



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA

CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA - CAMPUS II

**DEPARTAMENTO DE
CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS**

**PÓS - GRADUAÇÃO
EM METEOROLOGIA**

ANÁLISE DE COMPONENTES DA RADIAÇÃO SOLAR OBSERVADOS POR UM AVIÃO
LABORATÓRIO

AUTORA: VIRGÍNIA DE FÁTIMA BEZERRA

PUBLICAÇÃO DCA - CMM TD Nº 01 - 1997

CAMPINA GRANDE

JANEIRO - 1997

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
CURSO DE MESTRADO EM METEOROLOGIA

ANÁLISE DE COMPONENTES DA RADIAÇÃO SOLAR
OBSERVADOS POR UM AVIÃO LABORATÓRIO

VIRGÍNIA DE FÁTIMA BEZERRA

CAMPINA GRANDE

VIRGÍNIA DE FÁTIMA BEZERRA

ANÁLISE DE COMPONENTES DA RADIAÇÃO
SOLAR OBSERVADOS POR UM AVIÃO
LABORATÓRIO

DISSERTAÇÃO ELABORADA EM
CUMPRIMENTO ÀS EXIGÊNCIAS PARA
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM
METEOROLOGIA PELA UNIVERSIDADE
FEDERAL DA PARAÍBA.

LINHA DE PESQUISA: RADIAÇÃO NA ATMOSFERA E
SENSORIAMENTO REMOTO


DISSERTAÇÃO ORIENTADA PELO PROF. Dr. JUAN CARLOS
CEBALLOS


CAMPINA GRANDE-PB


ANÁLISE DE COMPONENTES DA RADIAÇÃO SOLAR OBSERVADOS POR UM AVIÃO
LABORATÓRIO

VIRGÍNIA DE FÁTIMA BEZERRA

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 23/01/97


JUAN CARLOS CEBALLOS
Orientador


EDUARDO JORGE DE BRITO BASTOS
Membro


JOSÉ CARLOS PARENTE DE OLIVEIRA
Membro

CAMPINA GRANDE
JANEIRO - 1997

DEDICATÓRIA

**À meu pai Manuel, já falecido, a sua
ausência não é maior que o meu amor
por você.**

**Especialmente à minha mãe Margarida,
a mulher em quem me espelho, uma
guerreira de alma gentil, a minha cúmplice
de quem recebi todo o apoio para realizar
este trabalho.**

**Dedico também a Paulo e Magali,
Verônica e Nivaldo, Petrônio e a meus
sobrinhos Marcelo e Lucas. Obrigada
pelo carinho e por alimentarem este ideal
sempre acreditando em mim.**

AGRADECIMENTOS

A Deus pela vida e por me dotar de força e perseverança na busca e realização de um sonho. E por me fazer entender que durante toda a vida somos sempre aprendizes.

À FUNCEME (Fundação Cearense de Meteorologia e Recursos Hídricos), pelo acesso aos dados da aeronave ALPA.

Em especial ao professor Juan Carlos Ceballos, pela orientação e paciência que vem desde a graduação.

À Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior (CAPES) pela concessão da bolsa de estudo.

À Universidade Federal da Paraíba- UFPB (Departamento de Ciências Atmosféricas - DCA), pela oportunidade de realizar este trabalho.

Aos professores do DCA Sukaran Ram Patel, Eduardo Jorge Brito Bastos, Magaly de Fátima Correia e Kamada Karuna Kumar, e a professora da UFMA Maria de Fátima Santos Farias pela colaboração, apoio e amizade.

A David Ferran Moncunill pela colaboração e presteza sendo um elo fundamental de ligação com a FUNCEME.

Aos amigos em geral, principalmente a Gracilene, Heráclio, Ronaldo e a Joana minha irmã de jornada, e finalmente à todos os que das mais variadas formas contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

Este trabalho apresenta resultados de um estudo de propriedades radiativas de ondas curtas de nuvens cumulus observadas pelo Avião Laboratório de Pesquisas Atmosféricas (ALPA) operado pela Fundação Cearense de Meteorologia e Recursos Hídricos (FUNCEME) sobre o estado do Ceará em abril/92 e junho/93. O avião está equipado para realizar medições termodinâmicas, radiativas e microfísica de nuvens. São analisados perfis de água precipitável, umidade relativa, temperatura e de ponto de orvalho, e a taxa de aquecimento da camada sub-nuvem. A variação da irradiância descendente, quando a aeronave passava em baixo de nuvens, serviu para obter a extensão horizontal de nuvens. Foi estimada também a espessura equivalente utilizando o método de dois-fluxos. Um método de dois-fluxos foi utilizado para substituir medições de topo de nuvens, não realizadas pelo ALPA, e para estimar a transmitância numa atmosfera nublada no intervalo visível. O resultado do método de dois-fluxos indicou que uma pequena correção deve ser aplicada para os valores de albedo de superfície medidos por avião. A absorção foi estimada por um relação empírica dada por Rawlins (1989), desenvolvida para campos de nuvens cumulus. Os valores obtidos tem boa concordância com aqueles apresentados por Rawlins.

ABSTRACT

The present thesis deals with the shortwave radiative properties of cumulus clouds and is based on data collected from flights over the state of Ceará conducted by FUNCEME in the months of April 1992 and June 1993. The aircraft was equipped to collect radiation and thermodynamic information and also microphysical data of clouds. Vertical profiles of precipitable water, relative humidity, temperature, dew point temperature and shortwave heating rates are analysed. The variation in downward radiant flux due to the aircraft passing beneath the clouds was used to determine the horizontal extent of the cloud layers. The equivalent depth of cloud was estimated using two flux method. Radiation measurements at the cloud top were not collected during the experiment. A two flux method was used to estimate shortwave radiation at the cloud top and to evaluate the transmittance of a cloudy atmosphere in the visible wavelegth range. Absorption of solar radiation within clouds was estimated using an empirical relation suggested by Rawlins (1989). The values obtained are in good agreement with those reported by Rawlins.

LISTA DE SÍMBOLOS

b - fração de retroespalhamento.

$d\Omega$ - elemento de ângulo sólido.

f - peso da δ -Dirac em aproximações- δ da função de fase.

g - fator de assimetria.

L - radiância.

$Q = \mu_0 S_\lambda(\tau)$ - irradiância solar direta.

E^\pm ou $E^{\uparrow\downarrow}$ - irradiâncias difusas, sendo E^+/E^\downarrow ascendente e E^-/E^\uparrow descendente.

G - irradiância global.

r_s - refletância do solo.

r_p - refletância planetária.

$S_{0,\lambda}$ - fluxo direcional solar (espectral) no topo da atmosfera.

$S_\lambda(\tau) = S_{0,\lambda} \exp(-\tau/\mu_0)$ - fluxo direcional solar espectral.

T - transmitância.

w - caminho óptico.

Z - ângulo zenital.

β - coeficiente linear de atenuação.

ϕ - ângulo azimutal.

λ - comprimento de onda.

k - coeficiente "mássico" de atenuação.

μ - cosseno do ângulo zenital.

ω - albedo simples para uma única interação.

ν - frequência da radiação.

ρ - densidade.

ψ - é a perda ou ganho de irradiância no espectro solar (escapando pelos lados da nuvem).

ψ_v - é a perda ou ganho de irradiância no espectro visível (escapando pelos lados da nuvem).

σ - seção eficaz para atenuação de radiação.

τ_Ω - espessura óptica na direção Ω .

Ω, Ω' - direção de incidência e de espalhamento de radiação.

I-	LISTA DE FIGURAS	Pág.
3.1-	Vôos realizados à tarde. Os percursos foram realizados em abril de 1992	44
3.2-	Vôo 05 realizado pela manhã e o vôo 08 realizado à tarde, em abril de 1992	45
3.3-	Vôos realizados pela manhã, sendo os percursos 07,09 e 10 em abril de 1992 e o percurso 11 de junho de 1993	46
4.1-	Umidade relativa	60
4.2-	Perfis de temperaturas	60
4.3-	Umidade relativa	61
4.4-	Perfis de temperaturas	61
4.5-	Umidade relativa	62
4.6-	Perfis de temperaturas	62
4.7-	Umidade relativa	63
4.8-	Perfis de temperaturas	63
4.9-	Umidade relativa	64
4.10-	Perfis de temperaturas	64
4.11-	Umidade relativa	65
4.12-	Perfis de temperaturas	65
4.13-	Umidade relativa	66
4.14-	Perfis de temperaturas	66
4.15-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920402-2	72
4.16-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920407-1	72
4.17-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920407-2	73

4.18-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920408-1	73
4.19-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920409-1	74
4.20-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920410-1	74
4.21-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920411-1	75
4.22-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920415-1	75
4.23-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920422-1	76
4.24-	Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920425-1	76
4.25-	Regressão da irradiância líquida	78
4.26-	Taxa de aquecimento com base nas retas de regressão da Figura 4.25	79
4.27-	Irradiância de ondas curtas medida em meia hora de vôo	80
4.28-	Irradiância de ondas curtas medida em meia hora de vôo	80
4.29-	Correção associada ao efeito de atmosfera nas medidas de refletância feitas por avião no intervalo visível	86
4.30a-	Albedo da superfície para o vôo 920402-2	87
4.30b-	Albedo da superfície para o vôo 920425-2	87
4.31-	Histograma de extensão horizontal	90
4.32-	Extensão horizontal (m) sobre o continente	92
4.33-	Extensão horizontal (m) sobre o mar	92
4.34-	Densidade de proporção versus transmitância	93
4.35-	Densidade de proporção versus transmitância	93

4.36-	Densidade de proporção versus transmitância	94
4.37-	Histograma de absorção para o vôo de junho/93	95
4.38-	Espessura equivalente para $\cos Z=0,7$	97
4.39-	Espessura equivalente para $\cos Z=0,9$	97
4.40-	Espessura equivalente	98

II- LISTA DE TABELAS	Pág.
2.1- Seção eficaz (σ) interpolada de Goody (1964). (σ em 10^{-20} cm ²). Fonte: Ceballos (1986)	15
2.2- Parâmetros de absorção para bandas de H ₂ O e CO ₂ no infravermelho solar. Fonte: Ceballos, 1986.	20
3.1- Dados dos vôos. Medidas de irradiância solar (WG7) e de onda longa (PIR). Vôo 11 apresenta medidas de radiação solar (WG7 e RG8).	43
3.2- Coeficientes empiricos e seus desvios padrões. Fonte Rawlins (1989)	52
4.1- Altura estimada da base das nuvens. (valores típicos)	68
4.2a- Coeficientes nas parametrizações de absorção por H ₂ O (vapor), incidência vertical. O resultado fica expresso em W.m ⁻² .	70
4.2b- Coeficiente nas parametrizações de absorção por CO ₂ , incidência vertical.	70
4.3- Parâmetros radiativos em atmosfera Rayleigh	82
4.4- Parâmetros radiativos em atmosfera com transmitância do O ₃ .	83
4.5- Albedo de superfície (mais atmosfera), determinado em níveis abaixo da base de nuvens	84
4.6- Tamanho de nuvens do vôo de junho de 1993.	89
4.7- Absorção das nuvens do vôo de junho de 1993.	95

SUMÁRIO

SUMÁRIO

Resumo	V
Abstract	VI
Lista de símbolos	VII
Lista de figuras	IX
Lista de tabelas	XII

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO E OBJETIVOS 1

CAPÍTULO 2 - RADIAÇÃO SOLAR NA ATMOSFERA	4
2.1 - Equação de Schwarzschild	4
2.2 - Equação de propagação a dois-fluxos	6
2.3 - Propagação da radiação solar na atmosfera sem nuvens	10
2.3.1 - Atenuação pelo ar limpo e seco	11
2.3.2 - Atenuação pelo ozônio	13
2.3.3 - Atenuação pelo vapor d'água	15
2.3.4 - Atenuação pelo dióxido de carbono	21
2.4 - Propriedades radiativas de nuvens	23
2.4.1 - Espessura óptica	26
2.4.2 - Aproximação- δ	28
2.4.3 - A medição de absorção em nuvens finitas	
2.5 - Taxas de aquecimento atmosférico	31
CAPÍTULO 3 - MATERIAIS E MÉTODOS	40
3.1 - Dados de avião	40
3.1.1 - Instrumentação	40
3.1.1.1 - Termodinâmica	40

3.1.1.2 - Radiação	41
3.2 - Radiossondagens	47
3.3 - Processamento de dados de nuvens	49
3.4 - Modelo de dois-fluxos:	
Isotropia Hemisférica (SS)	53
3.4.1 - Estimativa de espessura de nuvem	56
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS	58
4.1 - Perfis de temperatura e umidade	58
4.2 - Parametrização da absorção pelo vapor e pelo dióxido de carbono	69
4.3 - Perfis de fluxos de radiação solar.	
Taxas de aquecimento	77
4.4 - Albedo do solo - Distribuição de albedos	81
4.5 - Nuvens	88
4.5.1 - Distribuição de extensão horizontal	88
4.5.2 - Estimativa de absorção	95
4.5.3 - Estimativa de espessura equivalente	96
CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES	99
APÊNDICE:	
A - Definições de conceitos básicos	101
BIBLIOGRAFIA	106

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

A maioria dos fenômenos de interesse meteorológico ocorre na baixa atmosfera, na troposfera. As variações no balanço de radiação são fundamentais nos processos atmosféricos e terrestres, alterando por exemplo a temperatura a superfície, o perfil da taxa vertical de aquecimento e a circulação atmosférica (Souza, 1995).

