equação 5.8a para $T = 24$ h, $w = 5$ cm s^{-1} e para o perfil médio de sódio ($n_0(z)$).

Podem-se obter informações sobre o vento vertical, fazendo algumas suposições. Vê-se, da Equação 5.8, que a variação fracional de n é dada pela soma de dois termos:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = T_1 + T_2 . \quad (6.2)$$

Fora das proximidades do pico da camada, a variação de n é muito grande e, portanto, quase toda devida ao termo T_2 . Tem-se nessas alturas $T_2 \gg T_1$. Com isto pode-se aproximar a Equação 5.8 por:

$$\frac{\Delta n}{n_0} \approx \frac{iT}{2\pi} \left(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dz} - \frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dz} \right) w ,$$

onde, fazendo-se

$$-\frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dz} = \frac{1}{H_0},$$

tem-se:

$$w \approx \frac{(-i2\pi)}{T} \frac{\Delta n/n_0}{\left(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dz} + \frac{1}{H_0}\right)} \quad (6.3)$$

Os termos $\Delta n/n_0$ para cada componente (diurno e semidiurno) são obtidos dos dados experimentais (Tabela 6.1) bem como o termo $(1/n_0 \cdot dn_0/dz + 1/H_0)$, que só depende dos perfis médios do sódio e da atmosfera. A forma funcional do termo $(1/n_0 \cdot dn_0/dz + 1/H_0)$ é a mesma da Figura 6.9. Certamente esta determinação será tanto mais correta quanto menor for o efeito da variação da densidade atmosférica em relação ao efeito do vento. Esta determinação para os componentes diurno e semidiurno é mostrada na Figura 6.10. A faixa sem dados corresponde à parte próxima ao pico, onde T_1 é maior ou da ordem de T_2 e a determinação portanto não é válida. Valores típicos para a amplitude do vento diurno (Figuras 6.10(a)) estão entre 2 e 4 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ na parte lateral inferior da camada e entre 4 e 6 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ próximo à lateral superior. Áreas hachuradas correspondem a valores muito altos que podem ser devidos a incertezas do método, devido à proximidade do pico, efeitos não-lineares ou variações de natureza não-dinâmica, que contribuem para as amplitudes determinadas. A Figura 6.10(b) mostra o vento semidiurno. Valores típicos dele estão entre 5-10 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ em baixo e 10-20 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ em cima.

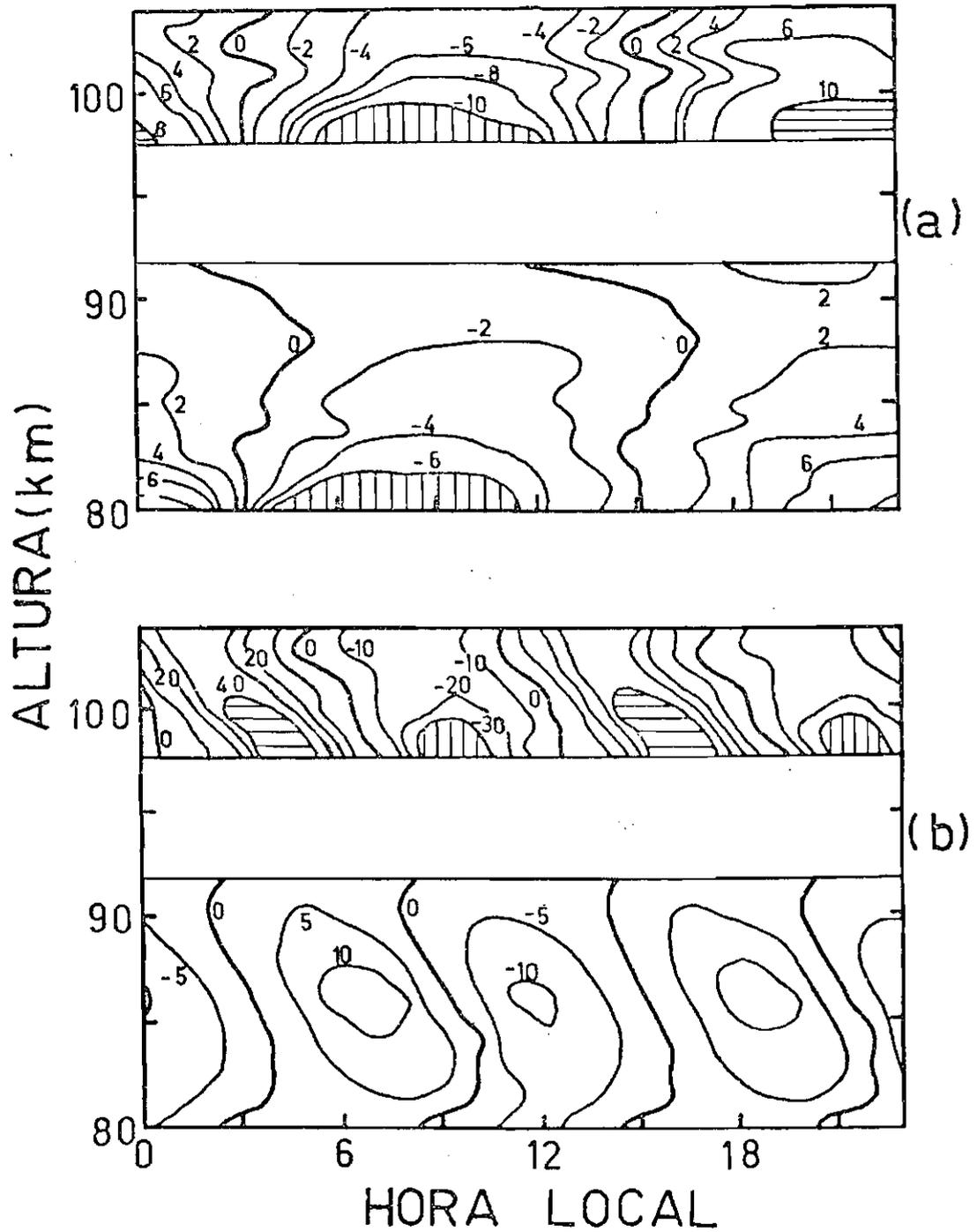


Fig. 6.10 - Velocidade vertical inferida pela fórmula 5.8, sendo (a) diurna e (b) semidiurna.

A faixa sem valores corresponde à parte da camada onde não é válida a aproximação feita sobre a Equação 5.8.

6.3 - COMPARAÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS COM MODELOS DE MARES

Foi visto que a variação da densidade medida de sódio é uma consequência do efeito conjunto da variação da densidade atmosférica e do vento vertical. Portanto, tem-se que não se pode determinar em todas as alturas, com precisão, nem $\Delta N/N_0$ nem w , pois tem-se apenas a Equação 5.8 e duas incógnitas. No entanto, devido à dominância do termo devido ao vento vertical, próximo às extremidades da camada foi possível inferir nesta região, com alguma confiabilidade, o vento vertical. Por outro lado, próximo ao pico da camada, se é válida a aproximação linear e se as variações são apenas de natureza dinâmicas, tem-se que:

$$\frac{\Delta n}{n_0} \approx \frac{\Delta N}{N_0}$$

A comparação mais importante que se pode fazer é entre a fase da oscilação induzida pela maré, com modelos teóricos ou outras medidas experimentais. Uma vez que tanto $\Delta N/N_0$ e w têm as mesmas estruturas latitudinais (veja o Capítulo 2), a dominância de modos será a mesma em ambas as variáveis. Na Figura 6.11 são mostradas as fases de $\Delta n/n_0$, bem como as fases de ΔN e w para o modelo de Forbes (1982a, 1982b) - denotado como modelo (F) - para os casos diurno e semidiurno. Também o modelo de Lindzen e Hong (1974) - denotado por modelo (LH) - para o caso semidiurno. É mostrado também por linhas pontilhadas a variação em Δn que seria esperada pelo efeito de w para os dois modelos. As linhas cheias mais espessas se referem a $\Delta N/N_0$. Tabulações de u , v , w e δT para o equinócio e solstícios são disponíveis a cada 6° de latitude, de 0 a 400 km de altura, em Forbes e Gillette (1982). Valores de $\Delta N/N_0$ geralmente não são publicados na literatura pois este parâmetro não é acessível à maioria dos métodos experimentais de medidas na atmosfera. Assim os valores de $\Delta N/N_0$ foram obtidos para as latitudes de 0° , 30° e 60° , diretamente com o autor (Forbes, 1982, comunicação pessoal). O modelo para w em 24° de latitude difere pouco do modelo a 30° , portanto esta última latitude é escolhida porque há modelos tanto para w quanto para $\Delta N/N_0$. A característica mais evidente dos modelos

semidiurnos é a propagação de fase com comprimentos de onda entre 30 e 60 km. A perturbação na densidade de sódio (Δn) tem comprimento de onda médio de ~50 km. Ambos os modelos (F) e (LH) apresentam comportamento semelhante de $\Delta N/N_0$ entre 85 e 105 km. A fase de $\Delta n/n_0$ está próxima a estes valores teóricos em torno de 95 km, nas proximidades do pico da camada. A fase do modelo (F) de w , deslocada de 90° , concorda muito bem com os dados experimentais na parte inferior da camada. Na parte superior, há uma boa concordância no comprimento de onda, porém com um deslocamento de fase de ~1 hora. O modelo (F) usado é o equinocial. O modelo para inverno mostra resultados semelhantes nas amplitudes e comprimentos de onda, porém as fases de w e $\Delta N/N_0$ estão cerca de 2 horas adiantadas.

Para o caso diurno, como já foi salientado no Capítulo 4, o fato mais inesperado é a ausência de propagação vertical de fase de $\Delta n/n_0$. Esta fase está próxima de 3 h na parte superior da camada e de 15 h na parte inferior. Tanto o modelo clássico (Chapman and Lindzen, 1970) quanto o modelo (F) - veja a Figura 6.11 - prevêem a dominância do modo propagante $S_{1,1}$ com comprimento de onda entre 25-30 km em baixas latitudes. Os dados experimentais são mais consistentes com um modo evanescente, porém de acordo com a teoria clássica (veja Batista, 1976) estes são bastante fracos. O modelo (F) também prevê a dominância de modos evanescentes apenas para latitudes médias e altas. Como foi mostrado no Capítulo 4, a dominância deste modo na média geral não exclui a presença do modo propagante em dias individuais, mas, devido à grande variação dia a dia da fase do modo $S_{1,1}$, seu efeito desaparece na média, dando a dominância do modo evanescente, mais fraco, porém com fase mais regular. Esta grande variabilidade de fase da maré diurna tem sido comentada por alguns autores (Spizzichino, 1969; Woodman, 1977). A explanação dada para o fato é que a maré diurna é na verdade uma oscilação quase periódica aleatória, com o período instantâneo variando entre 17 e 35 horas (Spizzichino, 1969). Seu espectro não é um pico estreito centrado em 24 horas, mas uma banda larga variando entre os períodos acima citados. É fácil ver que uma oscilação com $T \sim 30$ horas, se parada em partes de 24 horas de duração, após dois dias estará quase em antifase com a parte de 24 horas do primeiro dia.

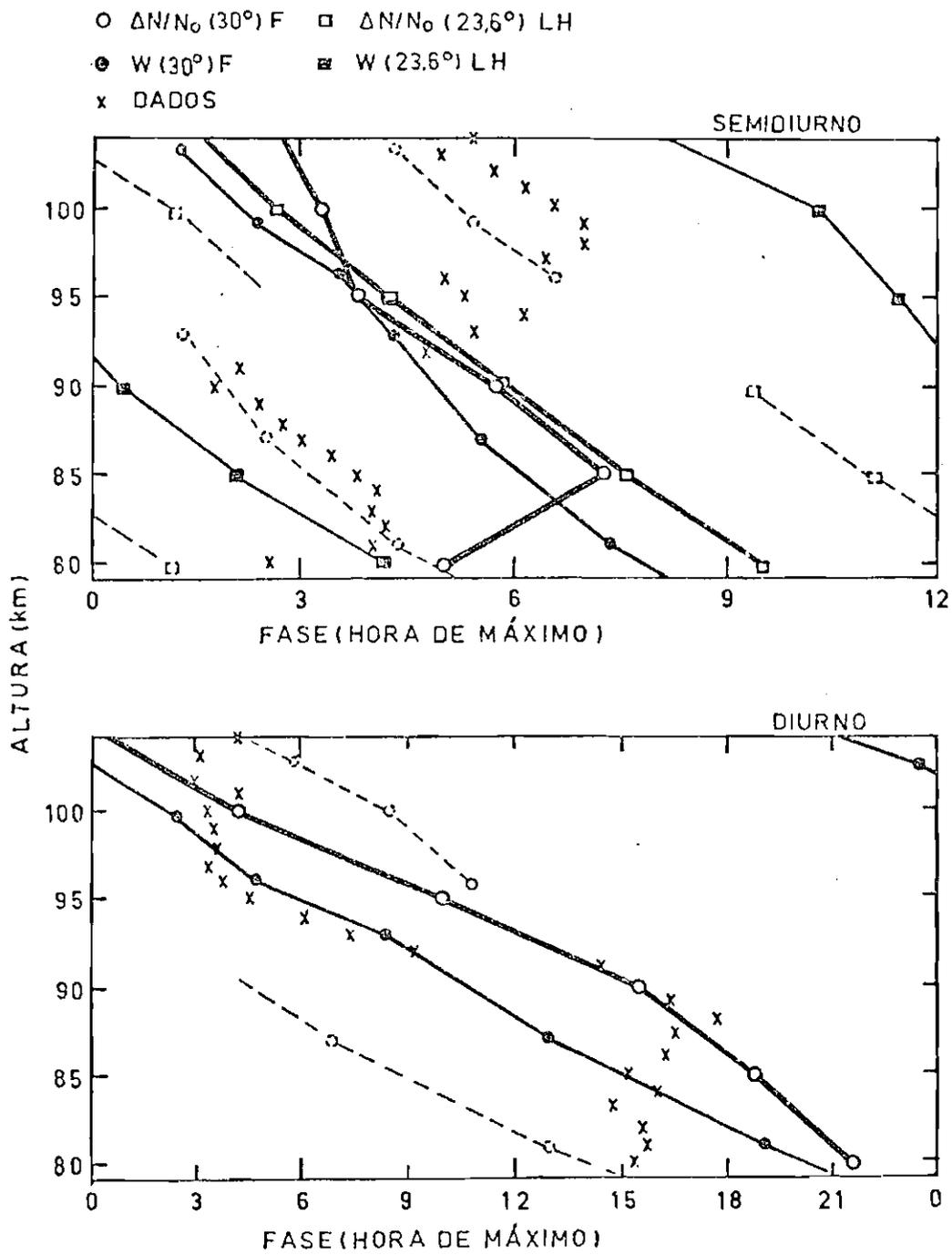


Fig. 6.11 - Fases da densidade de sódio comparadas com as fases de $\Delta N/N_0$ e w dos modelos (LH) de Lindzen e Hong (1974) e (F) de Forbes (1982a, 1982b).