A necessidade de uma parametrização eficiente dos processos físicos dentro de modelos globais de circulação geral tem levado a cálculos progressivamente mais detalhados da interação entre fluxos radiativos e nuvens. Entretanto, a propagação da radiação solar na atmosfera é considerada um fenômeno relativamente complexo, difícil de modelar principalmente quando esta atmosfera está parcialmente nublada. Há algum tempo vem sendo reconhecido que as nuvens constituem um dos mais cruciais mas pouco compreendido componente do sistema climático (Stephens e Platt, 1987).

Os modelos climáticos têm evidenciado serem altamente sensíveis à representação de propriedades radiativas de nuvens, particularmente como fatores de realimentação que favorecem ou inibem perturbações climáticas (Rawlins, 1989).

A utilização de aviões para observação de propriedades termodinâmicas, radiativas e microfísicas de nuvens é uma prática comum em outros países e vem sendo aplicada já há bastante tempo. No Brasil este tipo de experimento foi realizado pela primeira vez na década de 1970 (Belculfiné Perdiz, 1979) e retomado em 1992 pela Fundação Cearense de Meteorologia e Recursos Hídricos (FUNCEME).

As medições de aeronaves permitem estudar com mais detalhes o comportamento de nuvens isoladas e das propriedades médias de conjuntos delas, assim como da camada atmosférica sub-nuvem. O conhecimento da variação espacial e temporal das propriedades físicas e radiativas das nuvens no Nordeste é hoje bastante limitado. Dentre os escassos trabalhos recentes realizados na região, constam os de Moncunill et al. (1994a,b). Eles provêm de vários vôos com o Avião Laboratório de Pesquisas Atmosféricas (ALPA), operado pela FUNCEME (CE) e pelo Depto. de Física da UFC, realizados no intuito de melhorar o conhecimento dos processos de formação de pequenas nuvens que são frequentemente observadas no Estado do Ceará no período não chuvoso. Algumas destas nuvens podem ocasionalmente causar precipitações leves em função de suas condições dinâmicas e/ou microfísicas. Nos períodos de seca estas precipitações podem ser de vital importância para pequenas microrregiões (Moncunill et al., 1994a).

Objetivo geral:

Parece-nos apropriado realizar estudos que contribuam para definir propriedades radiativas associadas a nuvens do tipo cumulus quentes, cobertura característica de períodos não chuvosos no Nordeste brasileiro.

Objetivo específico deste trabalho:

Analisar dados de aeronave ALPA para vôos sobre o Ceará e parte do Atlântico, procurando extrair informações sobre as características de perfis da radiação solar, a da taxa de aquecimento atmosférico associada à absorção de radiação solar, os parâmetros estatísticos ligados à distribuição de

tamanho e as propriedades de transferência das nuvens cumulus na região.

No presente trabalho utilizou-se dados experimentais cedidos pela FUNCEME.

No capítulo 2 comenta-se a equação de propagação a dois-fluxos, a atenuação da radiação por gases atmosféricos e nuvens e as taxas de aquecimento atmosférico. No capítulo 3 apresenta-se os dados do ALPA, a instrumentação utilizada e os critérios de processamento de dados de nuvens. No capítulo 4 mostra-se as estimativas de absorção por gases atmosféricos, perfis de temperatura, albedo do solo e propriedades deduzidas para as nuvens.

CAPÍTULO 2

RADIAÇÃO SOLAR NA ATMOSFERA

Neste capítulo mostra-se a equação de propagação da radiação solar na atmosfera e uma forma simplificada ("método de dois-fluxos"), apropriada para atmosferas estratificadas. Discuti-se o que acontece com a radiação solar na atmosfera sem nuvens, e a atenuação da radiação solar pelos principais gases absorventes e suas parametrizações. O Apêndice deste trabalho descreve com maior detalhe algumas definições conceituais básicas.

2.1 - Equação de Schwarzschild

A propagação da radiação solar monocromática num meio atenuante é descrita pela equação de Schwarzschild (Liou, 1980):

$$\frac{\partial L}{\partial \tau_{\Omega}} = -L + J \quad (2.1)$$

onde L é a radiância, J é a função fonte e $\partial \tau_{\Omega}$ a variação de espessura óptica na direção Ω , na posição espacial \vec{r} .

Considera-se uma atmosfera estratificada horizontalmente, de forma que a cada altitude $Z = \text{cte}$ as propriedades de atenuação são homogêneas. Isto permite introduzir como variável espacial a espessura óptica vertical τ , sendo $\tau=0$ no

topo da atmosfera e crescendo em direção ao solo. A eq. (2.1) pode ser escrita como

$$\mu \frac{\partial L(\tau, \Omega)}{\partial \tau} = -L(\tau, \Omega) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} L(\tau, \Omega') P(\tau, \Omega', \Omega) d\Omega' . \quad (2.2)$$

onde $P(\tau, \Omega', \Omega)$ é a função de fase para dispersão e ω o albedo simples (Vide Apêndice).

Pode-se considerar que a radiância L está composta por uma radiância direta (L_{dr}) e uma difusa (L_{df}), com a radiância direta descrita pela lei de Beer:

$$L_{dr}(\tau, \Omega) = L(0, \Omega_0) \exp(-\tau / \mu_0) \quad (2.3)$$

$$L(0, \Omega_0) = S_{0A} \delta(\Omega_0, \Omega) \quad (2.4)$$

onde δ é uma função delta de Dirac e $\mu_0 = \cos Z_0$, com $Z_0 =$ ângulo zenital do Sol. Introduzindo esta definição na equação (2.2), obtém-se a expressão

$$\mu \frac{\partial L_{df}(\tau, \Omega)}{\partial \tau} = -L_{df} + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} L_{df}(\tau, \Omega') P(\tau, \Omega', \Omega) d\Omega' + \frac{\omega}{4\pi} S_{0A} \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right) P(\tau, \Omega_0, \Omega) . \quad (2.5)$$

Decompondo a equação (2.5) em duas equações para radiâncias ascendentes (L^+) e descendentes (L^-), pode-se obter a solução para L^+ e L^- , com as seguintes condições de contorno:

1) Não existe radiação difusa incidente no topo da atmosfera:

$$L^*(0, \Omega) = 0; \quad (2.6)$$

2) A radiação refletida pelo solo cumpre com

$$\int_{-2\pi} \mu L^-(\tau_s, \Omega) d\Omega = \int_{+2\pi} r_s \mu L^+(\tau_s, \Omega) d\Omega, \quad (2.7)$$

onde r_s é a refletância do solo e τ_s é a profundidade óptica da atmosfera.

No presente trabalho utilizar-se-á os "métodos de dois-fluxos", que são particularmente úteis para avaliar perfis de irradiâncias.

2.2 - Equação de propagação a dois-fluxos

Os métodos de dois-fluxos reduzem a equação de transferência de radiação a um par de irradiâncias (ascendente e descendente, respectivamente), integrando o campo de radiações nos hemisférios correspondentes.

As hipóteses básicas envolvidas são:

1) Considerar uma atmosfera estratificada horizontalmente, com irradiância $Q_0 = \mu_0 S$ no topo da atmosfera, onde $\mu_0 = \cos Z = m_0^{-1}$;

2) A irradiância direta (espectral) é atenuada segundo a lei de Beer

$$S_\lambda(\tau) = S_\lambda(0) \exp(-m_0 \tau); \quad (2.8)$$

3) A radiação difusa gerada propaga-se verticalmente para baixo com irradiância E^+ e para cima com irradiância E^- , de forma que

$$E^\pm(\tau) = \int_{\pm 2\pi} \mu L(\mu, \Omega) d\Omega = 2\pi \int_0^1 \mu \tilde{L}(\tau, \pm \mu) d\mu, \quad (2.9)$$

onde \tilde{L} é a média azimutal da radiância;

4) Para uma camada homogênea, a solução da equação de propagação a dois-fluxos requer algumas condições de fronteira. Para a atmosfera como um todo vale que

$$E^+(0) = 0, \quad E^-(\tau_s) = r_s EG(\tau_s), \quad EG(\tau_s) = \mu_0 S(\tau_s) + E^+(\tau_s), \quad (2.10)$$

onde τ_s é a espessura óptica vertical total da atmosfera, r_s é a refletância do solo, e EG é a irradiância global.

A equação geral obtida para o método de dois-fluxos a partir da equação (2.5) apresenta-se na seguinte forma (Ceballos, 1986):

$$a) \frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} E^+ \\ E^- \end{bmatrix}(\tau) = \begin{bmatrix} -\alpha_{11} & \alpha_{12} \\ -\alpha_{21} & \alpha_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+ \\ E^- \end{bmatrix}(\tau) + \omega S_\lambda(\tau) \begin{bmatrix} 1 - b_0 \\ -b_0 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

$$b) \alpha_{11} = \frac{[1 - \omega(1 - \hat{b}^+)]}{\hat{\mu}^+}, \quad \alpha_{12} = \frac{\omega \hat{b}^-}{\hat{\mu}^-}$$

$$\alpha_{21} = \frac{\omega \hat{b}^+}{\hat{\mu}^+}, \quad \alpha_{22} = \frac{[1 - \omega(1 - \hat{b}^-)]}{\hat{\mu}^-},$$

$$c) \hat{\mu}^{\pm}(\tau) = \frac{\int_0^1 \mu L(\tau, \pm\mu) d\mu}{\int_0^1 L(\tau, \pm\mu) d\mu}, \quad \hat{b}^{\pm}(\tau) = \frac{\int_0^1 b(\mu) L(\tau, \pm\mu) d\mu}{\int_0^1 L(\tau, \pm\mu) d\mu}$$

$$d) \frac{dE_n}{d\tau} + (1-\omega) \left(S + \frac{E^+}{\hat{\mu}^+} + \frac{E^-}{\hat{\mu}^-} \right) = 0, \quad E_n = \mu_0 S + (E^+) - (E^-),$$

onde E^+ , E^- são as irradiâncias difusas descendente e ascendente; b_0 é a função de retrodispersão, ou fração de retroespalhamento para a radiação direta; ω é o albedo simples; S é a irradiância direta à incidência normal (eq. 2.8); e E_n é o saldo de irradiâncias no nível τ .

Os símbolos $\hat{\mu}$ e \hat{b} são o cosseno médio (hemisférico) de orientação de raios solares e a fração de retroespalhamento média, respectivamente, ponderados com a distribuição angular das radiancias difusas.

Para transferência radiativa conservativa ($\omega=1$) obtém-se $\alpha_{11} = \alpha_{21} = \hat{b}^+ / \hat{\mu}^+$; $\alpha_{12} = \alpha_{22} = \hat{b}^- / \hat{\mu}^-$; por outro lado, neste tipo de atmosfera $E_n = \text{cte}$ segundo a equação (2.11. c). Assim como as irradiâncias E^{\pm} os parâmetros \hat{b}^{\pm} , $\hat{\mu}^{\pm}$, b_0 e ω podem ser funções de τ (profundidade óptica).

A fração de retroespalhamento $b(\mu')$, numa aproximação de primeira ordem, tem a forma

$$b(\mu') = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{2} g \mu' \right), \quad (2.12)$$

onde μ' é o cosseno do ângulo zenital (de incidência) e g é o fator de assimetria.

Substituindo a expressão (2.12) nas equações (2.11), pode-se representar os coeficientes α_{ij} segundo aproximações de primeira ordem

$$\alpha_{11}^{(1)} = \frac{1 - \frac{\omega}{2} \left[1 + \frac{3}{2} g \hat{\mu}^+ \right]}{\hat{\mu}^+} \quad \alpha_{12}^{(1)} = \frac{\frac{\omega}{2} \left[1 - \frac{3}{2} g \hat{\mu}^- \right]}{\hat{\mu}^-}$$

$$\alpha_{21}^{(1)} = \frac{\frac{\omega}{2} \left[1 - \frac{3}{2} g \hat{\mu}^+ \right]}{\hat{\mu}^+} \quad \alpha_{22}^{(1)} = \frac{1 - \frac{\omega}{2} \left[1 + \frac{3}{2} g \hat{\mu}^- \right]}{\hat{\mu}^-}. \quad (2.13)$$

A equação (2.11) é a expressão geral do método de dois fluxos, e deve fornecer uma solução exata para a equação de transferência de irradiância. A solução depende das condições de contorno e do conhecimento exato da variação dos coeficientes α_{ij} com τ , o que não é possível, uma vez que $\tilde{L}(\tau, \mu)$ não é conhecida a priori, de forma que os parâmetros $\hat{b}^+, \hat{\mu}^+$ e os coeficientes α_{ij} são parametrizados e geralmente supõe-se que sejam constantes (Ceballos, 1988). As equações (2.13) permitem obter aproximações de dois-fluxos bastante acuradas (Liou, 1980)

Dentre os métodos de dois-fluxos mais conhecidos estão os modelos que denominamos de "isotropia hemisférica" (SS), "ordenadas discretas" (DOM) e "Eddington" (EDD). As soluções destes métodos são expressões relativamente simples que envolvem ω (albedo de espalhamento único), δ (espessura óptica) e g (fator de assimetria), desde que os coeficientes α_{ij} dos

modelos são também definidos por estes parâmetros. Neste trabalho usaremos dois destes modelos: o de "isotropia hemisférica" (SS) e o "Eddington" (EDD). O primeiro é o mais simples, e o segundo é a melhor aproximação no tratamento de nuvens estratiformes (Sousa, 1995).

2.3 - Propagação da radiação solar na atmosfera sem nuvens

Quando a radiação solar entra na atmosfera parte da irradiância é atenuada por espalhamento e parte por absorção. Uma parte da energia incidente consegue passar através da atmosfera sem sofrer alteração. A radiação que consegue atingir a superfície terrestre sem mudar a sua direção desde o Sol chama-se de **radiação solar direta**. A radiação que sofreu espalhamento é chamada de **radiação difusa**; parte dela é espalhada em direção à superfície e parte na direção do espaço ("retroespalhada").

Antes de atingir a superfície a radiação solar é absorvida em alguns comprimentos de onda do seu espectro por constituintes atmosféricos, dos quais os mais importantes são o vapor d'água, o dióxido de carbono, o ozônio, os aerossóis e as nuvens.

Os principais absorventes atmosféricos da radiação solar são as nuvens, o ozônio (O_3), o vapor d'água (H_2O), os aerossóis e o dióxido de carbono (CO_2). Outros gases minoritários podem participar do processo de absorção, mas devido à baixa concentração compensa a eventual intensidade de linhas e/ou bandas de absorção, estes gases podem ainda participar dos ciclos de produção e remoção do O_3 , CO_2 e H_2O ,

ou podem contribuir para a formação de aerossol, em particular de núcleos de condensação de nuvens contribuindo para formação de nuvens (Ceballos, 1986). Os gases majoritários como nitrogênio e oxigênio no espectro solar participam essencialmente da dispersão do tipo Rayleigh; com relação à energia absorvida do espectro solar agem como simples trocadores atmosféricos de calor sensível, apesar do O_2 ter linhas de absorção em 0,69, 0,76 e 1,25 μm , mas numa atmosfera "limpa" (sem aerossóis) e "seca" (sem vapor d'água) esta absorção do O_2 produz efeitos da mesma ordem e até superiores aos da dispersão molecular. Portanto, a denominação de "limpa e seca" inclui, conceitualmente a ausência de O_3 e despreza as linhas de absorção de O_2 . Nestas condições, falar-se-á de uma "atmosfera Rayleigh".

É importante ressaltar algumas dificuldades na determinação de parametrizações adequadas da absorção de radiação solar por $H_2O(v)$ e CO_2 atmosféricos:

a) A atmosfera real não é estacionária em temperatura e concentração destes gases. No caso de $H_2O(v)$ e O_3 , nem mesmo pode ser assumida composição instantaneamente homogênea;

b) O H_2O , o CO_2 e o O_3 apresentam um conjunto abundante e complexo de linhas de absorção, cujas intensidades e larguras dependem de condições locais de pressão e temperatura;

c) Enquanto estas limitações são de grande importância para pesquisas de propagação de radiação laser monocromática, para muitas das aplicações meteorológicas pode-se obter informações suficientes da absorção integral produzida por uma ou várias bandas (Ceballos, 1986).

De acordo com o que foi exposto acima nos limitaremos à análise e estimativa dos efeitos radiativos do O_3 , CO_2 e H_2O .

2.3.1 - Atenuação pelo ar limpo e seco

Quando se fala em ar seco está supondo-se uma atmosfera sem vapor d'água, na qual espera-se apenas espalhamento. O termo "limpo" refere-se à ausência de aerossóis e de gases minoritários variáveis (metano, Nox, etc.). Esta atmosfera é conhecida como "atmosfera Rayleigh".

A teoria Rayleigh descrevendo o espalhamento por moléculas de ar está baseada na suposição de que as partículas espalhantes são dipolos moleculares (portanto, com diâmetros muito menores que o comprimento de onda da radiação incidente) e que as partículas espalham radiação independentes uma das outras.

Numa atmosfera limpa e seca cerca da metade da radiação espalhada é desviada na direção do espaço e a outra metade atinge a Terra. Uma atmosfera Rayleigh é puramente dispersiva, se não considerarmos a absorção fraca por uma banda do O₂. No espectro visível(vis) o fenômeno de propagação radiativa predominante é a dispersão Rayleigh (Ceballos, 1986).

A seção eficaz molecular σ_R é praticamente independente de P e T para o ar "limpo e seco", e sua variação com λ no visível é ajustada afetando λ com o expoente 4,08, de forma que a profundidade óptica τ_R no nível de pressão P é calculada conforme a expressão (Paltridge e Platt, 1976),

$$\tau_\lambda = \left(\frac{P}{P_0} \right) 0.00088 \lambda^{-4.08} \quad (2.14)$$

onde λ é o comprimento de onda em μm , e $P_0=1013\text{HPa}$.

No capítulo 3, seção 3.4 avaliamos o campo de irradiâncias para uma atmosfera Rayleigh. A tabela 3.4 mostra o campo de irradiâncias avaliado pelo modelo SS da aproximação de dois-fluxos.

2.3.2 - Atenuação pelo ozônio (O₃)

O ozônio se concentra principalmente na altitude de 15 a 30 Km na atmosfera e é responsável pela absorção da radiação ultravioleta. No espectro solar apresenta três bandas importantes de absorção: a de Hartley em $\lambda < 0,310 \mu\text{m}$, a de Huggins em $\lambda: (0,313-0,340 \mu\text{m})$ e a de Chappuis em $\lambda: (0,45-0,76 \mu\text{m})$. Estes são limites aproximados.

As bandas mais intensas são justamente as que absorvem os raios ultravioleta (as bandas de Hartley e de Huggins). No entanto a banda de Chappuis se localiza na região mais intensa do espectro solar, sendo de se esperar que os seus efeitos sejam pelo menos da mesma ordem de grandeza que os das outras duas (Ceballos, 1986).

Ceballos (1986) comparou alguns perfis verticais de concentração do O₃, entre eles o perfil de Elterman (para o hemisfério norte), o perfil de Lenschow e três perfis de Kirchhoff (um para o hemisfério norte, um para o hemisfério sul e um para Natal-Rio Grande do Norte). Observou que o O₃ troposférico no Brasil apresenta concentrações visivelmente maiores do que as do hemisfério norte e até maiores do que as médias para o hemisfério sul. Uma das explicações para este fato seria a geração de gases minoritários através de queimadas em grandes extensões de terreno. As queimadas e

florestas agiriam como fontes do O_3 à superfície, a atividade convectiva das regiões tropicais bombearia o O_3 transportando-o acima do topo das nuvens e a circulação regional da troposfera média se encarregaria de transportá-lo a grandes distâncias. Este ciclo explicaria as altas concentrações de O_3 na troposfera sobre Natal.

A concentração do O_3 é expressa em ppm ou ppb, que representam a razão entre o número de moléculas de O_3 e de ar (fração molar). Quando se expressa a concentração do O_3 em ppm o valor na estratosfera aumenta enormemente em relação aos valores troposféricos; entretanto, se se representar a concentração do O_3 em molec. m^{-3} o valor na estratosfera não é maior do que 5 vezes o valor troposférico (Ceballos, 1986).

Com base na parametrização utilizada por Ceballos baseada nos resultados reproduzidos por Goody(1964), estimamos a profundidade óptica do O_3 e a sua transmitância. Usando esses dados, Ceballos (1986) obteve a profundidade óptica do ozônio (τ_{O_3}) onde, (veja Tabela 2.1)

$$\tau_{O_3}(P) = \left[\mu \int N(Z) dZ \right] \frac{\sigma}{\mu} = W_3 \sigma \frac{N_0}{M} \quad (2.15)$$

se $W_3 = 6,4 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$ é a massa de O_3 por unidade de área de uma coluna atmosférica;

μ = massa de molécula;

ΔZ é a profundidade geométrica;

$N = \frac{\rho_{O_3}}{M} N_0$ é o número de moléculas por unidade de volume;

ρ_{O_3} é a densidade do ozônio;

$M = 48\text{g/mol}$ é a massa molar do ozônio;

N_0 é o número de Avogrado;

σ_{O3} é a seção eficaz no comprimento de onda λ , e sua dependência com λ interpolada dos dados de Goody(1964) pode ser representada por

$$\sigma(\lambda) = A \exp[-B(\lambda - \lambda_1)] \quad (2.16)$$

Os coeficientes A, B e λ_1 são obtidos na tabela 2.1, abaixo

TABELA 2.1 - Seção eficaz (σ) interpolada de Goody (1964).
(σ em 10^{-20} cm^2). Fonte: Ceballos (1986).

$\Delta\lambda (\mu\text{m})$	A	B	λ_1
1: (0,28-0,315)	380	127	0,28
2: (0,315-0,35)	5,3	131	0,315
3: (0,45-0,565)	0,033	22	0,45
4: (0,565-0,605)	0,46	0	-
5: (0,605-0,79)	0,51	17	0,605

Foi então determinada a Transmitância da camada de ozônio, como segue

$$T = \exp(-\tau_{O3}/\mu_0) \quad (2.17)$$

2.3.3 - Atenuação pelo vapor d'água

O vapor d'água é a matéria-prima na formação das nuvens e é o veículo que transporta o calor latente liberando-o como

calor sensível. Portanto, a absorção da radiação solar pelo vapor d'água é uma importante fonte de aquecimento dentro da própria atmosfera.

Embora o vapor d'água absorva na região do IV onde o espalhamento Rayleigh é desprezível, a absorção não é fácil de parametrizar já que a presença de nuvens vem associada com espalhamento/absorção Mie, bem mais complexo de avaliar.

Os coeficientes de absorção são altamente dependentes do comprimento de onda e têm também dependência significativa com pressão e temperatura. Para estimar a absortância associada a uma banda calculada linha por linha, necessita-se conhecer dados como ν_0 , frequência central, S , intensidade da linha e α , que caracteriza a largura (de um conjunto muito grande de linhas) e integrá-los em frequência sobre a banda. Normalmente, tenta-se avaliar o efeito integrado em intervalos $\delta\nu$, ou em bandas completas.

Pode-se obter estimativas razoáveis a partir da informação fornecida por determinações espectroscópicas em intervalos "largos" incluindo uma banda completa, em particular os trabalhos de Howard et al. (1956a-d) para absorção por H_2O (vapor) e CO_2 .

É importante ressaltar que os parâmetros de largura e intensidades de cada linha dependem do estado termodinâmico do meio. As diversas distribuições de (P, T) podem produzir valores diferentes de funções de transmissão (A) para o mesmo caminho óptico W .

Ceballos e Fattori (1984) avaliaram as contribuições das diversas bandas de absorção com base nas parametrizações de dados experimentais de Howard et al. (1956 b,c) (para CO_2 nas

bandas 1,4; 1,6; 2,0; 2,7 e 4,3 μm além de 4,8; 5,2 e 15 μm e para $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ nas bandas $\rho\sigma\tau$, ϕ , ψ , Ω , x , 3,2 e 6,3 μm) e Fowle (nas bandas α , 0,8 μm , ϕ , ψ e Ω).

Ambas as séries de medições foram realizadas em condições controladas de laboratório, sendo que as de Fowle incluem extrapolações (a partir de medições em condições atmosféricas) para valores elevados de caminho óptico total. Já a equipe de Howard *et al.* determinou as funções de transmissão A para um amplo conjunto de pressões totais (P) e parciais (p) e caminhos ópticos W de $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ e CO_2 em atmosfera de N_2 (que é fisicamente equivalente ao ar no que diz respeito às colisões moleculares).