A Tabela 6.1 e a Figura 6.4 mostram que as amplitudes dos componentes diurno e semidiurno têm importâncias equivalentes na região da mesopausa em 23^oS. É interessante notar o crescimento do componente semidiurno acima de 98 km. Este comportamento é coerente com os modelos e com os dados experimentais da maré em diversas partes do mundo, como foi discutido no Capítulo 3.

6.4 - SIMULAÇÕES

Nesta Seção serão apresentadas algumas simulações do efeito de um vento vertical e de uma perturbação na densidade atmosférica sobre a camada de sódio. Inicialmente, estuda-se o efeito de alguns modelos de vento e densidade, usando a Fórmula 5.8 e, como densidade básica, a média $n_0(z)$ apresentada na Figura 4.5.

Usando o modelo clássico das marés atmosféricas e os programas de cálculos dados em Batista (1976), estudou-se o efeito dos principais modos teóricos sobre a camada de sódio. Na Figura 6.12 é mostrada a simulação do efeito do principal modo evanescente diurno, $(H)_1^{-2}$. Esta figura deve ser comparada com a Figura 6.3. As amplitudes do vento e da perturbação na densidade para este modelo são muito pequenas, assim, para conseguir perturbações na densidade do sódio da mesma ordem de grandeza que as medidas, o modelo de $\Delta N/N_0$ foi multiplicado por 2 e o de w por 4. Observa-se que, além das amplitudes insuficientes para explicar as variações observadas, a fase teórica prevista para este modo não concorda com a fase determinada. A simulação com o modelo diurno (F) também não se assemelha à estrutura observada, pois nele há a dominância de comprimentos de onda pequenos.

Cálculos semelhantes para alguns modelos semidiurnos são mostrados na Figura 6.13. A Figura 6.13(a) mostra a simulação para o modelo clássico $(H)_2^2$. Amplitudes próximas às observadas nas partes laterais da camada são obtidas multiplicando w e ΔN por 2. Note que este modelo não reproduz a inversão de 180^o em fase abaixo e acima do pico. A razão disto é que este modelo prevê uma baixa relação entre w (em cm.s^{-1}) e $\Delta N/N_0$ (em porcentagem). Na Figura 6.13(b) é mostrada a

simulação com o modelo $(H) \frac{1}{2}$. Como foi discutido no Capítulo 2, este modo apresenta comprimento de onda consistente com as medidas experimentais, porém a amplitude calculada do modo está subestimada. As amplitudes de w e ΔN devem ser multiplicadas por 4 para se terem as amplitudes Δn da ordem de grandeza observada. Vê-se que esta simulação de um modo geral é mais consistente com as observações (Figura 6.3(b)), porém as fases absolutas não concordam e o crescimento da amplitude com a altura é menor do que o observado. Finalmente, na Figura 6.13(c) é mostrada a simulação para o modelo de Lindzen e Hong (1974) para 18° de latitude. O comprimento de onda previsto concorda com o experimental, porém a fase absoluta não. Este modelo também prevê uma razão $w/(\Delta N/N_0)$ menor do que a necessária para dar a dominância do termo T_2 na Equação 5.8; além disso, o modelo prevê um crescimento das amplitudes com a altura bem maior que o observado.

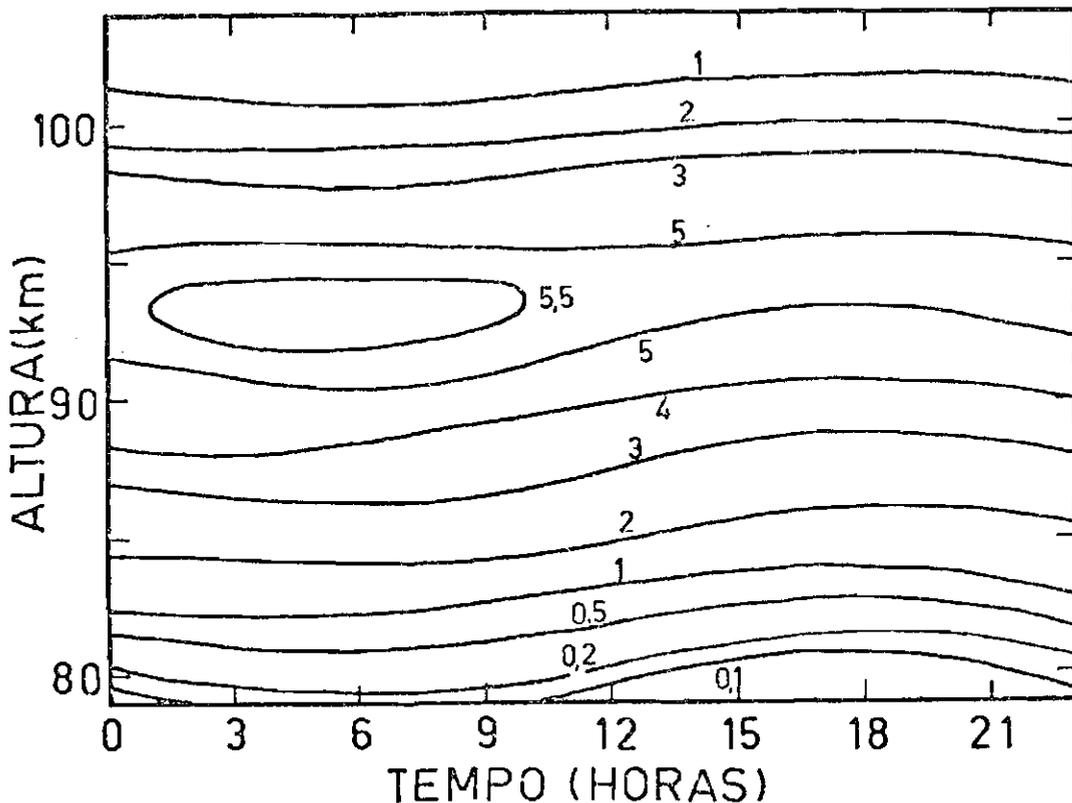


Fig. 6.12 - Simulação da variação produzida sobre o perfil médio de sódio usando a Fórmula 5.8; o modelo para ΔN e w é o modo $(H) \frac{1}{2}$ da maré diurna clássica, com $\Delta N \times 2$ e $w \times 4$ devido aos pequenos valores dados pela teoria.

Níveis de densidade em 10^9 átomos. m^{-3} .

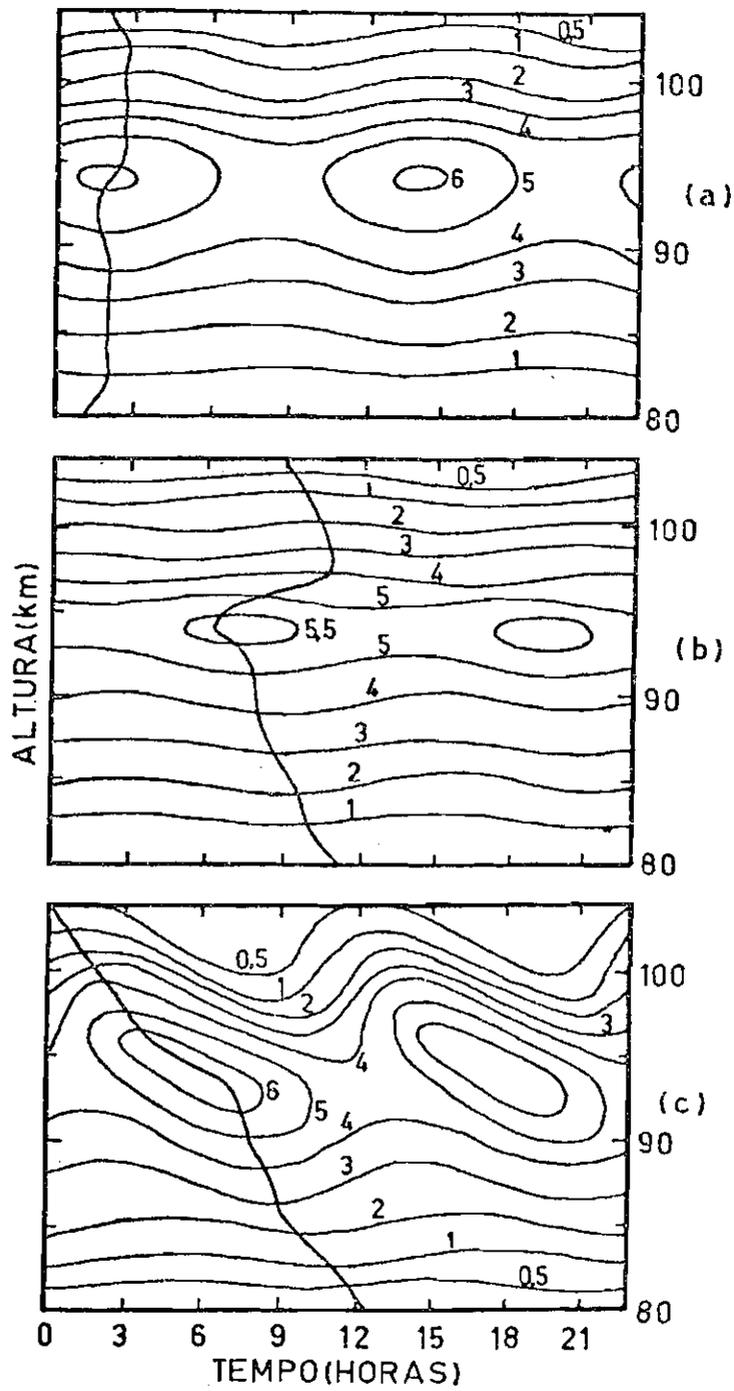


Fig. 6.13 - Simulação da variação produzida sobre o perfil médio de sódio usando a Fórmula 5.8.

(a) simulação com o modelo $(H)_2$ clássico; (b) simulação com o modelo $(H)_2$ e (c) simulação com o modelo LH. É mostrada também a fase (hora de máximo) em função da altura. Níveis de densidade em $10^9 \text{ átomos} \cdot \text{m}^{-3}$.

Um ponto que chamou a atenção nos dados experimentais foi a grande amplitude do componente diurno na parte inferior da camada. A fim de examinar se apenas a dinâmica pode ser responsável por tão grande variação, foi construído um modelo simplificado, com valores razoáveis de w e $\Delta N/N_0$. A resposta linear da camada a este modelo foi então examinada. O raciocínio utilizado para construir este modelo simplificado foi que:

- 1) nas extremidades da camada, o efeito principal é o do vento vertical, que está 90° em fase atrasado com relação a Δn em cima e 90° em fase adiantado em baixo;
- 2) as amplitudes de w e ΔN são grandes e decrescentes entre 80 e 85 km;
- 3) as fases de w e ΔN são tomadas constantes com a altura (para o modelo diurno) e ΔN está 90° adiantada em relação a w , o que é verdadeiro para modos evanescentes.

Este modelo é mostrado na Tabela 6.2. Uma perturbação de 2% na densidade atmosférica é suposta na maioria das alturas, decrescendo linearmente entre 79 e 85 km de 4,4 a 2%. A velocidade vertical decresce linearmente de 8,4 a 3,0 cm.s^{-1} entre 79 e 85 km, tem valor constante de 3,0 cm.s^{-1} entre 85 e 95 km e de 3,9 cm.s^{-1} entre 96 e 104 km. A fase escolhida para w é às 21 h e para $\Delta N/N_0$ é 3 h. O termo T_2 devido a esta velocidade vertical e o modelo médio de $n_0(z)$ é também mostrado em amplitude e fase, bem como as amplitudes e fases resultantes $\Delta n/n_0$. Notam-se as grandes amplitudes do termo T_2 , principalmente na parte inferior da camada. A fase do termo se inverte entre 96 e 97 km. As amplitudes de T_2 e $\Delta N/N_0$ se somam acima da altura de inversão e se subtraem abaixo, dando em consequência o máximo de $\Delta n/n_0$ às 3 h em cima e às 15 h em baixo.