Howard *et al.* (1956) consideraram uma atmosfera com composição e pressão total (P) homogêneas, onde o fluxo direcional atenuado por uma banda de absorção pode ser avaliada em termos da largura equivalente (A) da banda (medida em unidades de frequência). Como cada banda é relativamente estreita com relação ao conjunto do espectro solar, nela pode-se adotar um fluxo direcional espectral médio $\tilde{S}_\nu(i)$ incidente no topo da atmosfera, característico dentro da banda ou o centro da banda, λ_i . Para um conjunto de bandas não sobrepostas tem-se,

$$\Delta S = \sum A_i \tilde{S}_\nu(i) \quad (2.18)$$

A largura $A_i(W, P)$ depende de P e do caminho óptico W percorrido, definindo-se $W = \rho \cdot s$, onde ρ = concentração (densidade do gás absorvente), e s = percurso geométrico do raio de luz.

Os resultados de Howard et al. (1956 b,c) são válidos para propagação em condições (P, p, T) homogêneas, aceitando as parametrizações

$$\begin{aligned} A &= cW^{1/2}(P+p), \quad A < A_c \\ &= C + D \log W + K \log(P+p), \quad A > A_c \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde os logaritmos são em base 10 e A_c é um valor crítico de separação entre dois tipos de comportamento.

A parametrização baseada em Fowle (MacDonald, 1960 apud Ceballos e Fattori, 1984), para as bandas α e $0,8 \mu\text{m}$ de $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ propõe às expressões

$$\begin{aligned} A &= c + kW^{1/2}, \quad W < W_c = 2 \text{ g cm}^{-2} \\ &= C + DW, \quad W > W_c \end{aligned} \quad (2.20)$$

Com base nestas parametrizações Ceballos e Fattori (1984) chegaram à forma geral

$$\Delta S = a_1 + a_2 W^{1/2} + a_3 \log W + a_4 W \quad (2.21)$$

onde W representa o caminho óptico (massa atravessada por unidade de área). A expressão (2.18) vale tanto para $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ como para CO_2 ; os coeficientes a_i dependem da pressão ambiente.

Como as parametrizações originais de Howard et al. se referem a condições de umidade absoluta homogênea e pressão atmosférica constante, elas não representam as condições atmosféricas reais entre o topo e a superfície da atmosfera.

Para aplicar a equação (2.18) existem pelo menos dois caminhos (Ceballos et al., 1992):

1) Utilizar a água precipitável efetiva, que pode ser obtida pela redução de cada camada atravessada pelos raios solares a um conteúdo de água efetiva à pressão P_0 na base da atmosfera (usualmente considera-se $P_0=1000\text{HPa}$). A água precipitável efetiva é avaliada segundo

$$W' = \int_0^{P_0} q(P/P_0)^n dP / g \quad (2.22)$$

onde q é a unidade específica no nível P ,
 g é a aceleração da gravidade e
 $n=0,95$ para H_2O (para CO_2 $n=0,75$).

O caminho óptico resultante é $W^* = W' / \mu_0$, onde $\mu_0 = \cos Z$. E os coeficientes " a_i " correspondem a $P_0=1000\text{HPa}$, na tabela 2.2. Na tabela 2.2 indicam-se as bandas de absorção consideradas. Os parâmetros A_c , W_c são "valores críticos" da largura efetiva e do caminho óptico de vapor, respectivamente;

2) Utilizar uma pressão média ponderada, podendo então trabalhar com o caminho óptico calculado diretamente a partir da distribuição vertical de vapor, ($n=0,95$ na equação (2.22)), e com coeficientes " a_i " correspondentes a esta pressão média ponderada \bar{P} com a distribuição vertical de vapor

$$\bar{P} = \frac{\int_0^* P dW}{W} \quad (2.23)$$

A média (ou pressão ponderada) $\bar{P}=800\text{HPa}$ foi utilizada por Ceballos e Fattori (1984), este valor de pressão ponderada vem sendo obtida para diversos locais do Nordeste (Ceballos et al, 1992). Os coeficientes "a_i" no intervalo (0,9-2,7 μm) estão incluídos na tabela 3.

Os coeficientes "a_i" referentes às bandas α e 0,8μm estão apresentados à parte; embora fracas, estas bandas se situam numa faixa intensa do espectro solar.

Ao considerar os fluxos que uma aeronave poderia medir no IV solar, a pressão \bar{P} seria inferior a 800HPa. Como será mostrado no capítulo 4, uma climatologia de dados aerológicos dos experimentos na região indica que a pressão média ponderada com a água precipitável do topo ao nível de avião implica em uma pressão ponderada de $\bar{P}=700$ HPa. Os coeficientes "a_i" resultantes no intervalo de 0,9-2,7μm correspondentes a esta pressão, baseados nas equações (2.19 e 2.20) e na tabela 2.2 , estão incluídos na tabela 4.1 do capítulo 4.

2.3.4 - Atenuação pelo dióxido de carbono:

A concentração (fração molar) do dióxido de carbono é aproximadamente constante na troposfera, em torno de 300ppm; além de pequenas variações estacionais, no último século sua concentração vem aumentando, ligada especialmente à atividade industrial (Liou, 1980).

Ceballos(1986) parametrizou a atenuação pelo CO₂ tendo como base a equação (2.20). A espessura equivalente deste gás pode ser avaliada por integração vertical de elementos

$$dL_2 = dZ (P/P_0)^n \quad (2.24)$$

onde dZ é um elemento de distância geométrica na vertical. O valor de L_2 corresponde a um trajeto horizontal em condições normais ($P_0=1013\text{HPa}$ e $T_0=273\text{K}$), dado por McClatchey et al. em 1972 para diversos modelos de atmosfera e para todos os casos $L_2 \approx 5,5\text{Km}$ (Ceballos, 1986), ou seja, para absorção por CO_2 , pode-se optar por aplicar a eq. (2.21) a caminhos ópticos efetivos avaliados segundo a eq. (2.22) com $n=0,75$. Este tipo de estimativa é favorecida pelo fato do CO_2 ter concentração constante em toda a troposfera (em torno de 300ppm). A eq. (4.1) apresenta o resultado obtido para esta concentração.

Usando a lei de Dalton para misturas de gases ideais, o caminho óptico vertical equivalente resulta em

$$W^*2(\text{cm-atm}) = 300 \cdot 10^{-6} (\text{atm}) \times L_2(\text{cm}) = 165 (\text{cm-atm})$$

A pressão atmosférica média em Fortaleza é de $P \approx 1013\text{mb}$. Considerando $P=P_0$ foi obtida a ordem de grandeza da absorção pelo CO_2 para Fortaleza.

Da mesma forma que foi feito para o $\text{H}_2\text{O}(v)$, para cada banda de absorção pode ser definida a largura equivalente (equação (2.19)).

$$\begin{aligned} A &= cP_0^k (mW_2^*)^{1/2} = c'mo^{1/2} \text{ se } mW_2^* < Wc \\ &= C + K \log P_0 + D \log(mW_2^*) = C + D \log mo, \text{ se } mW_2^* > Wc \end{aligned} \quad (2.25)$$

então,

$$\Delta S_o(CO_2) = \sum_i A_i S_{ov}(i) \quad (2.26)$$

onde $S_{ov}(i)$ é o fluxo específico espectral solar no topo da atmosfera, característica dentro da banda "i", e desprezando os efeitos coexistentes de atenuação por aerossol de dispersão Rayleigh, para as bandas "i" contidas no intervalo $\Delta S_o(CO_2)$ é a absorção total para as bandas "i" contidas no intervalo desejado.

A expressão final para absorção do CO_2 levando em consideração as quatro bandas de absorção será apresentada no capítulo 4.

2.4 - PROPRIEDADES RADIATIVAS DE NUVENS

As nuvens são compostas principalmente por gotículas de água e/ou cristais de gelo em suspensão no ar que interagem ativamente com a radiação solar. No que se refere à absorção as nuvens atuam fracamente no visível através das gotas e vapor, e intensamente no IV solar. A absorção por nuvens no IV solar distribui-se em bandas tanto para gotas como para o vapor d'água.

O tratamento detalhado das propriedades de propagação em nuvens é complexo, desde que sua estrutura vertical não é homogênea. Suas propriedades ópticas requerem a aplicação da teoria de Mie, e as seções eficazes Mie para gotículas necessitam o conhecimento da distribuição do tamanho de partículas (Ceballos, 1986).

A modelagem da transferência radiativa na presença de nuvens é mais difícil, principalmente quando se considera as interações entre elas, que é o caso de nuvens cumuliformes, uma vez que uma fração da energia incidente sobre elas emerge lateralmente e interage com nuvens vizinhas.

Welch et al. (1980) observaram que as funções de fase são espectralmente pouco variáveis, bem como que os resultados das equações de propagação são mais sensíveis ao caminho óptico vertical do que à concentração de gotas propriamente dita. Desta forma, pelo menos para nuvens estratiformes os resultados numéricos de um modelo podem ser adequadamente parametrizados escolhendo uma função de fase conveniente, o valor do albedo simples e a espessura óptica da nuvem, conjuntamente com um modelo de dois-fluxos (Stephens, 1984). A introdução adicional de um método denominado de aproximação δ -Eddington e de condições de fronteira adequadas, conforme Ceballos (1986), constitui um bom critério de cálculo no tratamento de transferência radiativa com nuvens.

Com relação aos coeficientes de extinção ($\beta_e = \beta_s + \beta_a$) e à função de fase, sua determinação não é simples e envolve além da teoria Mie a aplicação da função gamma modificada ao espectro de gotas (Welch et al., 1980).

O coeficiente de extinção β_e é computado por

$$\beta_e = \int_0^{\infty} n(r) \pi r^2 Q_\lambda(r) dr \quad (2.27)$$

onde $Q_\lambda(x)$ é um fator de eficiência referente à absorção ou ao espalhamento por gotículas no comprimento de onda λ e dependem

do parâmetro de Mie $x=2\pi r_e/\lambda$, sendo r_e um raio efetivo da distribuição de gotas.

$n(r)$ é a função distribuição de tamanho de gotículas em termos do raio das gotículas r , sendo aproximada por uma função gamma modificada,

$$n(r) = ar^\alpha \exp\left[-\frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{r}{rc}\right)^\gamma\right] \quad (2.28)$$

$n(r)$ é a densidade espectral de gotículas com raios r , expressa em $\text{cm}^{-3}\mu\text{m}^{-1}$ e rc é o raio modal da distribuição. Os outros termos a, α, γ em (2.28) são constantes derivadas empiricamente, sendo que o número de gotículas por cm^3 é

$$N = \int_0^\infty n(r) dr \quad (2.29)$$

A profundidade óptica referente a uma camada (nuvem estratiforme) no visível é

$$\tau = \int_{z_1}^{z_2} \overline{\beta e}(Z) dZ \quad (2.30)$$

onde $\overline{\beta e}(z)$ é o coeficiente médio de atenuação,

dZ é a profundidade geométrica.

Welch e Cox(1980) calcularam β para espectros de gotas de três tipos de nuvem e observaram que β varia lentamente com λ , podendo-se assumir um único valor $\overline{\beta}$ em $\lambda: (0,7 - 2,9\mu\text{m})$ e os

resultados sugerem que o valor $\bar{\beta}$ é também representativo para nuvens cumulus.

Segundo Stephens (1984), i) ambos τ e g são funções relativamente lisas com relação ao comprimento de onda e assim podem ser especificadas sobre intervalos espectrais largos, ii) o fator de assimetria g não difere muito para tipos de nuvens diferentes (talvez com uma importante exceção para nuvens com cristais de gelo) o que sugere que pode ser especificado *a priori*, iii) um valor típico para o visível e IV próximo (Ivp) é $\bar{\omega} > 0,9$ e $\bar{\omega} \approx 0,5$ na região do IV afastado.

2.4.1 - Espessura óptica

Neste trabalho utilizamos a parametrização descrita por Stephens(1978) para estimar a espessura de nuvem. Vamos agora descrevê-la:

A espessura óptica (τ_N) é o parâmetro mais importante e necessário para descrever as propriedades radiativas das nuvens. A espessura óptica possui valores num intervalo extenso, sendo $5 < \tau_N < 500$.

A espessura óptica da nuvem pode ser definida formalmente por

$$\tau_N = \int_0^{\Delta z} \int_0^{\infty} n(r) Q_{ext}(x) \pi r^2 dr dz \quad (2.31)$$

onde $x=2\pi r/\lambda$. A eq.(2.31) envolve a integração sobre a distribuição de gotículas de nuvem $n(r)$ e a profundidade da nuvem "z" varia de 0 até ΔZ . O fator de eficiência $Q_{\text{ext}}(x)$ é determinado da teoria de Mie. A variação de $Q_{\text{ext}}(x)$ com o parâmetro "x" é pequena, particularmente para grandes "x" e tende assintoticamente para um valor de aproximadamente 2. Isto é relevante para comprimentos de onda curtos, para os quais (2.31) se reduz à

$$\tau_N \approx \int_0^{\Delta Z} 2\pi \left[\int_0^{\infty} n(r)r^2 dr \right] dz \quad (2.32)$$

Se o raio efetivo da distribuição é introduzido como

$$r_e = \frac{\int_0^{\infty} n(r)r^3 dr}{\int_0^{\infty} n(r)r^2 dr} \quad (2.33)$$

a equação (2.32) torna-se

$$\tau_N \approx \frac{3W}{2r_e} \quad (2.34)$$

onde W é o caminho óptico de água líquida (g m^{-2}) e r_e está em micrômetros. W é definido como

$$W = \int_0^{\Delta z} q_L dz \quad (2.35)$$

onde q_L é o conteúdo de água líquida ($g\ m^{-3}$).

A parametrização está baseada em cálculos que foram feitos usando um conjunto de tipos de nuvens "padrões" descrito em Stephens (1978a). As posições e espessuras das nuvens foram ilustradas na fig.2 daquele trabalho. Os cálculos consideram que a nuvem é verticalmente uniforme com respeito à distribuição do tamanho de gotículas. O caminho de água líquida vertical é então

$$W = q_L \Delta z \quad (2.36)$$

2.4.2 - A aproximação- δ

A solução da aproximação de dois-fluxos para uma atmosfera contendo aerossóis e/ou nuvens apresenta dificuldades devido ao fato de que para os aerossóis e as gotículas de nuvens o fator de assimetria excede 0,8 (Liou, 1980). Nestes casos a função de fase é extremamente concentrada na direção de incidência da radiação, e os métodos de dois-fluxos supõem que os desvios da isotropia sejam pequenos. Portanto, para fatores de assimetria elevados a aproximação de primeira ordem para α_{1j} (equações 2.11) deixa de ser adequada.

A solução encontrada para os casos com fator de assimetria elevado foi aproximar a radiação associada a uma

dispersão simples pela combinação linear de uma função delta de Dirac associada ao pico anterior de pró-espalhamento e uma função de fase remanescente, muito mais próxima de uma dispersão isotrópica (Ceballos, 1986). Algebricamente, considerando-se ângulos θ' de incidência e θ de dispersão ($\mu = \cos\theta$, $\mu' = \cos\theta'$), ambos com relação à direção vertical, tem-se

$$P(\mu', \mu) \cong 2f\delta(\mu - \mu') + (1-f)P'(\mu', \mu) \quad (2.37)$$

onde $\delta(\mu', \mu)$ é a função delta de Dirac, f é a fração da radiação espalhada no interior do pico "anterior" numa interação simples, e $P'(\mu', \mu)$ é a função de fase que descreve a distribuição de radiação espalhada após remoção do pico "anterior".

A equação (2.37) é a base dos denominados métodos- δ para propagação a dois-fluxos. A função de fase remanescente está normalizada segundo

$$\int_{-1}^{+1} \frac{1}{4\pi} p'(\Omega', \Omega) d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \tilde{P}(\mu', \mu) d\mu = 1 \quad (2.38)$$

Numa aproximação de primeira ordem para a função de fase $P'(\mu', \mu)$ remanescente definida acima tem-se

$$P'(\mu', \mu) = 1 + 3g'\mu\mu' \quad (2.39)$$

onde $3g'$ corresponde ao coeficiente de primeiro grau da expansão de P' (equação A.11), e g' é o fator de assimetria.

Segundo Ceballos (1986) a utilização de aproximações- δ é equivalente a introduzir uma mudança de escala na profundidade óptica, no fator de assimetria e no albedo simples, conservando-se a mesma estrutura do modelo escolhido (SS, EDD, etc.).

Os novos valores de τ , ω , g são calculados como segue:

$$\tau \rightarrow (1 - \omega f)\tau = \tau'$$

$$\omega \rightarrow \frac{(1-f)\omega}{1-\omega f} = \omega'$$

$$g \rightarrow \frac{g-f}{1-f} = g'$$

A transmitância, absorvância e refletância podem ser agora avaliadas com uma aproximação de dois-fluxos usual, utilizando-se os parâmetros τ' , ω' , g' . A nossa escolha foi utilizar a δ -EDD (Souza, 1995)

$$\frac{dE^+}{d\tau'} = -\left(\frac{7}{4} - 1 - \frac{3}{4}g'\right)E^+ + \left(-\frac{1}{4} + 1 - \frac{3}{4}g'\right)E^- + \omega'S\frac{1}{2}\left(1 + \frac{3}{2}g'\mu_0\right)$$

$$\frac{dE^-}{d\tau'} = -\left(-\frac{1}{4} + 1 - \frac{3}{4}g'\right)E^+ - \left(\frac{7}{4} - 1 - \frac{3}{4}g'\right)E^- - \omega'S\left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4}g'\mu_0\right) \quad (2.40)$$

A solução deste sistema de equações permite avaliar a transmitância T monocromática de uma camada homogênea com espessura τ e $\omega=1$, sendo

$$T = \frac{\frac{1}{2} - e^{-\mu_0 \tau} \left(\frac{3}{2} \mu_0 - \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{4} \mu_0}{\tau' \left(\frac{3}{4} (1-g') + \frac{1}{2} \right) + 1} \quad (2.41)$$

Aqui, as condições de contorno (2.10) ficam reduzidas a $E^-(\tau) = E^+(0) = 0$.

A partir desta transmitância será possível avaliar a ordem da profundidade de nuvens (capítulo 4).

2.4.3 - A medição de absorção em nuvens finitas

No estudo da interação nuvem-radiação três parâmetros são relevantes: a absorptância (A), a transmitância (T) e a refletância (R) das nuvens.

Um dos principais problemas na determinação de absorção em nuvens finitas é o efeito de borda de nuvem que requer avaliar quanta radiação está escapando pelos lados da nuvem.

Welch et al. (1980) consideraram os efeitos da estrutura heterogênea de nuvens sobre a absorptância parcial de nuvem observada no intervalo do espectro de 0.3 - 2.8 μm . Este método supõe implicitamente que o gradiente horizontal dos fluxos horizontais é zero (isto é $\partial F_x / \partial x = \partial F_y / \partial y = 0$).

O método apresentado por Welch et al. foi primeiro utilizado por Ackerman e Cox (1981), que o aplicaram para nuvens não-homogêneas observadas por avião. Rawlins (1989) usou a técnica para um campo de nuvens finitas observadas por avião meteorológico. Já Duda, Stephens e Cox (1991) aplicaram este método para nuvens Stratocumulus marítimos observadas por balão Meteorológico, e Tanaka et al. (1995) para nuvens Stratocumulus observadas por avião.

Welch e Cox (1980) examinaram a distribuição espectral da energia que escapa através dos lados de uma nuvem finita, e perceberam que a percentagem da irradiância incidente total escapando pelos lados da nuvem é bem representada pela percentagem da irradiância incidente escapando pelos lados da nuvem na região espectral $\lambda < 0,7 \mu\text{m}$.

No caso do espalhamento conservativo a energia que escapa pelos lados de uma nuvem finita é igual à convergência de fluxo vertical. Portanto, a convergência computada ou observada do fluxo vertical para comprimento de onda $\lambda < 0,7 \mu\text{m}$ resulta simultaneamente numa estimativa da percentagem de energia incidente escapando pelos lados da nuvem neste intervalo de comprimento de onda. Isto, é claro, considerando que não existe absorção real nesse intervalo (Welch e Cox, 1980).

Portanto, este método faz uma correção para efeitos de borda de nuvem tomando a diferença de medidas de absorção solar e a absorção visível medida, considerando que a absorção na região visível na nuvem é desprezível comparado com aquela na região do IVp. As propriedades da radiação solar de banda larga de uma camada de nuvens são definidas por este método como

$$A+R+T+\Psi = 1 \quad (2.42)$$

onde Ψ é o termo que descreve a energia líquida ganha ou perdida através dos lados da camada - este efeito de borda se aproximará de zero com o aumento da área considerada. A refletância é devida ao espalhamento Rayleigh pelas moléculas de ar e ao espalhamento Mie pelas partículas de nuvens.

A absorptância é normalmente estimada como

$$A = \frac{[E^{\downarrow} - E^{\uparrow}]_T - [E^{\downarrow} - E^{\uparrow}]_B}{E_T^{\downarrow}} \quad (2.43)$$

onde E_T^{\downarrow} é a irradiância descendente no topo da nuvem, E_T^{\uparrow} é a irradiância ascendente no topo da nuvem, E_B^{\downarrow} é a irradiância descendente na base da nuvem e E_B^{\uparrow} é a irradiância ascendente na base da nuvem.

Segundo Welch e Cox (1980) o erro na aplicação da Equação (2.43) para observação de irradiância é que não se tem nuvem infinita e nem homogeneidade estatística, principalmente porque na natureza raramente aparecem camadas de nuvens "perfeitas" a serem observadas. Portanto, dever-se-ia explorar qualitativamente as diferenças entre características de nuvens infinitas e aquelas de nuvens finitas ou bordas de camadas de nuvens semi-infinitas.

Embora as nuvens finitas representem um exemplo da violação desta suposição, existe uma situação onde isto é válido: quando a largura de uma nuvem finita é suficientemente grande, as suas propriedades radiativas devem aproximar-se daquelas de uma camada de nuvens semi-infinita. Segundo Welch et al. a divergência de fluxo horizontal líquido diferente de zero nos lados de uma nuvem finita pode ser usada como um indicativo de nuvem finita. A convergência do saldo de fluxo líquido vertical menos a divergência de fluxo horizontal é então a absorptância real.

Traduzindo matematicamente o que foi dito, considere-se um volume cúbico numa nuvem, e que os fluxos de radiação vêm

representados por um vetor $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ conceitualmente igual ao fluxo direcional Φ . O ganho de energia pelo volume $dx dy dz$ devido ao fluxo na direção "x" é

$$E_x dy dz - \left[E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} dx \right] dy dz = -\frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz;$$

da mesma forma para a direção "y" é

$$E_y dx dz - \left[E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} dy \right] dx dz = -\frac{\partial E_y}{\partial y} dx dy dz;$$

e para a direção "z"

$$E_z dx dy - \left[E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z} dz \right] dx dy = -\frac{\partial E_z}{\partial z} dx dy dz, \quad (2.44)$$

de forma que o ganho total no volume é

$$-\left[\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right] dx dy dz,$$

onde $\left[\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right]$ é o termo de divergência que representa o ganho ou a perda de radiação no volume.

A absorptância parcial FA da nuvem é definida como

$$FA = \frac{\text{fluxo radiante absorvido na nuvem}}{\text{fluxo incidente sobre o topo da nuvem}}.$$

Se não existe perda ou ganho de radiação pela nuvem devido aos fluxos nas direções "x" e "y", isto é, se

$$\left[\frac{\partial Ex}{\partial x} + \frac{\partial Ey}{\partial y} \right] = 0, \text{ então a fração de irradiância absorvida é}$$

$$FA = \frac{(E_T^\downarrow - E_T^\uparrow) - (E_B^\downarrow - E_B^\uparrow)}{E_T^\downarrow} \quad (2.45)$$

$$\text{E se } \frac{\partial Ex}{\partial x} + \frac{\partial Ey}{\partial y} = \psi \neq 0$$

$$FA = \frac{(E_T^\downarrow - E_T^\uparrow) - (E_B^\downarrow - E_B^\uparrow) - \psi}{E_T^\downarrow}, \quad (2.46)$$

onde E_T^\downarrow é a irradiância descendente no topo da nuvem, E_T^\uparrow é a irradiância ascendente no topo da nuvem, E_B^\downarrow é a irradiância descendente na base da nuvem, E_B^\uparrow é a irradiância ascendente na base da nuvem, e ψ é a perda ou ganho de radiação pelos lados da nuvem, $\psi = \Psi/E_T$.

Uma das suposições feitas por Ackerman e Cox (1981) é

$$\psi = \frac{\Psi}{E_T^\downarrow} = \frac{\Psi_v}{E_{vT}^\downarrow} = \psi_v \quad (2.47)$$

onde ψ é a perda ou ganho de radiação no espectro solar, ψ_v é a perda ou ganho de radiação no espectro visível, pelos lados da nuvem, E_T^\downarrow é a irradiância descendente no topo da nuvem no

espectro solar e E_{VT}^\downarrow é a irradiância descendente no topo da nuvem no espectro visível.