TABELA 6.2

MODELO PARA $\Delta N/N_0$ E w ; CONTRIBUIÇÃO DO TERMO T_1 A $\Delta n/n_0$ E $\Delta n/n_0$
 RESULTANTE DA APLICAÇÃO DA EQUAÇÃO 5.8

ALTURA (km)	$\Delta N/N_0$ (AMP)	$\Delta N/N_0$ (FASE)	w (AMP)	w (FASE)	T_1 (AMP)	T_1 (FASE)	$\Delta n/n_0$ (AMP)	$\Delta n/n_0$ (FASE)
104	2,0	3,0	3,9	21,0	18,5	3,0	20,5	3,0
103	2,0	3,0	3,9	21,0	16,2	3,0	18,2	3,0
102	2,0	3,0	3,9	21,0	18,2	3,0	20,2	3,0
101	2,0	3,0	3,9	21,0	13,8	3,0	15,8	3,0
100	2,0	3,0	3,9	21,0	10,2	3,0	12,2	3,0
99	2,0	3,0	3,9	21,0	6,4	3,0	8,4	3,0
98	2,0	3,0	3,9	21,0	3,5	3,0	5,5	3,0
97	2,0	3,0	3,9	21,0	0,8	3,0	2,8	3,0
96	2,0	3,0	3,9	21,0	3,5	15,0	1,5	15,0
95	2,0	3,0	3,0	21,0	5,6	15,0	3,6	15,0
94	2,0	3,0	3,0	21,0	7,6	15,0	5,6	15,0
93	2,0	3,0	3,0	21,0	9,3	15,0	7,3	15,0
92	2,0	3,0	3,0	21,0	10,8	15,0	8,8	15,0
91	2,0	3,0	3,0	21,0	12,1	15,0	10,1	15,0
90	2,0	3,0	3,0	21,0	12,6	15,0	10,6	15,0
89	2,0	3,0	3,0	21,0	13,1	15,0	11,1	15,0
88	2,0	3,0	3,0	21,0	13,5	15,0	11,5	15,0
87	2,0	3,0	3,0	21,0	13,9	15,0	11,9	15,0
86	2,0	3,0	3,0	21,0	15,0	15,0	13,0	15,0
85	2,0	3,0	3,0	21,0	17,2	15,0	15,2	15,0
84	2,4	3,0	3,9	21,0	27,3	15,0	24,8	15,0
83	2,8	3,0	4,8	21,0	39,1	15,0	36,3	15,0
82	3,2	3,0	5,7	21,0	59,6	15,0	56,4	15,0
81	3,6	3,0	6,6	21,0	75,5	15,0	71,9	15,0
80	4,0	3,0	7,5	21,0	117,2	15,0	113,2	15,0
79	4,4	3,0	8,4	21,0	569,1	15,0	564,7	15,0

A mesma simulação é mostrada em forma gráfica na Figura 6.14(a). Observa-se uma boa concordância entre esse modelo e a variação diurna experimental mostrada na Figura 6.3(a), exceto para a região próxima ao pico da camada. Também, outro problema da simulação com o modelo linear representado pela Equação 5.8, é que nas regiões onde o termo $(1/n_0 dn_0/dz + 1/H_0)$ é muito grande, esta aproximação linear não é mais válida, pois pressupõe uma variação não muito grande de Δn em torno da média n_0 . Como resultado aparecem valores negativos de $\Delta n/n_0$ na simulação, que correspondem a variações maiores que 100% sobre a média. As regiões onde isto se dá aparecem hachuradas na Figura 6.14(a). Para evitar este problema, foi feito outro tipo de simulação, acompanhando o movimento de uma parcela de ar.

Uma parcela de ar que no instante t_i está na altura z_i , estará em um tempo Δt posterior, deslocada de uma quantidade:

$$\Delta z = \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right) \Delta t,$$

onde $\partial z/\partial t$ é o vento vertical. Num tempo posterior indexado por $(i+1)$, a partícula estará em uma posição $Z_{i+1} = Z_i + \Delta z$, enquanto a densidade atmosférica terá variado de:

$$N_{i+1} = N_i + \frac{\partial N}{\partial z} \Delta z + \frac{\partial N}{\partial t} \Delta t. \quad (6.4)$$

Supondo que a razão de mistura do sódio nos constituintes principais da atmosfera não varia dentro da parcela, isto é, $n/N = \text{cte.}$, pode-se obter $n = \text{cte.} \times N$ em cada instante de tempo, partindo de uma condição inicial - quando w é máximo ou mínimo e a camada está em seu ponto médio. É bom salientar que esta simulação também usa um modelo linear (representado no truncamento da expansão em série de N), porém obtêm-se para cada tempo uma matriz densidade x altura e a não-linearidade aparece quando se representa a densidade x tempo para uma altura fixa.

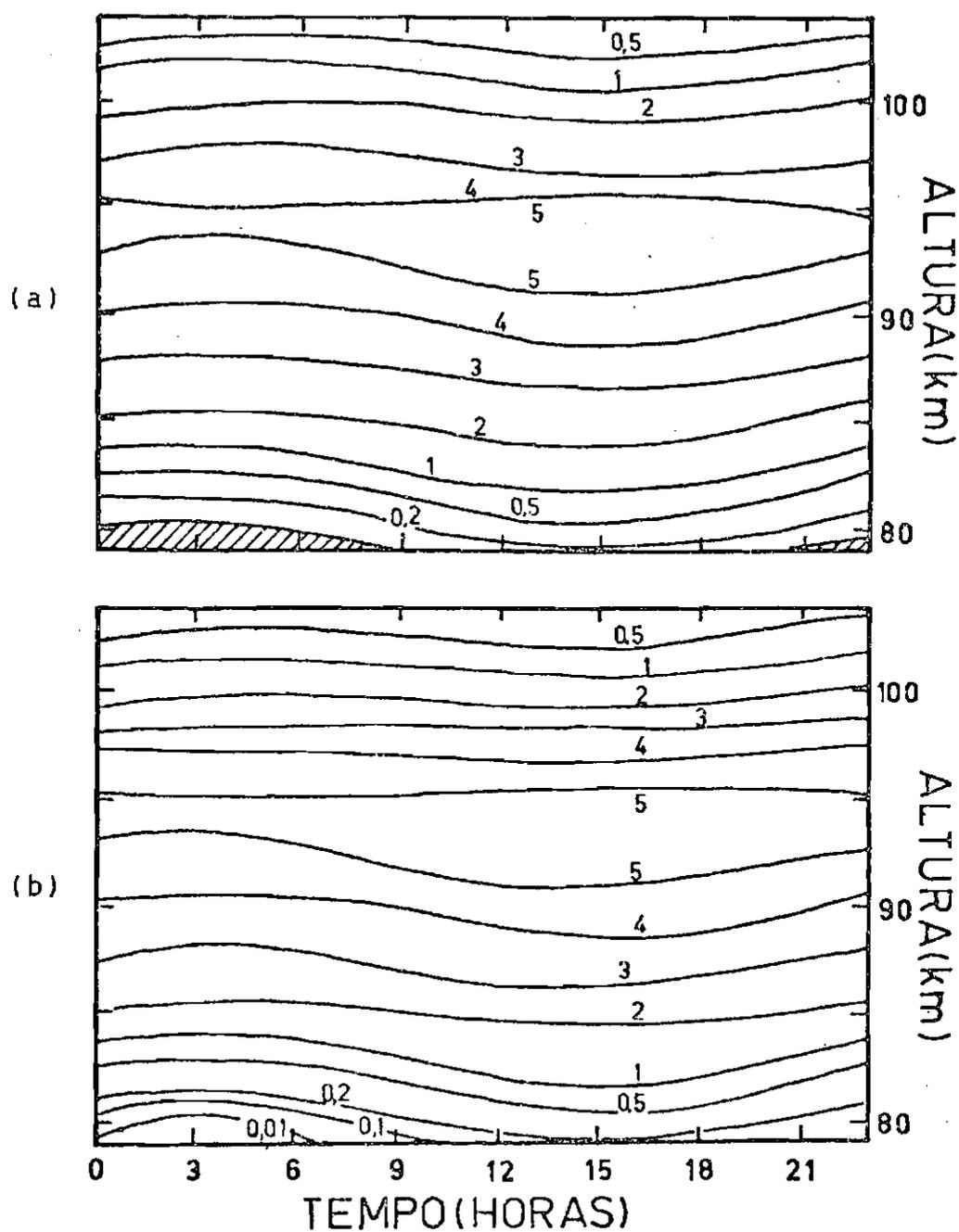


Fig. 6.14 - Simulação do efeito do modelo de vento e densidade dado na Tabela 6.2 sobre o perfil médio de sódio; (a) simulação usando a Fórmula 5.8; (b) simulação acompanhando o movimento de uma parcela de ar.

Níveis de densidade em 10^9 átomos. m^{-3} .

Esta simulação é mostrada na Figura 6.14(b). Vê-se que nas regiões onde a variação não é tão grande, o resultado é o mesmo que na Figura 6.14(a). Entre 79 e 82 km, nas proximidades de 3 h, a densidade tende quase a zero como consequência da advecção da camada pelo vento vertical e, próximo às 15 h, valores razoáveis da densidade de sódio são levados para a parte inferior da camada.

Outra região onde a simulação não dá bons resultados é nas proximidades do pico da camada. A causa apontada para explicar o fato é a existência de variações nas proximidades do pico cuja origem parece não ser dinâmica. A análise das variações em alguns dias individuais, dentro do período de 9.04.81 a 8.08.81, mostra que aumentos muito grandes na densidade de sódio, principalmente entre 90 e 96 km, ocorrem principalmente próximos às 6 horas da manhã. Estas variações alteram as amplitudes e fases diurnas e semidiurnas determinadas, o que produz o padrão mostrado na Figura 6.3.

Como foi mostrado no Capítulo 5, a solução em série de potências do problema da resposta de uma camada de constituintes minoritários à passagem de uma onda atmosférica mostra que os termos não-lineares da expansão, associados a frequências que são múltiplas da frequência da onda, são importantes nas proximidades do pico.

Para verificar se estas frequências múltiplas estão presentes nos dados experimentais, as séries temporais da densidade de sódio em cada altura foram analisadas em seus conteúdos espectrais. O método utilizado para o cálculo do espectro foi o método da máxima entropia (MEM). A razão de usar este método é que ele permite detectar periodicidades da mesma ordem de grandeza que a extensão dos dados. É usado o espectro normalizado $P(f)$, isto é, $P(f)$ é tal que:

$$\int_0^{f_N} P(f) df = 1,$$

onde f_N é frequência de Nyquist. O uso do espectro normalizado é por que se deseja saber apenas a distribuição relativa da energia espectral com a frequência (ou período) em cada altura. Esta distribuição de $P(f)$ em função da frequência (ou período) e altura é mostrada na Figura 6.15. Observa-se novamente a dominância de período em torno de 24 horas entre 79 e 82 km. Próximo a 88 km e acima de 98 km o conteúdo espectral é máximo em torno das 12 horas, o que concorda com as amplitudes determinadas pelo método dos mínimos quadrados (Figura 6.4). Porém, o que é mais importante notar nesta figura é o aparecimento de outros picos com amplitudes razoáveis próximas de 8 horas, 6 horas e 4,8 horas. Estes períodos submúltiplos inteiros de 12 e 24 horas e o aumento do conteúdo espectral em frequências mais altas aparecem justamente na região central da camada, o que indica a presença da resposta não-linear nessas alturas.

Uma interessante simulação se obtém quando se faz variar a diferença de fase entre a perturbação na densidade e o vento vertical. É interessante lembrar que uma relação bem simples entre as amplitudes e w e $\Delta N/N_0$ e a diferença de fase de 90° , constante com a altura, é que permite a simplificação do problema da propagação de ondas de gravidade em camadas de constituintes minoritários, como foi mostrado no Capítulo 5. Para ondas de marés, o vento vertical e a densidade podem apresentar complicadas relações entre as amplitudes e as fases de w e $\Delta N/N_0$. Como ilustração, estas diferenças de fase e razões entre as amplitudes são mostradas na Figura 6.16 para os principais modos clássicos, entre 75 km e 105 km, em 23° de latitude. Vê-se que apenas para os modos evanescentes diurnos a defasagem é de 90 graus. Para os outros modos, tanto a razão entre as amplitudes quanto as diferenças de fase variam bastante com a altura e para cada modo.