A outra suposição é que a absorvância parcial entre 0,3-0,7 μm é zero

$$FA_v = \frac{[(E_{VT}^\downarrow - E_{VT}^\uparrow) - (E_{VB}^\downarrow - E_{VB}^\uparrow)] - \Psi_v}{E_{VT}^\downarrow} = 0 \quad (2.48)$$

$$\therefore \frac{(E_{VT}^\downarrow - E_{VT}^\uparrow) - (E_{VB}^\downarrow - E_{VB}^\uparrow)}{E_{VT}^\downarrow} = \frac{\Psi_v}{E_{VT}^\downarrow} = \frac{\Psi}{E_T^\downarrow} \quad (2.49)$$

assim a absorvância medida é

$$FA = \frac{(E_T^\downarrow - E_T^\uparrow) - (E_B^\downarrow - E_B^\uparrow)}{E_T^\downarrow} \quad (2.50)$$

e a absorvância real é

$$FA = \frac{[(E_T^\downarrow - E_T^\uparrow) - (E_B^\downarrow - E_B^\uparrow)]}{E_T^\downarrow} - \frac{[(E_{VT}^\downarrow - E_{VT}^\uparrow) - (E_{VB}^\downarrow - E_{VB}^\uparrow)]}{E_{VT}^\downarrow}, \quad (2.51)$$

ou seja,

$$FA_{\text{real}}(0,3-2,8\mu\text{m}) = FA_{\text{medida}}(0,3-2,8\mu\text{m}) - FA_{\text{medida}}(0,3-0,7\mu\text{m})$$

2.5 - Taxas de aquecimento atmosférico

Alguns autores têm tentado medir a absorção da radiação solar dentro de nuvens, alguns obtendo valores anormalmente altos. A absorção extra foi atribuída variadamente a: aerossóis associados com as gotas de nuvens; presença de várias gotas grandes; radiação escapando pelos lados da nuvem. Outros pesquisadores têm encontrado boa relação entre medições

de absorção da camada de nuvens e resultados modelados baseados em propriedades microfísicas de nuvens (Rawlins, 1989).

Stephens(1978) calculou perfis de taxa de aquecimento para oito tipos de nuvens, considerando incidência normal (i.e, $\mu_0=1$ ou $\theta_0=0^\circ$), albedo da superfície $a_s=0,3$, e perfis de temperatura e umidade de McClatchey et al. de 1972. O aquecimento esteve confinado nas camadas superiores da nuvem por que é onde as bandas de absorção de água líquida e vapor d'água tornam-se saturadas mais rapidamente. Para uma nuvem cumulus (topo a 2km e espessura 1km) a taxa de aquecimento variou de $0,2^\circ\text{Ch}^{-1}$ na base para 3°Ch^{-1} no topo. Stephens (1978) também avaliou a taxa de aquecimento em uma camada de ScI para diferentes ângulos de elevação do sol; o albedo foi de 0,3 e a nuvem estava posicionada entre os níveis de 1 e 1,5km na atmosfera tropical de McClatchey. O aquecimento nas nuvens é maior nas camadas superiores e estende-se significativamente dentro da nuvem sob incidência normal. Quando a elevação diminuiu, o aquecimento ficou confinado mais e mais nas camadas superiores da nuvem. Além disso avaliou a taxa de aquecimento desta camada de Sc I para diferentes albedos da superfície subjacente ($a_s= 0, 0.5, 0.75, 1.0$); a posição das nuvens é a mesma e a incidência normal é assumido. O efeito do albedo sobre o aquecimento ficou confinado principalmente na porção baixa da nuvem. O incremento do albedo resultou em uma redireção de mais radiação difusa para trás dentro da nuvem e forneceu-lhe a oportunidade de absorver mais a radiação para aqueles comprimento de onda que são absorvidos pelo vapor d'água e água líquida. Embora estes cálculos considerem que não houve absorção abaixo da base da nuvem Stephens afirma que

este comportamento do aquecimento com a variação do albedo não altera significativamente em vista da importância da água líquida para absorção na nuvem, e que Liou em 1976 mostrou que a atmosfera abaixo da nuvem tem somente um pequeno efeito sobre o albedo e absorção.

No presente trabalho não foi possível avaliar a taxa de aquecimento dentro da nuvem, mas estimamos um perfil de taxa de aquecimento da região sub-nuvem da atmosfera. Para isso usamos o método descrito por Liou(1980):

Seja uma camada plana-paralela da atmosfera iluminada pela irradiância solar espectral F_0 com ângulo solar zenital de θ_0 . A densidade de fluxo normal descendente ao topo da atmosfera é dado por $(F_0)(\cos\theta_0)$. Seja ΔZ a espessura diferencial dessa camada dentro da atmosfera e as irradiâncias descendente e ascendente determinado no intervalo espectral $\Delta\lambda$ são dados por E^\downarrow e E^\uparrow , respectivamente. A irradiância líquida (descendente) ou "saldo de radiação" EL para uma dada altura Z é então definida por

$$EL(Z) = E^\downarrow(Z) - E^\uparrow(Z) \quad (2.52)$$

O saldo de radiação para uma camada diferencial com espessura ΔZ é, portanto

$$\Delta EL(Z) = EL(Z) - EL(Z + \Delta Z) \quad (2.53)$$

Com base no princípio de conservação de energia, a energia radiante absorvida tem que ser usada como calor na camada. Assim, o aquecimento experimentado pela camada de ar

devido à transferência de radiação pode ser expressa em termos de uma razão da variação de temperatura, convenientemente dado por

$$\Delta EL = -\rho c_p \Delta Z \frac{\delta T}{\delta \tau} \quad (2.54)$$

onde ρ é a densidade do ar na camada, c_p o calor específico à pressão constante, e t o tempo. A taxa de aquecimento para uma camada diferencial ΔZ é, portanto

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{-1}{c_p \rho} \frac{\Delta E(Z)}{\Delta Z} \quad (2.55)$$

A taxa de aquecimento pode também ser expressa em coordenadas de pressão. Por meio da equação hidrostática

$$dP = -\rho g dz \quad (2.56)$$

onde g é a aceleração da gravidade, tem-se

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta EL}{\Delta P} \quad (2.57)$$

onde g/c_p é o bem conhecido "lapse rate" adiabático (taxa de variação de temperatura por ascensão adiabática). Expressões que avaliam a taxa $\Delta EL/\Delta P$ dependem do tipo de absorção ou perda de radiação experimentado no nível P .

No capítulo 4 apresentaremos o perfil da taxa de aquecimento avaliado das medições realizadas pelo ALPA.

CAPÍTULO 3

MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 - Dados de avião

3.1.1 - Instrumentação

A plataforma de medidas atmosféricas fez parte do projeto **PROFIP-FUNCEME/UFC** (Programa de Física da Precipitação) e foi montada em um avião Bandeirante turbo hélice não pressurizado (Avião Laboratório para Pesquisas Atmosféricas, ALPA).

O avião esteve equipado com instrumentos que possibilitam fazer medições de radiação, termodinâmica e microfísica de nuvens nas baixas camadas da troposfera.

O ALPA está equipado principalmente para estudos em microfísica das nuvens, mas com potencial para efetuar estudos em outras áreas que tenham interesse em pesquisas atmosféricas, por exemplo radiometria, química da atmosfera, estudos ambientais, etc. (Almeida et al., 1992).

3.1.1.1 - Termodinâmica

- Temperatura

Os sensores Rosemount modelos 101 e 102 são utilizados para medidas de temperatura total, utilizando-se para isso elementos de platina. O intervalo de medida compreende a faixa de -50 a 50 graus Celsius.

- Temperatura de Ponto de Orvalho

O higrômetro EG&G é utilizado para medidas de temperatura de ponto de orvalho no intervalo de -50 à 50 graus Celsius. Este instrumento emite luz que incidente sobre um espelho resfriado o qual a reflete em um fotodetector. A diminuição da quantidade de luz detectada determina a taxa de esfriamento. Logo o ar que está em contato com o espelho começa a condensar sobre ele, diminuindo a quantidade de luz detectada até atingir um ponto de equilíbrio. Quando isso ocorre, a temperatura do espelho é a temperatura de ponto de orvalho.

- Pressão estática e dinâmica

Os sensores Rosemount modelo 122 e 120 são utilizados para medidas de pressão dinâmica e estática respectivamente, a partir de transdutores instalados com o tubo de pitot na asa. Os intervalos de medidas de ambos os aparelhos são: dinâmico, -138 a 138 mb; estático, 0 a 1084 mb.

3.1.1.2 - Radiação

A aeronave possui uma configuração para a instalação de seis radiômetros, sendo três instalados na parte superior e três na parte inferior da aeronave para medidas de energia incidente e refletida respectivamente. Atualmente a FUNCEME possui 8 radiômetros sendo 6 PSP(Precision Spectral Pyranometer) e 2 PIR(Precision Infrared Radiometer) da Eppley.

- Piranômetros (PSP)

Este instrumento mede radiação de onda curta a partir do aquecimento das termopilhas provocado pela energia incidente. A faixa de medidas deste instrumento é 0.3 - 2.8 μ m.

- Pirgeômetros (PIR)

Este instrumento mede a radiação de onda longa e tem o mesmo mecanismo que o piranômetro, mas utiliza um filtro para cortar as frequências de onda curta, cuja a faixa de medida é de \approx 2 - 60 μ m.

Nos anos de 1992 e 1993 foram voados 435 km abaixo de nuvens quentes, sendo que aproximadamente 80% destas nuvens eram do tipo cumulus. A grande maioria das observações foi feita nas proximidades (200 km) da cidade de Fortaleza, tanto sobre o oceano quanto sobre o continente (Moncunill et al., 1994).

No presente trabalho foram analisados 11 vôos, sendo que 10 destes vôos apresentam medidas de radiação de ondas curtas (filtro WG7) em banda larga e de ondas longas (PIR). Apenas o vôo número 11 tem medidas de radiação com filtros WG7 e RG8 (infravermelho próximo). A Tabela 3.1 fornece informação geral sobre os vôos, e as Figuras 3.1, 3.2 e 3.3 descrevem os trajetos dentro do Estado do Ceará.

TABELA 3.1: DADOS DOS VÔOS. Medidas de irradiância solar (WG7) e de onda longa (PIR). Vôo 11 apresenta medidas de radiação solar (WG7 e RG8).

VÔO 01	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920402-2	14:33:20	-3.455	-3.768	163	1051.4
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
02/04/92	15:25:29	-38.946	-38.560	3468	1h 32min
VÔO 02	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920407-1	14:17:29	-4.491	-3.796	52	763.9
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
07/04/92	15:07:50	-37.945	-38.525	1735	50 min
VÔO 03	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920407-2	15:12:17	-4.491	-3.796	436	637.5
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
07/04/92	15:33:21	-37.945	-38.525	1374	21 min
VÔO 04	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920408-1	14:03:42	-3.773	-3.766	53	1077.8
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
08/04/92	15:09:10	-38.541	-38.571	3602	1h 6min
VÔO 05	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920409-1	8:43:13	-3.773	-7.193	22	1261.1
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
09/04/92	9:52:38	-38.541	-39.327	2254	1h 9min
VÔO 06	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920410-1	15:56:24	-7.215	-7.290	491	615.3
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
10/04/92	17:08:27	-39.277	-39.200	3439	1h 12min
VÔO 07	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920411-1	10:40:39	-7.215	-3.746	451	1347.2
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
11/04/92	12:02:28	-39.277	-38.438	1755	1h 22min
VÔO 08	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920415-1	14:49:27	-3.810	-3.618	273	875
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
15/04/92	16:42:39	-38.518	-38.741	3510	1h 53min
VÔO 09	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920422-1	10:01:45	-3.771	-3.756	33	1284.7
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
22/04/92	11:16:01	-38.538	-38.608	3526	1h 15min
VÔO 10	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
920425-1	10:19:26	-3.771	-3.738	42	1223.6
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
25/04/92	11:53:24	-38.535	-38.590	3582	1h 34min
VÔO 11	HORA INI.	LAT. INI.	LAT. FINAL	ALT. MIN.	E ⁺ MAX
JUNHO/93	9:58:42	-3.776	-3.733	40	1236.7
DIA	HORA FINAL	LON.INI.	LON.FINAL	ALT. MAX.	DURAÇÃO
	12:52:43	-38.532	-38.657	1738	2h 54min