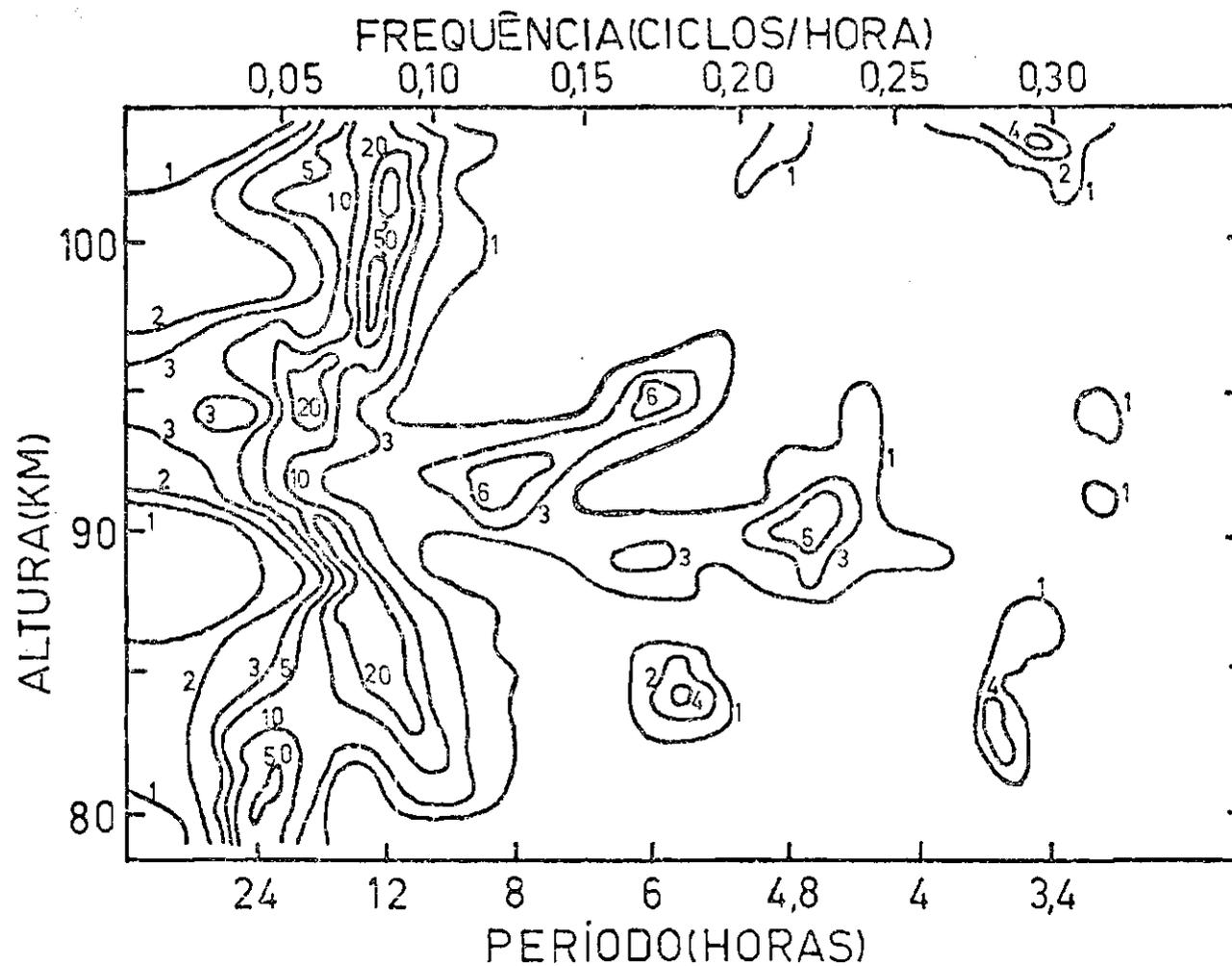


Fig. 6.15 - Potência espectral normalizada em função da frequência e altura para a densidade média de sódio em abril-agosto 1981.

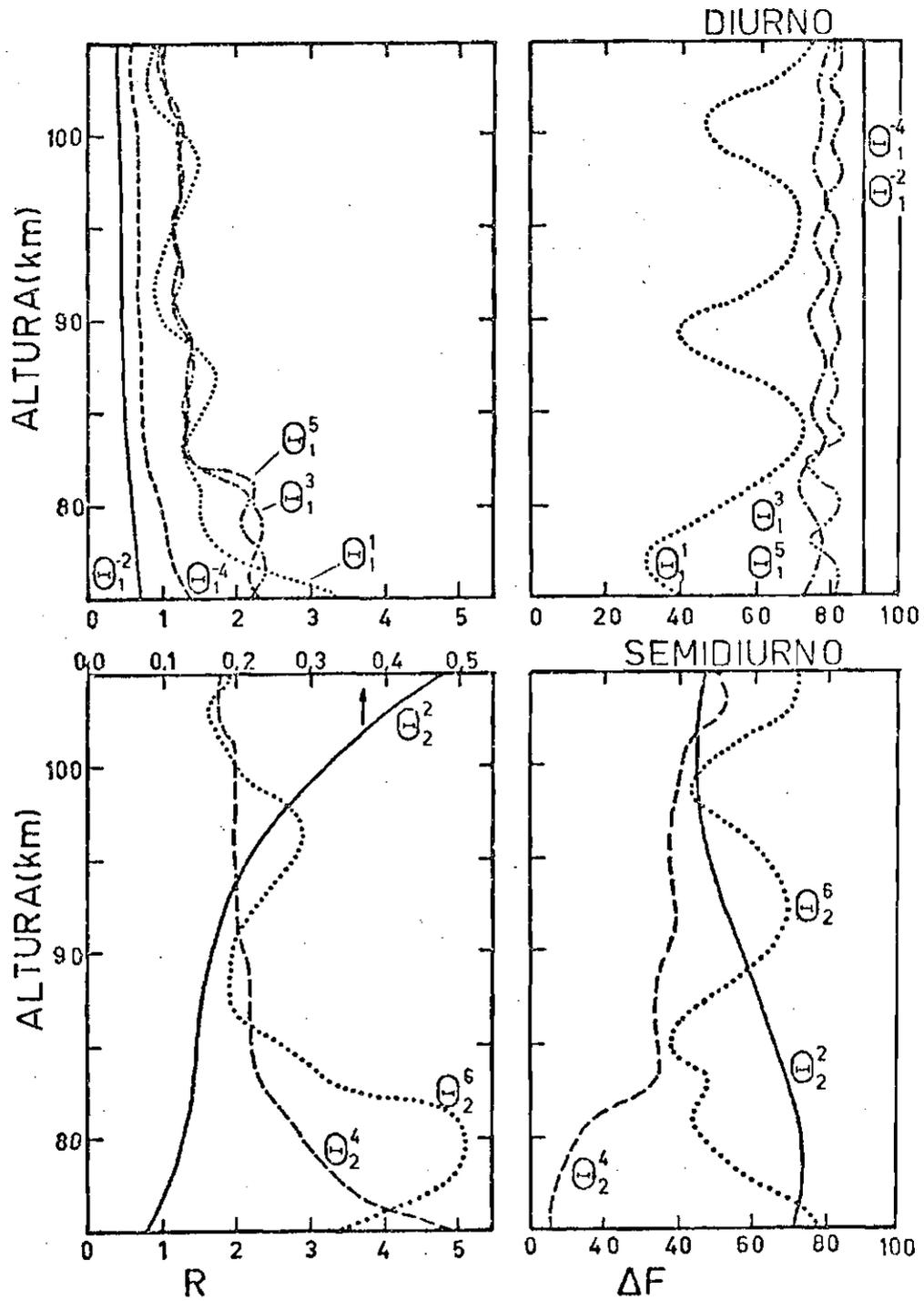


Fig. 6.16 - Razões entre as amplitudes ($R = w/(\Delta N/N_0)$) e as diferenças de fases ($\Delta\phi$) entre $\Delta N/N_0$ e w para os principais modos clássicos.

Na simulação mostrada na Figura 6.17 estuda-se o efeito de modelos diurnos e semidiurnos de vento vertical e densidade, variando apenas a diferença de fase entre eles. Os modelos usados nesta simulação são modelos simplificados, escolhidos de tal forma a dar os comprimentos de onda semelhantes aos determinados experimentalmente. Estes modelos são dados no Apêndice A. As figuras mostram para cada modelo ((a) diurno e (b) semidiurno) a fase de $\Delta N/N_0$ e as fases w_1 , w_2 e w_3 do vento vertical defasados de 90° , 70° e 110° , respectivamente; a fase da contribuição do termo T_2 a $\Delta n/n_0$ e a fase resultante de $\Delta n/n_0$. O que é importante notar é que para a diferença de fase $\Delta F = 90^\circ$ a inversão de fase se dá bruscamente, enquanto para $\Delta F \neq 90^\circ$, esta inversão se faz ao longo de várias alturas. Deve-se notar que nos dados experimentais (Figura 6.5) as inversões também se fazem ao longo de várias alturas. Algumas estruturas de fase, simuladas na realidade, se assemelham às experimentais. Portanto, as relações entre as amplitudes e as fases de w e $\Delta N/N_0$ podem também contribuir para as estruturas complicadas da fase de $\Delta n/n_0$ nas proximidades do pico.

6.5 - EFEITO SOBRE A ABUNDÂNCIA E A ALTURA DO CENTRÓIDE

A variação diurna da abundância e da altura do centróide para a média de todos os dados (9.04.81 a 8.08.81) foi apresentada na Figura 4.7 do Capítulo 4. Como já foi discutido, uma característica interessante é que a abundância apresenta uma variação nitidamente semidiurna, enquanto a altura do centróide apresenta variação com contribuições semelhantes dos modos diurnos e semidiurnos. Será mostrado que este comportamento pode ser explicado pela presença de comprimentos de onda verticais diferentes nas marés diurnas e semidiurnas e pelos resultados da teoria de propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários.

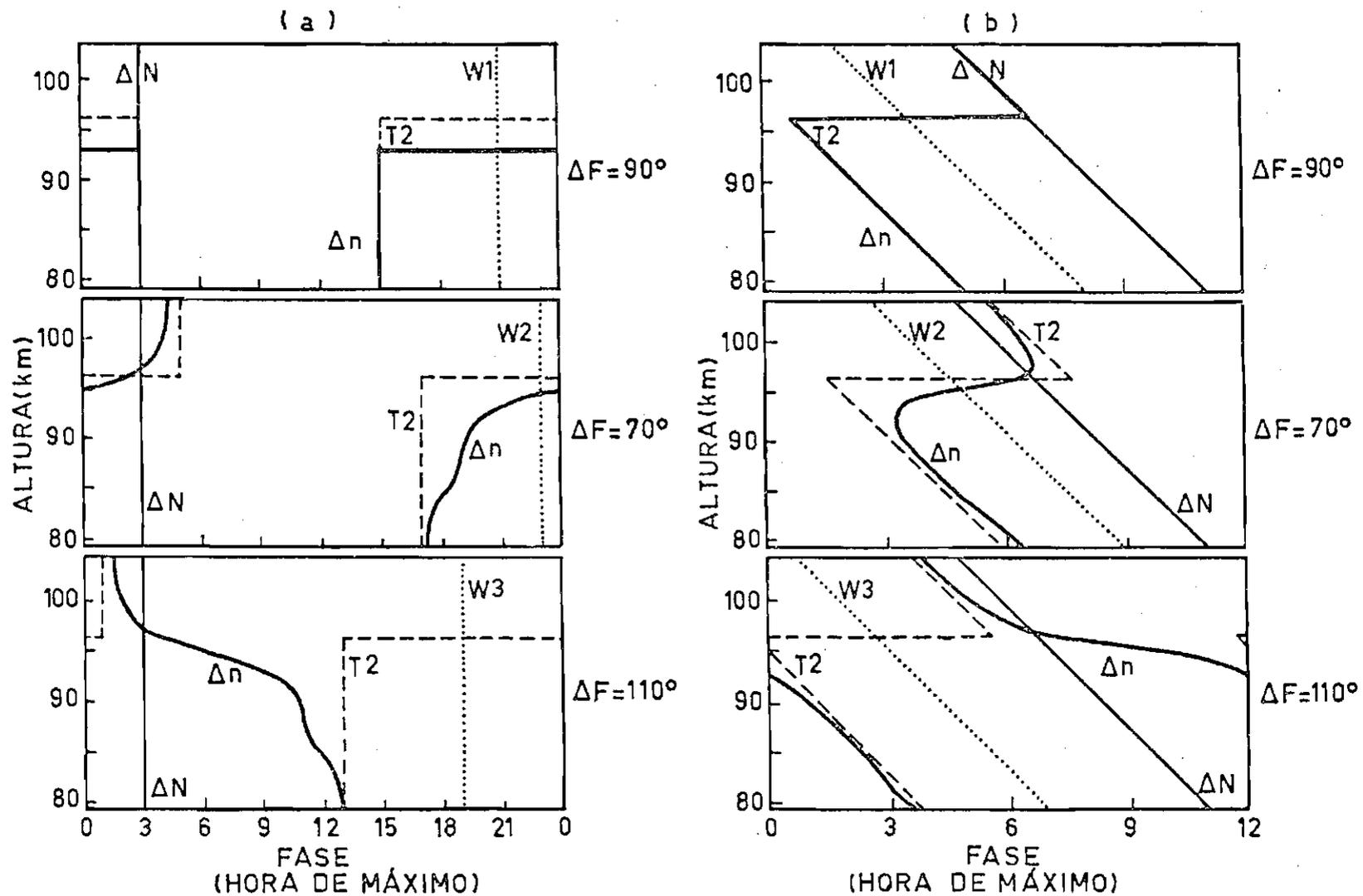


Fig. 6.17 - Simulação do efeito de variar a diferença de fase entre a densidade atmosférica e o vento vertical para modelos diurnos (a) e semidiurnos (b).

As contribuições dos componentes diurno e semidiurno (D+S), para a abundância e a altura do centróide, bem como as contribuições de cada um destes componentes separadamente (D e S), são mostradas na Figura 6.18 (a, b e c). Vê-se que o componente semidiurno da abundância é bem maior do que o diurno (amplitude $0,7 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ contra $0,2 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$). Além disso, a fase dos componentes é tal que os máximos do componente semidiurno quase coincidem com o máximo e o mínimo do componente diurno. Já com a altura do centróide, as amplitudes são semelhantes (0,75 km para o diurno e 0,6 km para o semidiurno), enquanto as fases são tais que um mínimo semidiurno está próximo ao mínimo diurno, fazendo com que haja o rápido decréscimo entre 8 e 14 horas e variação quase nula à noite.

Para ver o efeito da aplicação dos resultados da teoria de propagação de ondas atmosféricas à variação da abundância e da altura do centróide as seguintes situações serão estudadas. Primeiro, suponha-se que uma onda de comprimento de onda infinito esteja atuando sobre a camada. Imagine-se que a densidade atmosférica esteja em sua máxima excursão e que o vento vertical esteja 90° defasado na densidade. Neste caso a densidade do sódio será máxima na parte superior da camada, mas será mínima na parte inferior. Assim, a altura do centróide será também máxima e a variação será grande, pois ao mesmo tempo que a densidade aumenta na parte superior da camada, ela diminui na parte inferior. Já o efeito sobre a abundância será diferente, pois o aumento da densidade em cima é oposto pelo decréscimo em baixo; além disso, como as variações de densidade em baixo são maiores, o decréscimo preponderará, fazendo com que a variação na abundância seja pequena e esteja em antifase com a densidade atmosférica e conseqüentemente em antifase com a altura do centróide. Esta antifase entre as variações da abundância e da altura do centróide tem sido observada por Juramy et alii (1981) em variações de períodos de aproximadamente duas horas.

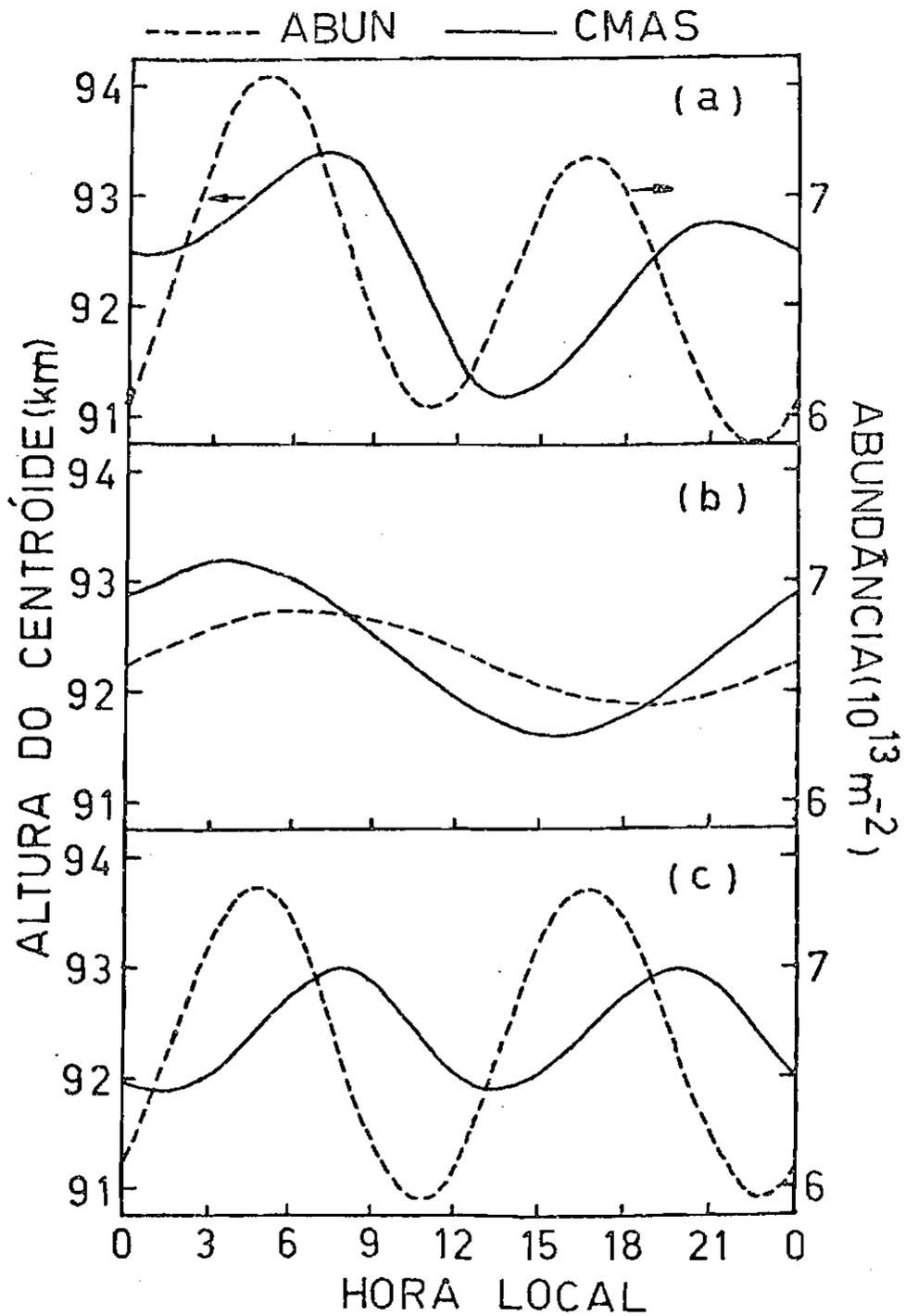


Fig. 6.18 - Reconstituição da variação da abundância e da altura do centróide com os componentes estacionário, diurno e semidiurno, determinados pelo ajuste da Tabela 6.1.

- (a) componente estacionário, diurno e semidiurno;
- (b) componente estacionário e diurno;
- (c) componente estacionário e semidiurno.

Suponha-se agora que a onda que se propaga na atmosfera tenha comprimento de onda vertical não muito maior do que a largura da camada de sódio. Neste caso, um máximo de densidade atmosférica na parte superior da camada corresponderá a um mínimo na parte inferior, porém a um máximo na densidade de sódio. Assim, o efeito será o aumento da abundância, pois haverá o aumento da densidade em baixo e em cima. Já o centróide variará pouco, pois a camada estará apenas se alargando e se estreitando.

Como as fases determinadas para os componentes diurno e semidiurno mostram comprimentos de onda infinito e de ~50 km respectivamente, deve-se verificar se o raciocínio acima se aplica aos resultados da Figura 6.18. Vê-se que, no caso semidiurno, tal fato acontece, isto é, a abundância varia bastante e a diferença de fase entre as variações da abundância e da altura do centróide é consistente com a presença de comprimento de onda de ~50 km. No caso diurno verifica-se que a altura do centróide varia bastante como o esperado e a fase quase coincide com a fase da máxima densidade acima do pico. Porém, a variação da abundância, ao contrário do que se espera, não está em antifase com a altura do centróide. Para se explicar tal discrepância é preciso lembrar que a abundância é na verdade a integral da densidade com a altura (ou a soma discreta dos produtos densidade x intervalo de altura para cada quilômetro); então a maior contribuição à abundância vem da região próxima ao pico da camada. Se houver nesta região do pico, variações de outra natureza que não sejam a maré, então esta variação irá contaminar os componentes diurno e semidiurno extraídos pelo método dos mínimos quadrados.

As contribuições relativas de quatro faixas de altura à abundância total são mostradas na Figura 6.19. Nota-se que a faixa de 79 a 83 km, onde o componente diurno é dominante, contribui somente com 3,56% na formação da abundância. As partes laterais da camada onde as variações são predominantemente semidiurnas e estão quase em antifase contribuem com 30,1% entre 84-90 km e 14,04% entre 98-103 km. A grande contribuição, realmente, vem da faixa entre 91 e 97 km (51,5%). Observa

-se que nesta faixa a variação não é predominantemente nem diurna e nem semidiurna. Há um grande aumento de densidade entre 0 e 12 horas, sem aumento semelhante entre 12 e 24 horas e a presença de variações de frequências mais altas. As variações de frequências mais altas podem ser explicadas pelo efeito não-linear da propagação de ondas na camada, enquanto o aumento em torno das 6 h parece ter origem não dinâmica. Shelton e Gardner (1981) relatam aumentos semelhantes na densidade de sódio acima de 90 km nas horas que antecedem ao nascer do sol. Eles atribuem este aumento, ao influxo de material meteórico devido ao fato de que a frequência de ocorrência de meteoros medida com radares mostra um máximo justamente às 6 horas. No entanto, esta explicação parece inadequada. Gadsden (1971) salienta que deve-se fazer clara distinção entre o fluxo de radiometeoros e o fluxo total de meteoros na atmosfera. O fluxo de radiometeoros detectado está relacionado à entrada de meteoros de altas velocidades para produzir ionização, enquanto os meteoros importantes ao problema do sódio podem ter distribuições de tamanho e velocidades não-detectáveis pelos métodos de rádio. Recentemente, Kirchhoff e Clemesha (1983) mostraram através de modelo fotoquímico que uma modulação diurna na fonte do tipo observado com radar meteórico produz uma resposta de amplitude muito pequena nas proximidades do pico da camada de sódio. Este aumento próximo às 6 h deve, portanto, ser objeto de estudo mais detalhado.

Uma vez que as variações de natureza dinâmica na densidade de sódio perto do pico da camada devem ser pequenas e além do mais em antifase abaixo e acima, pode-se considerar nula esta variação entre 92 e 97 km e recalcular as variações de abundância e altura do centróide mantendo fixas as densidades neste intervalo de altura. Isto é mostrado na Figura 6.20. Nota-se que pouca coisa se altera para o componente semidiurno e para a variação diurna da altura do centróide, porém a variação da abundância passa a estar em antifase com a variação da altura do centróide e o pico resultante na abundância às 17 horas passa a ser maior do que o das 4 horas.

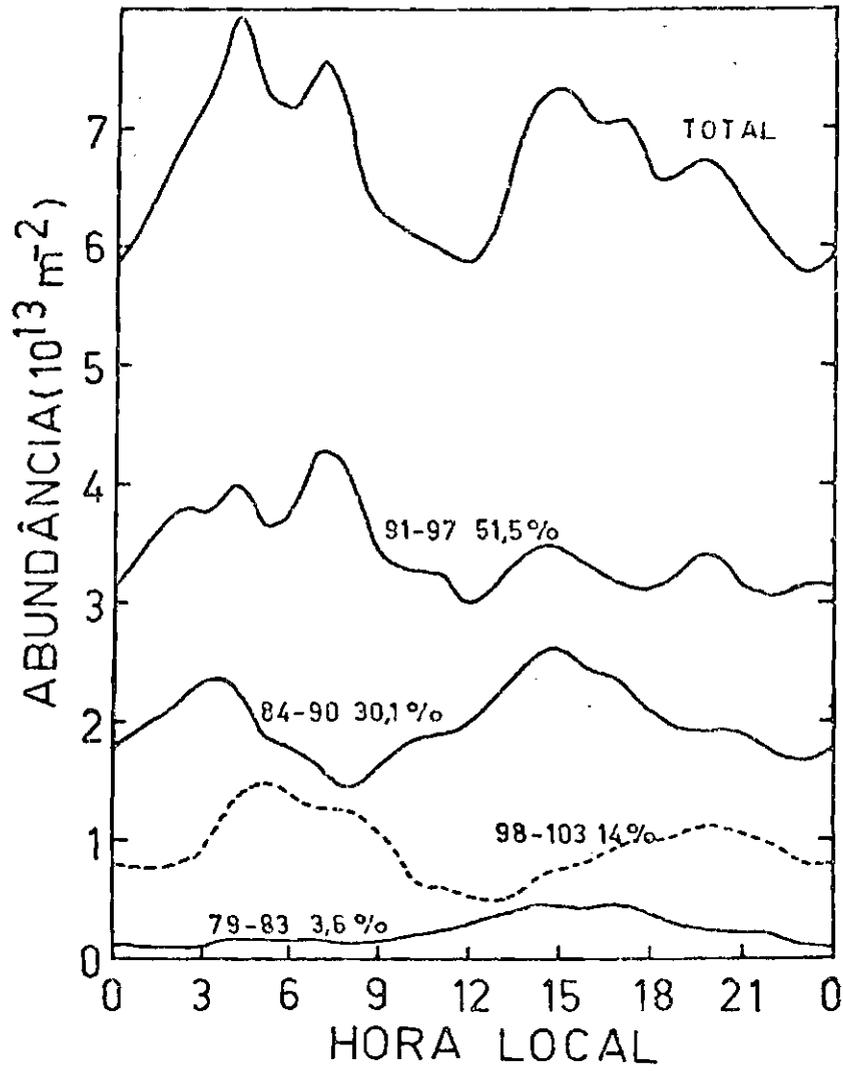


Fig. 6.19 - Contribuições das diversas faixas de altura para a abundância total no período abril-agosto.