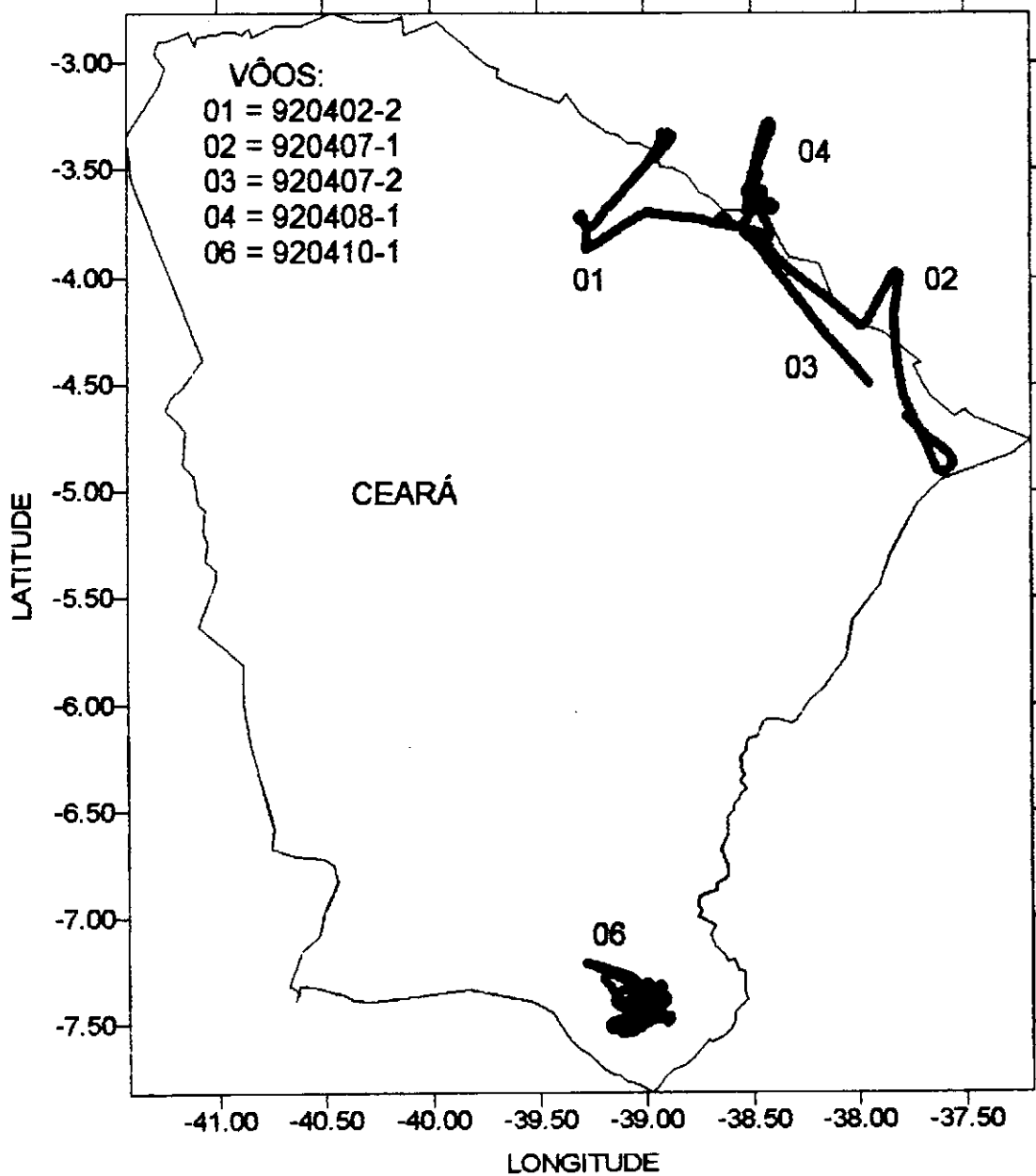


FIG. 3.1: VÔOS REALIZADOS À TARDE. OS PERCURSOS FORAM REALIZADOS EM ABRIL DE 1992.

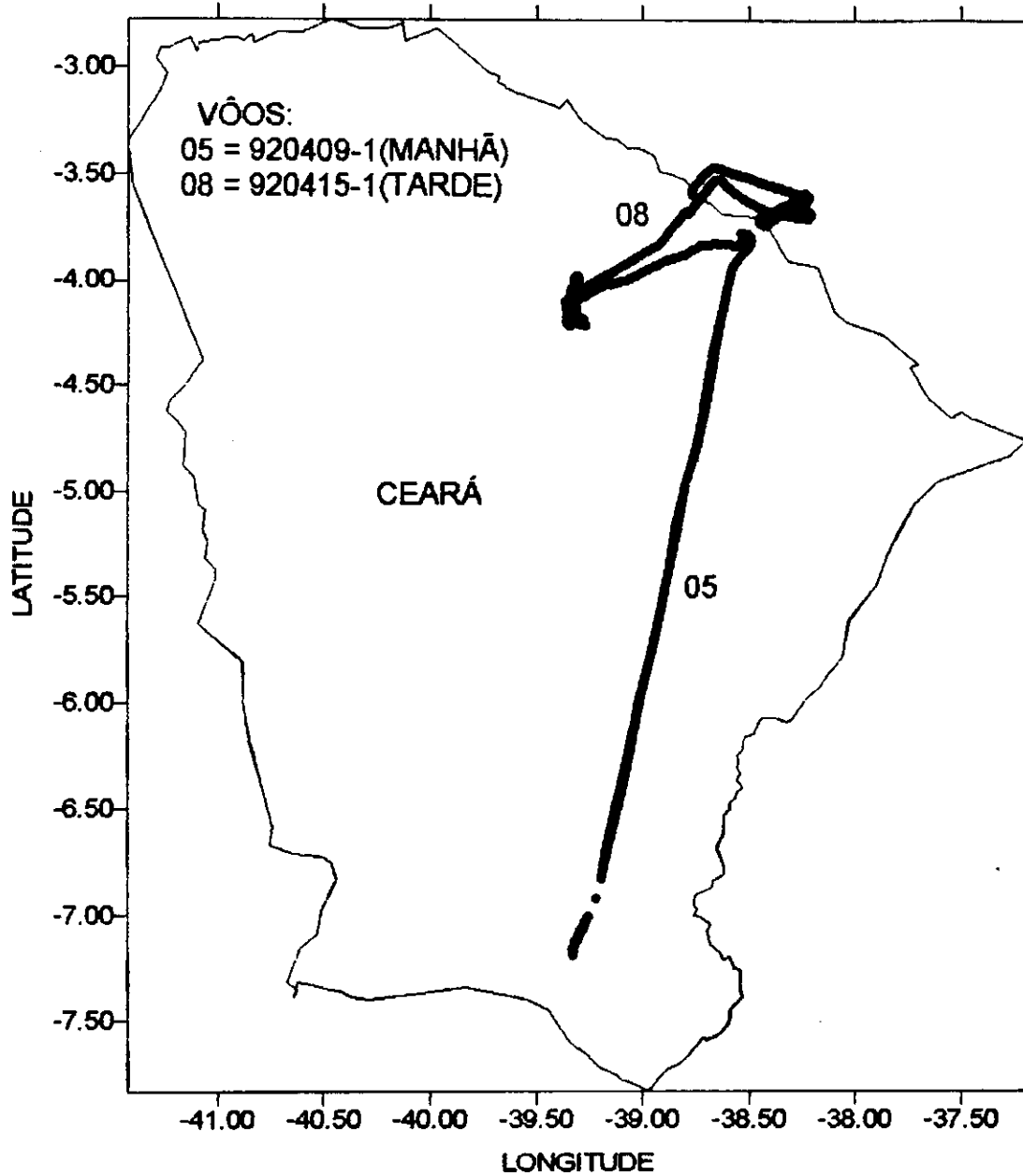


FIG. 3.2: VÔO 05 FOI REALIZADO PELA MANHÃ E O VÔO 08 FOI REALIZADO À TARDE, EM ABRIL DE 1992.

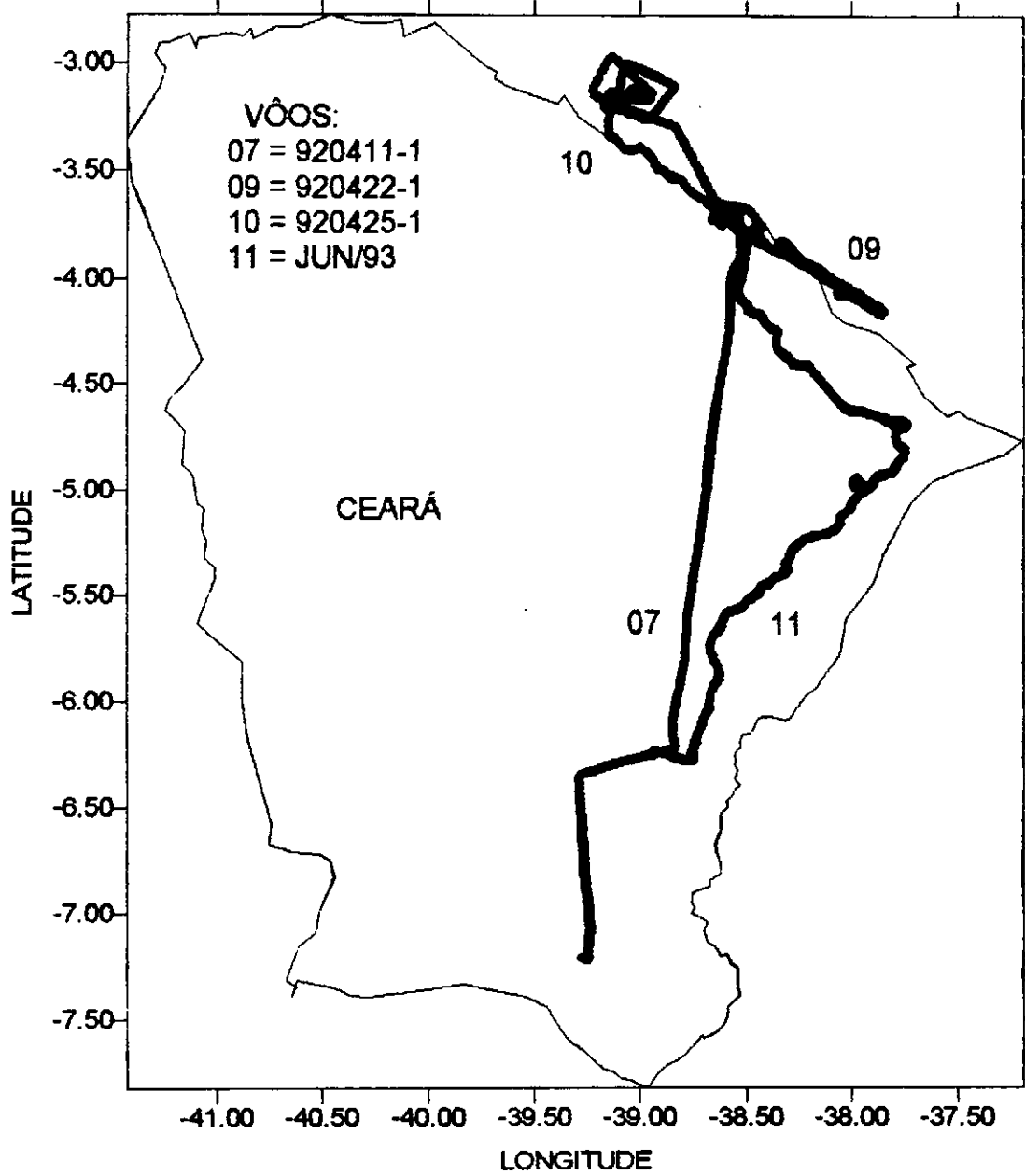


FIG. 3.3: VÔOS REALIZADOS PELA MANHÃ, SENDO OS PERCURSOS 07, 09 E 10 EM ABRIL DE 1992 E O PERCURSO 11 DE JUNHO DE 1993.

3.2 - Radiossondagens

Nos meses de abril de 92 e junho de 93 não foram realizadas radiossondagens no Estado de Ceará. Devido à falta destes dados e a necessidade de se conhecer o perfil de água precipitável utilizou-se um perfil climatológico do topo da atmosfera até o nível de pressão de 800mb. A partir daí o perfil foi complementado com os próprios dados coletados com o avião. Conseguimos com isso um perfil de água precipitável para cada voo; como a quantidade de vapor d'água nos níveis superiores não é muito variável e os valores utilizados foram climatológicos estes perfis podem ser aceitos como representativos para os dias de voo em questão. Estes dados foram obtidos do Relatório de Desenvolvimento, com título "Médias Climáticas de ar superior-América do Sul e Caribe" do Centro Técnico Aeroespacial Ministério da Aeronáutica, Departamento de Pesquisas e Desenvolvimento, São José dos Campos, SP (Monthly Climatic Data for the World).

O perfil climatológico foi obtido de medidas de temperaturas do ar e do ponto de orvalho nos níveis padrões de pressão (850, 700, 500, 300, 200, 150, 100 e 50HPa) para cada mês dentro do período de 1960 a 1992. Utilizou-se os dados do mês de abril para a cidade de Fortaleza.

- Água Precipitável

Água precipitável ou conteúdo total de vapor d'água atmosférico, pode ser definido como a altura de água líquida que seria depositada sobre a base horizontal de uma determinada coluna vertical da atmosfera, com área

transversal de 1cm^2 , se todo o vapor d'água nela contido fosse condensado e precipitado. A determinação deste conteúdo total na atmosfera, sobre um dado local, dá uma idéia da quantidade máxima possível da precipitação esperável, se existissem condições favoráveis para tal.