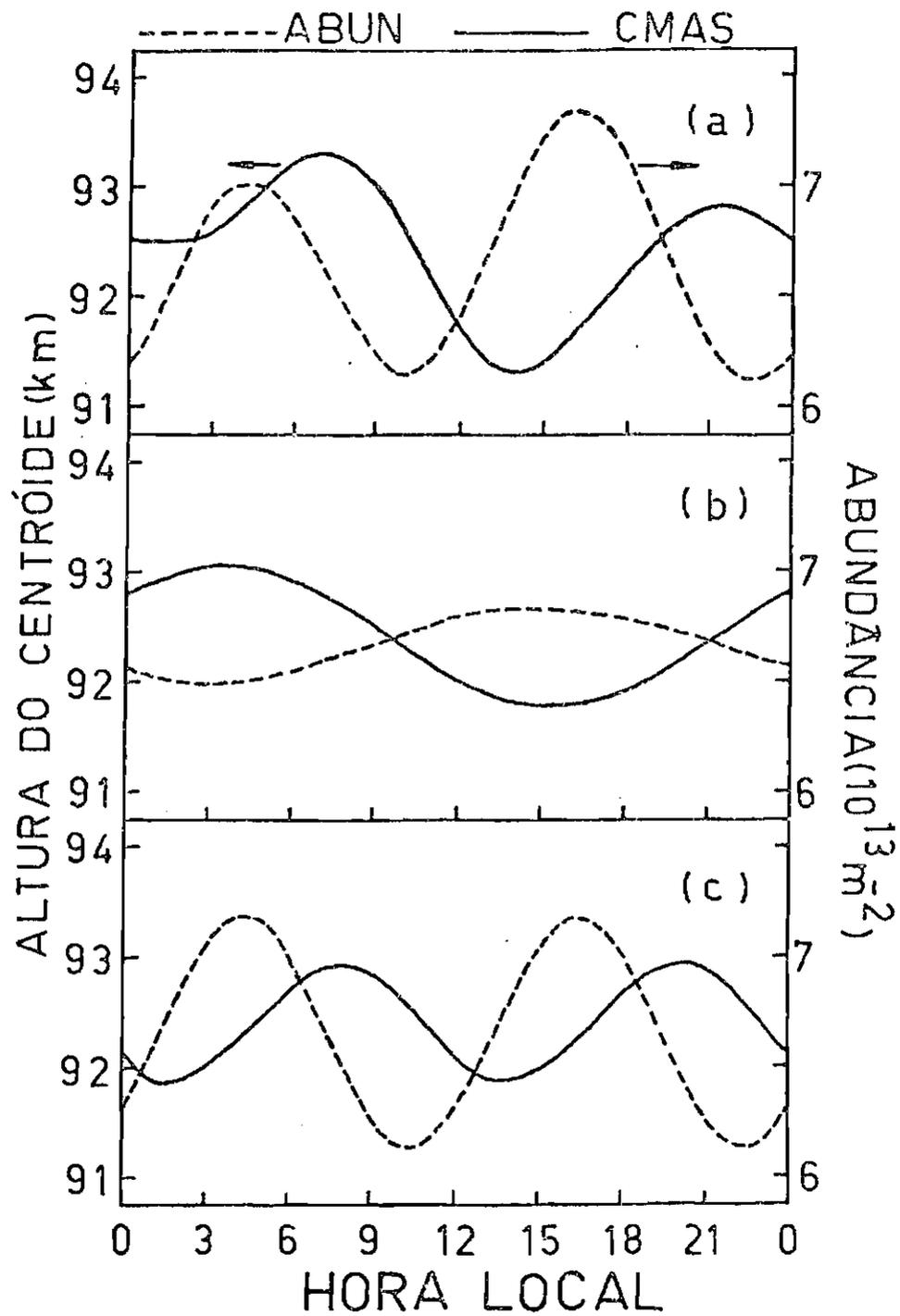


Fig. 6.20 - Reconstituição da variação da abundância e da altura do centróide, com os componentes estacionário, diurno e semidiurno determinados pelo ajuste; porém, entre 92-97 km, foi tomado apenas o componente estacionário.

(a), (b) e (c) representam o mesmo que na Figura 6.18.

As simulações utilizando a Equação 5.8, como foram feitas na Seção anterior podem também ser usadas para estudar o efeito da propagação sobre a abundância e a altura do centróide. Uma destas simulações é mostrada na Figura 6.21, onde os modelos utilizados são modelos simplificados, baseados nos dados experimentais. O modelo diurno é o mesmo apresentado na Tabela 6.2. A maneira de obter os modelos é tomar w como uma forma suavizada dos valores determinados na Figura 6.10, dando continuidade ao modelo na faixa próxima ao pico. O modelo para $\Delta N/N_0$ é mais arbitrário, com amplitude constante com a altura - com valores tais que fornecem a inversão de 180° na fase de $\Delta n/n_0$ próxima a 97 km - e a fase adiantada 90° em relação a w . O modelo semi-diurno é o mesmo apresentado no Apêndice A. Nota-se que esta simulação fornece resultados semelhantes à Figura 6.19, onde as variações de natureza não-dinâmica foram eliminadas. Para o modelo diurno as fases da abundância e da altura do centróide coincidem e estão em antifase, como o previsto, enquanto as amplitudes são maiores. Pode-se, no entanto, ajustar estas amplitudes, variando ligeiramente as magnitudes de w e $\Delta N/N_0$ no modelo. Para o caso semi-diurno nota-se também a grande amplitude de variação na abundância comparada com a amplitude menor da variação da altura do centróide e as fase bem próximas às dos dados experimentais.

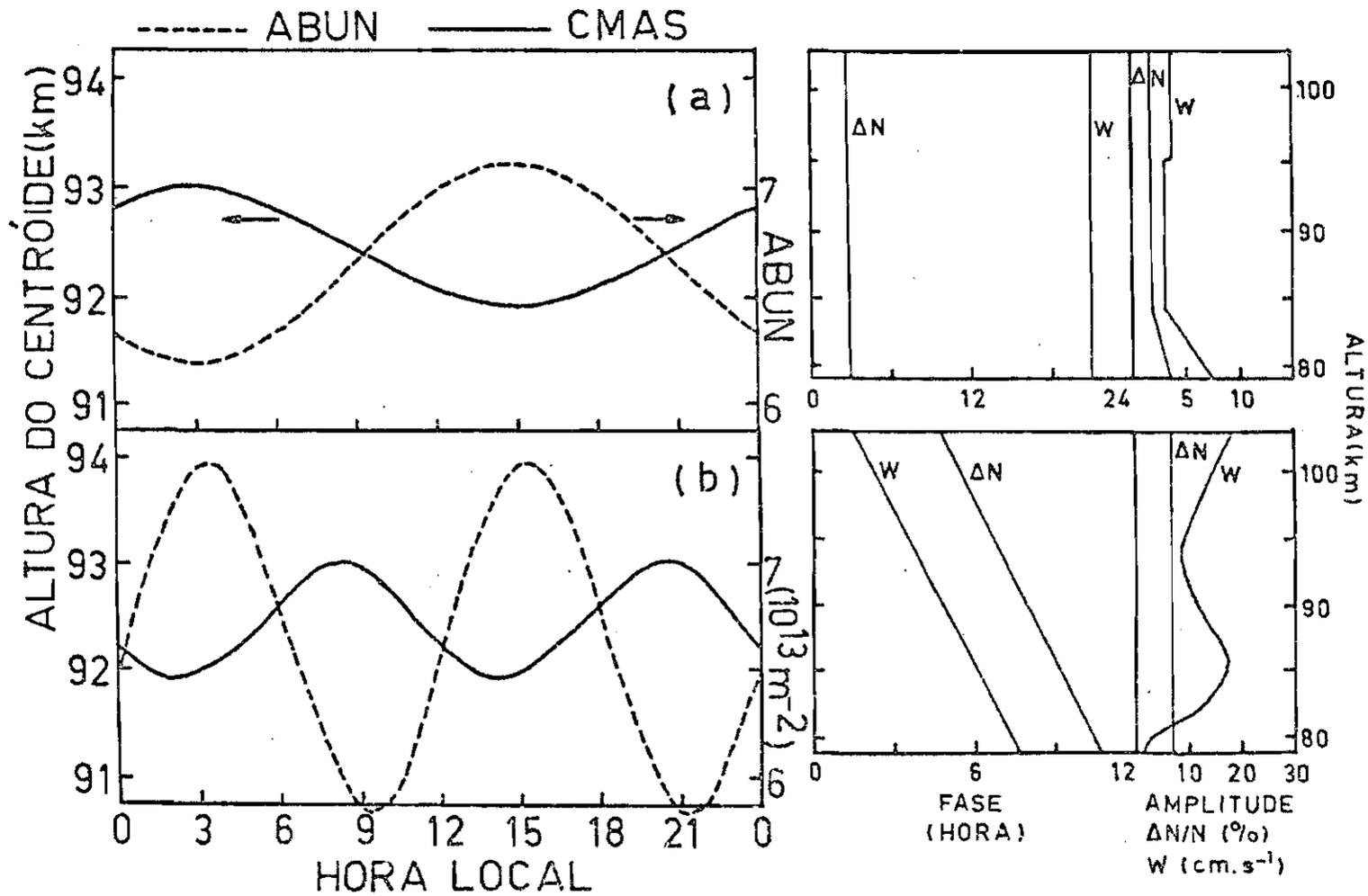


Fig. 6.21 - Simulação do efeito das ondas diurnas e semidiurnas, cujos modelos são dados à direita, sobre a abundância e a altura do centróide sendo: (a) e (b) os valores diurno e semidiurno, respectivamente.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Medidas diurnas e noturnas da densidade de sódio livre na região da mesopausa foram obtidas em São José dos Campos, SP, no período de abril a agosto de 1981. Foram feitas as médias horárias dos perfis de densidade com a altura para cada dia. Usando estas médias horárias, foram feitas também as médias para diversos dias. Estes dados mostraram que uma forte oscilação com períodos de 12 e 24 horas está presente na camada de sódio.

Os componentes diurnos e semidiurnos foram isolados nos dados e suas amplitudes e fases foram analisadas. As características mais importantes destas amplitudes e fases são respectivamente os seus valores muito altos e a inversão de 180° em fase próximo ao pico da camada. O componente semidiurno domina de 83 a 90 km e acima de 98 km. O componente diurno domina próximo ao pico da camada e também abaixo de 83 km com amplitudes muito fortes.

Mostrou-se que essas características podem ser explicadas pela propagação de marés atmosféricas sobre a camada de sódio. Na resposta da camada de sódio à propagação da onda, além da variação da densidade do sódio proporcional à perturbação da densidade atmosférica, deve-se levar em conta também o efeito importante do vento vertical que, na presença de um forte gradiente de densidade na camada, atua como um amplificador da perturbação na densidade de sódio. A mudança de 180° em fase próxima ao pico é também explicada pelo efeito do vento vertical na presença do gradiente de densidade da camada, que é positivo abaixo e negativo acima do pico.

O comprimento de onda semidiurno presente na camada é de aproximadamente 50 km, resultado coerente com as teorias mais recentes da maré semidiurna (Forbes, 1982b), que prevê a mesma na região da mesopausa, como uma mistura de modos ($S_{2,2}$, $S_{2,4}$, $S_{2,6}$ e $S_{2,3}$). A

fase determinada para o vento semidiurno concorda bem com o modelo (F) para o equinócio, porém está cerca de 2 horas atrasada em relação ao modelo de inverno. A amplitude do componente semidiurno cresce com a altura, como prevê a teoria, porém o crescimento é menor que o previsto pelos modelos (LH) e (F). O vento semidiurno determinado mostra também um máximo em torno de 85 km, que não é previsto pelos modelos.

Para o componente diurno o resultado é mais inesperado. A teoria das marés atmosféricas (Chapman e Lindzen, 1970; Forbes, 1982a) prevê a dominância do modo $S_{1,1}$, com comprimento de onda de ~ 25 km em baixas latitudes. A média de vários dias dos dados experimentais mostra um comprimento de onda muito grande, que fornece máxima densidade de sódio às 3 horas na parte superior, e às 15 h, na parte inferior da camada. Isto seria explicado pela existência de um vento vertical com fase constante com a altura e com máximo às 21 horas. Os modos evanescentes previstos pela teoria são muito fracos em baixas latitudes e a fase deles também não concorda com os dados experimentais. Este resultado experimental tem sido observado também nas medidas de ventos em 190S (Vincent and Ball, 1981). Estes autores acharam que em períodos representativos do inverno o modo $S_{1,1}$ se enfraquece, dando em consequência o domínio dos modos evanescentes. Estes resultados experimentais são importantes para um futuro refinamento da teoria que, até o momento, não os prevê.

A existência deste comportamento nos dados médios não quer dizer que os modos propagantes com comprimentos de onda pequenos inexistam, mas devido à sua grande variabilidade de fase eles tendem a se anular numa média de vários dias, dando em consequência a dominância do modo evanescente, mais fraco, porém com fase regular.

A teoria linear da propagação de ondas atmosféricas em camadas de constituintes minoritários prevê que, próximo ao pico, a amplitude das oscilações se anula; porém nos dados tal fato não ocorre. Embora as amplitudes sejam menores nesta região, seus valores são ainda apreciáveis. Isto é explicado pela presença de variações de nature

za não-dinâmica e de efeitos não-lineares que são importantes nesta região. Estas variações "contaminam" as amplitudes e fases determinadas para os componentes diurno e semidiurno.

Supondo o efeito do vento vertical fora das proximidades do pico da camada bem maior que o efeito direto da variação da densidade, determinou-se o vento vertical necessário para produzir as variações observadas na camada. Achou-se um vento diurno em torno de $2-6 \text{ cm.s}^{-1}$ e semidiurno entre $5-20 \text{ cm.s}^{-1}$.

A dependência da variação da densidade de sódio de dois parâmetros atmosféricos - perturbação na densidade atmosférica e vento vertical - limita, de certo modo, a capacidade de usar $\Delta N/N_0$ como um traçador de movimentos na região da mesopausa. No entanto, o inverso pode sempre ser feito, isto é, testar modelos de $\Delta N/N_0$ e w pelos seus efeitos sobre a camada.

As variações na abundância e na altura do centróide são também explicadas como o efeito da propagação de marés diurnas e semidiurnas de diferentes comprimentos de onda, ou seja, um comprimento de onda muito grande tem efeito apreciável sobre a altura do centróide e pouco efeito sobre a abundância, enquanto um comprimento de onda não muito maior do que a largura da camada provoca uma grande variação na abundância e variação menor na altura do centróide.

A grande variação diurna na parte inferior da camada deixa dúvidas se a origem desta variação é apenas dinâmica, ou se há contribuição de efeitos fotoquímicos. Se bem que a presença de forte vento vertical e de forte gradiente de densidade na camada pode dar origem a variações da ordem de grandeza encontradas, a presença de variações de natureza fotoquímica não pode ser descartada.

Como se vê, o efeito dinâmico das marés atmosféricas sobre a camada de sódio explica a maior parte das variações médias observadas em um período de vários dias. Porém, outros efeitos estão presen

tes nas proximidades do pico da camada e na extremidade inferior dela. A explicação destes efeitos deve ser buscada através de modelos da camada de sódio que levem em consideração a fotoquímica e a dinâmica.

Do ponto de vista observacional, há a necessidade de obter maior quantidade de dados, espalhados por diferentes épocas do ano, a fim de se estudar a variação sazonal das marés. O estudo de ondas de períodos mais curtos (ondas de gravidade) também seria desejável.

Estes estudos despontam como assuntos de interesse para futuros trabalhos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARUGA, T.; KAMIYAMA, H.; JYUMONJI, M.; KOBAYASHI, T.; INABA, H. Laser radar observation of the sodium layer in the upper atmosphere. *Report on Ionospheric and Space Research in Japan*, 28(1/2):65-68, June 1974.
- ASO, T.; NONOYAMA, T.; KATO, S. Numerical simulation of semidiurnal atmospheric tides. *Journal of Geophysical Research*, 86(A13):11388-11400, Dec. 1981.
- ASO, T.; TSUDA, T.; KATO, S. Meteor radar observations at Kyoto University. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 41(5): 517-525, May 1979.
- BAIN, C.W.; SANDFORD, M.C.W. Light scatter from a laser beam at heights above 40 km. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 28(6/7):543-552, June/July 1966.
- BANKS, P.M.; KOCKARTS, G. *Aeronomy*. New York, Academic, 1973. Part A.
- BATISTA, P.P. *A maré atmosférica solar na mesosfera*. Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, jun. 1976, 142 p. (INPE-897-TPT/028).
- BEER, T. *Atmospheric waves*. London, Adam Hilger, 1974.
- BERNARD, R. Seasonal variation in mesospheric semidiurnal tides. Comparison of meteor radar observations and results from an excitation source model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(2):101-109, Feb. 1981.
- BERNARD, R. Tides in the E-region observed by incoherent scatter over St. Santin. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(7): 1105-1120, July 1974.
- BERNARD, R.; FELLOUS, J.L.; MASSEBEUF, M.; GLASS, M. Simultaneous meteor radar observations at Mompazier (France, 44⁰N) and Punta Borinquen (Puerto Rico, 18⁰N). I-Latitudinal variations of atmospheric tides. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):525-533, May/June 1981.

- BERNARD, R.; SPIZZICHINO, A. Semi-diurnal wind and temperature oscillations in the E-region observed by the Nançay incoherent scatter experiment. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 33(9):1345-1352, Sept. 1971.
- BLAMONT, J.E.; CHANIN, M.L.; MEGIE, G. Vertical distribution and temperature profile of the night time atmospheric sodium layer obtained by backscatter. *Annales de Géophysique*, 28(4):833-838, Oct./Nov./Dec. 1972.
- BLAMONT, J.E.; DONAHUE, T.M. Sodium dayglow: Observation and interpretation of a large diurnal variation. *Journal of Geophysical Research*, 69(19):4093-4127, Oct. 1964.
- BOWMAN, M.R.; GIBSON, A.J.; SANDFORD, M.C.W. Atmospheric sodium measured by a tuned laser radar. *Nature*, 221:456-457, Feb. 1969.
- BUTLER, S.T.; SMALL, K.A. The excitation of atmospheric oscillations. *Proceeding of the Royal Society of London, serie A*, A274:91-121, 1963.
- CARRU, H.; PETIT, M.; VASSEUR, G.; WALDTEUFEL, P. Résultats ionosphériques obtenus par diffusion de Thomson (1966-1967). *Annales de Géophysique*, 23(4):455-465, Oct./Nov./Dec. 1967.
- CHAMBERLAIN, J.W. Resonance scattering by atmospheric sodium, I, Theory of the intensity plateau in the twilight airglow. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 9(2/3):73-89, Feb./Mar. 1956.
- CHAPMAN, S.; LINDZEN, R.S. *Atmospheric tides*. New York, NY, Gordon and Breach Sciences, 1970.
- CHIU, Y.T.; CHING, B.K. The response of atmospheric and lower ionospheric layer structures to gravity waves. *Geophysical Research Letters*, 5(6):539-542, June 1978.
- CLARK, R.R. Meteor wind data for global comparisons. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 40(8):905-912, Aug. 1978.
- CLEMESHA, B.R. *A laser radar for atmospheric studies*. São José dos Campos, INPE, Jan. 1969. (LAFE-83).

- CLEMESHA, B.R.; KENT, G.S.; WRIGHT, R.W.H. Laser probing the lower atmosphere. *Nature*, 209(5019):184-185, Jan. 1966.
- CLEMESHA, B.R.; KIRCHHOFF, V.W.J.H.; SIMONICH, D.M.; BATISTA, P.P. Mesospheric winds from lidar observations of Atmospheric Sodium. *Journal of Geophysical Research*, 86(A2):868-870, Feb. 1981.
- CLEMESHA, B.R.; KIRCHHOFF, V.W.J.H.; SIMONICH, D.M.; TAKAHASHI, H. Evidence of an extraterrestrial source for the mesospheric sodium layer. *Geophysical Research Letters*, 5(10):873-876, Oct. 1978.
- CLEMESHA, B.R.; KIRCHHOFF, V.W.J.H.; SIMONICH, D.M.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P.P. Simultaneous observations of sodium density and the NaD, OH(8,3), and OI5577-Å nightglow emission. *Journal of Geophysical Research*, 84(A11):6477-6482, Nov. 1979.
- CLEMESHA, B.R.; KIRCHHOFF, V.W.J.H.; SIMONICH, D.M.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P.P. Spaced Lidar and nightglow observations of an atmospheric sodium enhancement. *Journal of Geophysical Research*, 85(A7):3480-3484, July 1980.
- CLEMESHA, B.R.; SIMONICH, D.M.; BATISTA, P.P.; KIRCHHOFF, V.W.J.H. The diurnal variation of Atmospheric Sodium. *Journal of Geophysical Research*, 87(A1):181-186, Jan. 1982.
- COUNTRYMAN, I.D.; DOLAS, P.M. Observations on Tides in the Equatorial Mesosphere. *Journal of Geophysical Research*, 87(C2):1336-1342, Feb. 1982.
- CRAIG, R.L.; ELFORD, W.G. Observations of the quasi 2-day wave near 90 km altitude at Adelaide (35°S). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(10):1051-1056, Oct. 1981.
- CRAIG, R.L.; VINCENT, R.A.; FRASER, G.J.; SMITH, M.J. The quasi 2-day wave in the Southern Hemisphere Mesosphere. *Nature*, 287(N.5780):319-320, Sept. 1980.
- DEVARA, P.C.S.; AHMED, M.I.; RAO, M.S.; RAO, B.R. Neutral wind measurements over Waltair using meteor wind radar. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(3):239-242, Mar. 1981.

- DONAHUE, T.M.; MEIER, R.R. Distribution of sodium in the daytime upper atmosphere as measured by a rocket experiment. *Journal of Geophysical Research*, 72(10):2803-2829, May 1967.
- DUDIS, J.J.; REBER, C.A. Composition effects in thermospheric gravity waves. *Geophysical Research Letters*, 3(12):727-730, Dec. 1976.
- ELFORD, W.G. Prevailing winds in lower thermosphere. *Nature*, 261(5556):123-124, May 1976.
- ELFORD, W.G.; ROBERTSON, D.S. Measurement of winds in the upper atmosphere by means of drifting meteor trail (part II). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 4(4/5):271-284, Apr./May 1953.
- EVANS, J.V. Incoherent scatter contributions to studies of the dynamics of the lower thermosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 16(2):195-216, May 1978.
- FELLOWS, J.L.; BERNARD, R.; GLASS, M.; MASSEBEUF, M.; SPIZZICHINO, A. A study of the variations of atmospheric tides in the meteor zone. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(12):1511-1524, Dec. 1975.
- FELLOUS, J.L.; SPIZZICHINO, A.; GLASS, M.; MASSEBEUF, M. Vertical propagation of tides at meteor heights. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(3):385-396, Mar. 1974.
- FIOCCO, G.; GRAMS, G. Observation of the aerosol layer at 20 km by optical radar. *Journal of Atmospheric Sciences*, 21(3):323-324, May 1964.
- FLATTERY, T.W. *Hough Functions*. Chicago, Dept. of Geophysical Sciences, University of Chicago, 1967. (Technical Report, 21).
- FORBES, J.M. Atmospheric tides 1. Model description and results for the solar Diurnal Component. *Journal of Geophysical Research*, 87(A7):5222-5240, July 1982a.
- FORBES, J.M. Atmospheric Tides 2. The solar and lunar Semidiurnal Components. *Journal of Geophysical Research*, 87(A7):5241-5252, July 1982b.

- FORBES, J.M.; GARRETT, H.B. Solar diurnal tide in the thermosphere. *Journal of Atmospheric Science*, 33(11):2226-2241, Nov. 1976.
- FORBES, J.M.; GARRETT, H.B. Theoretical Studies of Atmospheric Tides. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 17(8):1951-1981, Nov. 1979.
- FORBES, J.M.; GARRETT, H.B. Thermal excitation of atmospheric tides due to insolation absorption by O₃ and H₂O. *Geophysical Research Letters*, 5(12):1013-1016, Dec. 1978.
- FORBES, J.M.; GILLETTE, D.F. *A compendium of theoretical atmospheric tidal structures. Part I: Model description and explicit structures due to realistic thermal and gravitational excitation.* Hanscom AFB, Massachusetts, U.S.A. Aeronomy Division, Air Force Geophysical Laboratory, June 1982. 193 p. (AFGL-TR-82-0173(I)).
- FREDERICK, J.E. Influence of gravity waves activity on lower thermospheric photochemistry and composition. *Planetary and Space Science*, 27(12):1469-1477, Dec. 1979.
- FREZAL, M.E.; GLASS, M.; FELLOUS, J.L.; MASSEBEUF, M. Simultaneous meteor radar observations at Mompazier (France, 44°N) and Punta Borinquem (Puerto Rico, 18°N). III - The latitudinal variations of the energy of gravity waves (2-8h) in the high mesosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):543-547, May/June 1981.
- FUKAO, S.; SATO, T.; HIROTA, I.; KATO, S. A preliminary radar observation of long-period waves in the Tropical Mesosphere over Jicamarca. *Journal of Geophysical Research*, 85(C4):1955-1957, Apr. 1980.
- GADSDEN, M. Comparison of radio meteor rate with abundance of sodium in the upper atmosphere. *Annales de Géophysique*, 27(3):401-406, juil-août-sept. 1971.
- GADSDEN, M. Sodium in the upper atmosphere: Meteoric origin. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 30(1):151-161, Jan. 1968.
- GIBSON, A.J.; SANDFORD, M.C.W. Daytime laser radar measurements of the atmospheric sodium layer. *Nature*, 239(5374):509-511, Oct. 1972.

- GLASS, M.; FELLOUS, J.L.; MASSEBEUF, M.; SPIZZICHINO, A.; LYSENKO, I.A.; PORTNIAGHIN, YU.I. Comparison and interpretation of the results of simultaneous wind measurements in the lower thermosphere at Garchy (France) and Obninsk (U.S.S.R.) by meteor radar technique. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(8):1077-1087, Aug. 1977.
- GLASS, M.; SPIZZICHINO, A. Waves in the lower thermosphere: Recent experimental investigations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(11):1825-1839, Nov. 1974.
- GRANIER, C.; MEGIE, G. Daytime lidar measurements of the mesospheric sodium layer. *Planetary and Space Science*, 30(2):169-177, Feb. 1982.
- GREENHOW, J.S.; NEUFELD, E.L. The diffusion of ionized meteor trails in the upper atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 6(2/3):133-140, Feb./Mar. 1955.
- HAKE, JR., R.D.; ARNOLD, D.E.; JACKSON, D.W.; EVANS, W.E.; FICKLIN, B.P.; LONG, R.A. Dye-laser observations of the nighttime atomic sodium layer. *Journal of Geophysical Research*, 77(39):6839-6848, Dec. 1972.
- HARPER, R.M. Some results on mean tidal structure and day-to-day variability over Arecibo. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(3):255-262, Mar. 1981.
- HARPER, R.M. Tidal winds in the 100- to 200- km region at Arecibo. *Journal of Geophysical Research*, 82(22):3243-3250, Aug. 1977.
- HATFIELD, R.; TUAN, T.F. On the effects of atmospheric gravity waves on profiles of H, O₃, and OH emission. *Journal of Geophysical Research*, 86(A4):2429-2437, Apr. 1981.
- HINES, C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, 38(11):1441-1481, Nov. 1960.
- HUNT, B.G. The 2-day wave in the middle atmosphere as simulated in a general circulation model extending from the surface to 100 km. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(11):1143-1154, Nov. 1981.

- HUNTEN, D.M.; WALLACE, L. Rocket measurements of the sodium dayglow. *Journal of Geophysical Research*, 72(1):69-79, Jan. 1967.
- JURAMY, P.; CHANIN, M.L.; MEGIE, G.; TULINOV, G.F.; DOUDOLADOV, Y.P. Lidar sounding of the mesospheric sodium layer at high latitude. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(3):209-215, Mar. 1981.
- KAL'CHANKO, B.V.; BULGAKOV, S.V. Study of periodic components of wind velocity in the lower thermosphere above the equator. *Geomagnetism and Aeronomy*, 13(6):955-956, 1973.
- KATO, S. *Dynamics of the Upper Atmosphere*. Japan, Academic, 1980.
- KENT, G.S.; CLEMESHA, B.R.; WRIGHT, R.W. High altitude atmospheric scattering of light from laser beam. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 29(2):169-181, Feb. 1967.
- KENT, G.S.; KEENLISIDE, W. Laser radar observations of $(H)_{3,1}^{\omega,2}$ diurnal atmospheric tidal mode above Kingston, Jamaica. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32(9):1663-1666, Sept. 1975.
- KENT, G.S.; KEENLISIDE, W.; SANDFORD, M.C.W.; WRIGHT, R.W.H. Laser radar observations of atmospheric tides in the 70-100 km height region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 34(3):373-386, Mar. 1972.
- KIRCHHOFF, V.W.J.H. *Atmospheric sodium measurements at 23° South*. São José dos Campos, INPE, June 1972. (197-LAFE).
- KIRCHHOFF, V.W.J.H.; CLEMESHA, B.R. Atmospheric sodium measurements at 23°S. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 35(8):1493-1498, Aug. 1973.
- KIRCHHOFF, V.W.J.H.; CLEMESHA, B.R. The dissipation of a sodium cloud. *Planetary and Space Science*, 31(4):369-372, Apr. 1983.
- KIRCHHOFF, V.W.J.H.; CLEMESHA, B.R.; SIMONICH, D.M. The atmospheric neutral sodium layer 1. Recent modeling compared to measurements. *Journal of Geophysical Research*, 86(A8):6892-6898, Aug. 1981.
- LINDZEN, R.S. The application of classical atmospheric tidal theory. *Proceedings of Royal Society of London*, A303:299-316, 1968.

- LINDZEN, R.S.; HONG, S. Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semidiurnal tides in the atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31(5):1421-1466, July, 1974.
- LIU, S.C.; REID, G.C. Sodium and other minor constituents of meteoric origin in the atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 6(4):283-286, Apr. 1979.
- LYSENKO, I.A.; ORLYANSKY, A.D.; PORTNYAGIN, YU. I. A study of wind regime by the meteor radar method at the altitude of 100 km by the meteor-radar method. *Philosophical Transactions of Royal Society of London*, A271(1217):601-610, Feb. 1972.
- MANSON, A.H.; MEEK, C.E. Gravity waves in the lower thermosphere at 35°S (South Australia). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(11/12):1411-1416, Nov./Dec. 1977.
- MASSEBEUF, M.; BERNARD, R.; FELLOUS, J.L.; GLASS, M. Simultaneous meteor radar observations at Monpazier (France, 44°N) and Punta Borinquen (Puerto Rico, 18°N). II - Mean zonal wind and long period waves. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6): 535-542, May/June 1981.
- MASSEBEUF, M.; BERNARD, R.; FELLOUS, J.L.; GLASS, M. The mean zonal circulation in the meteor zone above Garchy (France) and Kiruna (Sweden). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 41(6): 646-655, June 1979.
- MATHEWS, J.D. Measurements of the Diurnal Tides in the 80- to 100- km Altitude Range at Arecibo. *Journal of Geophysical Research*, 81(5): 4671-4677, Sept. 1976.
- MEGIE, G.; BLAMONT, J.E. Laser sounding of atmospheric sodium: interpretation in terms of global atmospheric parameters. *Planetary and Space Science*, 25(12):1093-1109, Dec. 1977.
- MOREELS, G.; MEGIE, G.; VALLANCE JONES, A.; GATTINGER, R.L. An oxygen-hydrogen atmosphere model and its application to the OH emission problem. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(5):551-570, May 1977.

- MOTISUKE, P. *A dye laser for minor atmospheric components studies*. Master Thesis, São José dos Campos, INPE, 1970.
- MULLER, H.G. Long-Period meteor wind oscillations. *Philosophical Transactions of Royal Society of London*, A271(1217):585-598, Feb. 1972.
- MULLER, H.G.; KINGSLEY, S.P. Long period meteor wind oscillations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(11):1933-1943, Nov. 1974.
- MULLER, H.G.; NELSON, L. A Travelling Quasi 2-day Wave in the Meteor Region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 40(6): 761-766, June 1978.
- PORTER, H.S.; SILVERMAN, S.M.; TUAN, T.F. On the behavior of airglow under the influence of gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 79(25):3827-3833, Sept. 1974.
- PORTER, H.; TUAN, T.F. On the behavior of the F layer under the influence of gravity waves. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(1):135-157, Jan. 1974.
- RASTOGI, P.K.; BOWHILL, S.A. Gravity waves in the equatorial mesosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38(1):51-60, Jan. 1976.
- RASTOGI, P.K.; WOODMAN, R.G. Mesospheric studies using the Jicamarca incoherent-scatter radar. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(8):1217-1231, Aug. 1974.
- REVAH, I. Étude des Vents de petit échelle observés au moyen des traînées météoriques. *Annales de Géophysique*, 25(1):1-45, jan./fév./mar. 1969.
- RICHTER, E.S.; SECHRIST, JR., C.F. A meteor ablation-cluster ion atmospheric sodium theory. *Geophysical Research Letters*, 6(3): 183-186, Mar. 1979.
- RODRIGUES, S.N. *A multichannel digital analyser for laser radar applications*. São José dos Campos, INPE, 1970. (136-LAFE).

- ROPER, R.G. Winds from the Atlanta (34°N , 84°W) radio meteor wind facility. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 40(8): 891-894, Aug. 1978.
- ROWLETT, J.R.; GARDNER, C.S.; RICHTER, E.S.; SECHRIST, JR.C.F. Lidar observations of wave-like structure in the atmospheric sodium layer. *Geophysical Research Letters*, 5(8):683-686, Aug. 1978.
- SALAH, J.E.; EVANS, J.V.; WAND, R.H. E-region temperature measurements at Millstone Hill. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(3):461-489, Mar. 1975a.
- SALAH, J.E.; WAND, R.H. Tides in the temperature of the Lower Thermosphere at Mid-Latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 79(28):4295-4304, Oct. 1974.
- SALAH, J.E.; WAND, R.H.; EVANS, J.V. Tidal effects in the E region from incoherent scatter radar observations. *Radio Science*, 10(3): 347-355, Mar. 1975b.
- SCHOLEFIELD, A.J.; ALLEYNE, H. Low latitude meteor wind observations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(2):278-286, Feb. 1975.
- SHELTON, J.D.; GARDNER, C.S. *Theoretical and lidar studies of the density response of the mesospheric sodium layer to gravity wave perturbations*. Urbana, Illinois, U.S.A. Aeronomy Laboratory, Department of Electrical Engineering, University of Illinois, 1981. 215 p. (Aeronomy Report N \circ 99).
- SHELTON, J.D.; GARDNER, C.S. SECHRIST, JR. C.F. Density response of the mesospheric sodium layer to gravity wave perturbations. *Geophysical Research Letters*, 7(12):1069-1072, Dec. 1980.
- SIEBERT, M. Atmospheric tides. In: ADVANCES IN GEOPHYSICS. New York, NY, Academic, 1961. v. 7, p. 105-182.
- SIMONICH, D.M.; CLEMESHA, B.R.; KIRCHHOFF, V.W.J.H. The mesospheric sodium layer at 23°S : Nocturnal and seasonal variations. *Journal of Geophysical Research*, 84(A4):1543-1550, Apr. 1979.

- SPIZZICHINO, A. Étude expérimentale des vents dans la haute atmosphère (premier partie). *Annales de Géophysique*, 25(3):697-720, juil/août/sept. 1969.
- STENING, R.J.; MEEK, C.E.; MANSON, A.H.; STEPHENSON, D.G. Winds and wave motions to 110 km at midlatitudes. VI. Tidal, Gravity and Planetary Waves, 1976. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35(11): 2194-2204, Nov. 1978.
- TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B.R.; SAHAI, Y. Nightglow OH(8,3) band intensities and rotational temperature at 23°S. *Planetary and Space Science*, 22(9):1323-1329, Sept. 1974.
- THOME, G.D. Long period waves generated in the polar ionosphere during the onset of magnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, 73(19):6319-6336, Oct. 1968.
- UNITED STATES AIR FORCE. *U.S. standard Atmosphere*, Washington, D.C., USA, 1976.
- VAN DER HULST, H.C. *Light scattering by small particles*. New York, Wiley, 1957.
- VINCENT, R.A.; BALL, S.M. Mesospheric winds at Low- and Mid-Latitudes in the Southern hemisphere. *Journal of Geophysical Research*, 86(A11):9159-9169, Oct. 1981.
- VINCENT, R.A.; BALL, S.M. Tides and gravity waves in the mesosphere at mid- and low-latitudes. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(9/10):965-970, Sept./Oct. 1977.
- VINCENT, R.A.; STUBBS, T.S. A study of motions in the winter mesosphere using the partial reflection drift technique. *Planetary and Space Science*, 25(5):441-455, May 1977.
- WAND, R.H. Evidence for reversible heating in the E-region from Radar Thomson scatter observations of ion temperature. *Journal of Geophysical Research*, 74(24):5688-5696, Nov. 1969.
- WAND, R.H.; PERKINS, F.W. Temperature and composition of the ionosphere: diurnal variations and waves. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 32(12):1921-1943, Dec. 1970.

- WEINSTOCK, J. Theory of the interaction of gravity waves with $O_2(^1\Sigma)$ airglow. *Journal of Geophysical Research*, 83(A11):5157-5185, Nov. 1978.
- WOODMAN, R.F. Mesospheric winds at equatorial latitudes: a review on observational aspects. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(9/10):941-958, Sept./Oct. 1977.
- YEH, K.C.; LIU, C.H. Acoustic-gravity waves in the Upper Atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12(2):193-216, May 1974.

APÊNDICE A

MODELOS DE VENTO VERTICAL (W) E PERTURBAÇÃO
NA DENSIDADE ($\Delta N/N_0$)

TABELA 1

MODELO DIURNO

ALTURA (KM)	$\Delta N/N_0$		W	
	AMPLITUDE (%)	FASE (HORAS)	AMPLITUDE (Cm.s ⁻¹)	FASE (HORAS)
104	8	3	3,9	21
103	8	3	3,9	21
102	8	3	3,9	21
101	8	3	3,9	21
100	8	3	3,9	21
99	8	3	3,9	21
98	8	3	3,9	21
97	8	3	3,9	21
96	8	3	3,9	21
95	8	3	3,9	21
94	8	3	3,9	21
93	8	3	3,9	21
92	8	3	3,9	21
91	8	3	3,9	21
90	8	3	3,9	21
89	8	3	3,9	21
88	8	3	3,9	21
87	8	3	3,9	21
86	8	3	3,9	21
85	8	3	3,9	21
84	8	3	3,9	21
83	8	3	4,8	21
82	8	3	5,7	21
81	8	3	6,6	21
80	8	3	7,5	21
79	8	3	8,4	21

TABELA A.2

MODELO SEMIDIURNO

ALTURA (KM)	$\Delta N/N_0$		W	
	AMPLITUDE (%)	FASE (HORAS)	AMPLITUDE (Cm.s ⁻²)	FASE (HORAS)
104	7,0	4,75	17,25	1,75
103	7,0	5,00	15,75	2,00
102	7,0	5,25	14,25	2,25
101	7,0	5,50	14,25	2,50
100	7,0	5,75	14,25	2,75
99	7,0	6,00	12,75	3,00
98	7,0	6,25	10,50	3,25
97	7,0	6,50	10,50	3,50
96	7,0	6,75	9,00	3,75
95	7,0	7,00	7,50	4,00
94	7,0	7,25	8,25	4,25
93	7,0	7,50	9,00	4,50
92	7,0	7,75	10,50	4,75
91	7,0	8,00	11,25	5,00
90	7,0	8,25	12,00	5,25
89	7,0	8,50	13,50	5,50
88	7,0	8,75	16,50	5,75
87	7,0	9,00	18,00	6,00
86	7,0	9,25	18,00	6,25
85	7,0	9,50	16,50	6,50
84	7,0	9,75	13,50	6,75
83	7,0	10,00	10,50	7,00
82	7,0	10,25	6,00	7,25
81	7,0	10,50	3,00	7,50
80	7,0	10,75	1,50	7,75
79	7,0	11,00	1,50	8,00