Se uma parcela no nível genérico P' contém massa de vapor mv numa massa de ar úmido m (isto é, $m=m_a+mv$), será

$$\rho v / \rho = mv / m = q \rightarrow W(p, p_0) = \int_{p_0}^p q dp . \quad (3.1)$$

Considerando $g=9.8\text{m/s}^2$, um valor aceitável até aproximadamente 20km de altitude, expressando a pressão em milibares (mb) e a umidade específica em gramas de vapor por quilograma de ar úmido (g/kg), obtêm-se valores de água precipitável W em g/cm^2 , segundo a expressão:

$$W(p, p_0) = 1/0.98 \int_{p_0}^p q dp . \quad (3.2)$$

Devido à variação da umidade específica não ser linear com a altura, deve-se dividir em camadas intermediárias a coluna vertical total entre a superfície e 150mb . Pode-se considerar que $q=0$ já nesse nível. Os dados reportados de radiossondagens nos permitem obter a umidade específica para um conjunto finito de níveis de pressão. Utilizando-se a "fórmula dos trapézios", podemos fazer com que a integração na Equação (3.1) seja aproximada por um somatório, escrito como

$$W(pc) = 1/g \sum_{c=1}^c \int_{P_c}^{P_{c-1}} q dp =$$

$$= 1/g \sum (q(P_{c-1}) + q(P_c)) \cdot \Delta P_o / 2$$

ou

$$W(Pc) = 1/g \sum_{c=1}^c \langle q_c \rangle \Delta Pc, \quad (3.3)$$

onde $\langle q_c \rangle$ é um valor médio na camada, e o índice c refere-se à numeração de camada.

3.3 - Processamento dos dados de nuvens

A absorvância parcial calculada pela Equação (2.51) é a absorvância real para nuvens finitas, com efeito de borda de nuvem corrigido. Rawlins (1989) com base na Equação (2.51) desenvolveu uma parametrização para medir a absorvância de nuvens finitas utilizando apenas medições abaixo da base das nuvens, como descrito a seguir.

A absorvância de uma camada parcialmente nublada é dada por:

$$A = \bar{A} - \psi, \quad (3.4)$$

onde

$$\bar{A} = 1 - [E_T^\uparrow + E_B^\downarrow - E_B^\uparrow] / E_T^\downarrow \quad (3.5)$$

é a absorvância medida diretamente se os efeitos de borda são ignorados.

A Equação (3.4) é válida para primeira ordem quando reflexões múltiplas abaixo da nuvem são incluídas, desde que o albedo da camada subjacente R_B seja pequeno, onde

$$R_B = E_B^\uparrow / E_B^\downarrow \quad (3.6)$$

Dois problemas surgem: determinar a contribuição aleatória do lado das nuvens e garantir que as medições feitas acima e abaixo da camada de nuvem correspondam as mesmas condições de nuvem.

Ackerman e Cox (1981) corrigiram os efeitos de borda considerando que a divergência da radiação visível dentro da camada nublada é muito pequena e a energia residual perdida através dos lados da camada é aproximadamente a mesma em regiões espectrais diferentes. Compreendendo que o termo ψ pode ser igualado a absorção aparente no comprimento de onda na região do visível, A_{vis} , é considerando ser desprezível. A absorptância solar da camada parcialmente nublada pode ser agora determinada de

$$A - A_{vis} = \bar{A} - \bar{A}_{vis} \quad (3.7)$$

ou, explicitamente considerando que a absorção visível é desprezível,

$$A = (R_{visT} - R_T) + (T_{visB} - T_B) \quad (3.8)$$

onde $R_T = E_T^\uparrow / E_T^\downarrow$ e $R_{visT} = E_{visT}^\uparrow / E_{visT}^\downarrow$,

são os albedos solar e visível no nível próximo ao topo máximo de nuvem, e

$$T_B = (E_B^\downarrow - E_B^\uparrow) / E_T^\downarrow \text{ e } T_{visB} = (E_{visB}^\downarrow - E_{visB}^\uparrow) / E_{visT}^\downarrow$$

são os termos de transmissão solar e visível próximo a base de nuvens.

Todos os pesquisadores citados acima relatam que a absorvância avaliada por estas funções de transmissão não mais apresenta valores grandes ou valores negativos. Isto mostra que o método apresentado por Ackerman e Cox (1981) é eficiente na correção da absorvância de nuvens não homogêneas (Tanaka et al., 1995).

Se durante os vôos medidas tivessem sido realizadas acima do topo de nuvem bastava avaliar a absorvância parcial das nuvens como foi mostrado acima, mas como não fora realizadas medidas de topo de nuvens usou-se uma estimativa proposta por Rawlins (1989).

Rawlins analisou gráficos do albedo medido no topo das nuvens, e percebeu uma tendência linear entre o albedo diferença visível-solar em função do albedo solar. Tomando esta vantagem da dependência mostrada por estes resultados, Rawlins aproximou o albedo diferença espectral pela relação empírica simples

$$R_{visT} - R_T = a + bR_T, \quad (3.9)$$

onde **a** e **b** são coeficientes obtidos da regressão linear. Na determinação da absorvância através da Equação (2.42) o termo borda de nuvem ψ é um componente importante desde que a absorvância é obtida como um pequeno residual de grandes medidas. Na determinação de refletância de medidas de transmissão, ψ é de menor importância e geralmente é

aleatório. Portanto, as medidas de transmissão feitas abaixo da camada de nuvem podem ser usadas para deduzir o albedo correspondendo ao albedo acima da camada de nuvem de forma aproximada da Equação (2.42).

$$R_T \approx 1 - A - T_B. \quad (3.10)$$

A absortância encontrada pela Equação (3.8) é a soma de dois pequenos termos que pode agora ser obtido através da aproximação da Equação (3.10) e a relação empírica (3.9) para obter

$$A = \frac{a + b + T_{visB}}{1 - b} - T_B. \quad (3.11)$$

Esta expressão combina medidas diretas abaixo da base de nuvem com derivadas estatísticas de medidas feitas acima do topo das nuvens. Na Tabela 3.3 são apresentados os coeficientes determinados por Rawlins (1989).

TABELA 3.2: COEFICIENTES EMPÍRICOS E SEUS DESVIOS PADRÕES.

CORRIDAS	a ± DESVIO PADRÃO	b ± DESVIO PADRÃO	COEF. DE CORRELAÇÃO
H715 COMBINADAS: CORRIDAS (A+1+6)	0.017 ± 0.001	0.054 ± 0.002	0.95
H740 CORRIDA 1	0.023 ± 0.001	0.057 ± 0.004	0.81
CORRIDA 3	0.010 ± 0.001	0.061 ± 0.006	0.78

Fonte RAWLINS (1989).

Rawlins relata que expressar a diferença dos albedos espectrais ($R_{visT} - R_T$) como função do albedo (R_T) é um aperfeiçoamento sobre uma média simples tomada de uma corrida acima do campo de nuvens quebradas, desde que as medidas

feitas acima e abaixo das nuvens podem agora ser unidas. Com base nos coeficientes obtidos por Rawlins foi possível obter a absorvância parcial das nuvens para o vôo de junho de 93, pois este vôo tem medidas no espectro solar e Ivp. Este método proposto por Rawlins supriu a deficiência, que era a falta de medidas de topo das nuvens.

É importante resaltar que usou-se este método porque Rawlins obteve estes coeficientes de uma cobertura similar à medida pelo ALPA, ou seja, nuvens cumulus sem a presença de cristais de gelo.

Neste trabalho, como já foi dito, usar-se-á dois modelos de método de dois fluxos: o SS e o δ -EDD.

Estes métodos foram utilizados para solucionar dois problemas: primeiro avaliar o campo de irradiâncias no topo das nuvens; segundo avaliar a transmitância média das nuvens.

3.4 - Modelo de dois-fluxos: isotropia hemisférica (modelo SS)

O modelo SS foi utilizado para avaliar a irradiância no topo das nuvens. Acima do topo das nuvens o fenômeno de propagação da radiação predominante é o espalhamento Rayleigh, por isso escolheu-se a versão mais simples das aproximações de dois-fluxos desenvolvida por SCHUSTER e SCHWARZSCHILD em 1905-1906 (aqui denominada de "SS") para aplicação em atmosfera estelares. O modelo SS se aplica à funções de fase simétrica e pouco alongadas que é o caso da dispersão Rayleigh. Segundo Ceballos(1986), esta é uma das aproximações mais simples e ao mesmo tempo fisicamente clara. Ela supõe:

- 1) Uma função fonte isotrópica, $P(\Omega', \Omega)=1$;

2) Aproximação de radiâncias a um campo isotrópico por hemisfério;

Estas hipóteses implicam nas seguintes propriedades

$$\hat{\mu}^{\pm} = 1/2; E^{\pm} = \pi L; J^{\pm} = \frac{\omega}{2}(L^+ + L^-); b\hat{\delta}^{\pm} = 1/2;$$

$$\begin{aligned} \frac{dE^+}{d\tau} &= -E^+ + E^- + \frac{1}{2}S(\tau) \\ \frac{dE^-}{d\tau} &= -E^- + E^+ - \frac{1}{2}S(\tau) \end{aligned} \quad (3.12)$$

No modelo SS: $\alpha_{11} = \alpha_{22} = 2 - \omega$; $\alpha_{12} = \alpha_{21} = \omega$; $\alpha_3 = \alpha_4 = 1/2$.

Dividindo tudo por $\mu_0 S_0$, se $\mu_0 S_0 = E_0$, $S = S_0 \exp(-m\tau)$ e $\xi^{\pm} = E^{\pm} / \mu_0 S_0$.

$$\begin{aligned} \frac{d\xi^+}{d\tau} &= -\xi^+ + \xi^- + \frac{m\omega}{2}e^{-m\tau} \\ \frac{d\xi^-}{d\tau} &= -\xi^- + \xi^+ - \frac{m\omega}{2}e^{-m\tau} \end{aligned}$$

Condições de contorno são:

a) no topo da atmosfera não existe radiação difusa descendente: $\xi^+(0) = 0$.

b) o sistema solo-atmosfera apresenta uma irradiância refletida pela atmosfera $\xi^-(0) = r_p$ (refletância planetária)

$$\xi^-(0) = E^-(0) / \mu_0 S_0 = r_p$$

c) A condição de contorno à superfície é

$$\xi^-(\tau_s) = r_s(e^{-m\tau_s} + \xi^+) \Big|_{\tau=\tau_s}$$

Substituindo estas condições consegue-se a expressão para o r_p (sendo $\alpha=1$ e $b_0=1/2$):

$$r_p = \frac{[1/2e^{-m_0\tau_s} + \mu_0(1 - e^{-m_0\tau_s}) - \tau_s](rs - 1) + 1/2(rs + 1)}{1 + \tau_s(1 - rs)}$$

Pode-se obter as irradiâncias no intervalo visível e na profundidade óptica τ , com a refletância sendo obtida de

$$r = \frac{\int_{\nu_s} S_{o,\lambda} \mu_0 \xi^-(\tau) d\lambda}{\int_{\nu_s} S_{o,\lambda} \mu_0 e^{-m_0\tau} d\lambda + \int_{\nu_s} S_{o,\lambda} \mu_0 \xi^+(\tau) d\lambda} \quad (3.13)$$

onde $\int_{\nu_s} S_{o,\lambda} \mu_0 \xi^-(\tau) d\lambda$ é a irradiância difusa ascendente,

$\int_{\nu_s} S_{o,\lambda} \mu_0 e^{-m_0\tau} d\lambda$ é a irradiância direta descendente e

$\int_{\nu_s} S_{o,\lambda} \mu_0 \xi^+(\tau) d\lambda$ é a irradiância difusa descendente

A Tabela 4.4.1 apresenta o resultado para uma atmosfera sem absorção, ou seja considerando apenas espalhamento Rayleigh. Na realidade a irradiância descendente medida pela aeronave é uma função da transmitância do ozônio, já que o fluxo de radiação ao passar pela camada de ozônio sofre atenuação devido a absorção deste gás.

Assim, a refletância esperada numa atmosfera espalhante após atravessar a camada de ozônio é dado pela expressão

$$r = \frac{\int_{vis} S_{o\lambda} \mu_o \xi^-(\tau) \cdot T(O_3) d\lambda}{\int_{vis} S_{o\lambda} \mu_o e^{-m_o \tau} \cdot T(O_3) d\lambda + \int_{vis} S_{o\lambda} \mu_o \xi^+(\tau) \cdot T(O_3) d\lambda} \quad (3.14)$$

sendo $T(O_3) = e^{-m_o \tau_{O_3}}$, onde τ_{O_3} foi calculado como descrito na seção 2.3.2.

A tabela 4.4.2, do capítulo 4, mostra o resultado do método de dois-fluxos para uma atmosfera contendo ozônio.

As equações (3.13) e (3.14) foram calculadas para três valores de refletância de solo e três cossenos de ângulos zenitais.

3.4.1 - Estimativa de espessura de uma nuvem

Com base nos conceitos expostos estimou-se a espessura vertical da nuvem da seguinte forma:

Primeiro, considerou-se uma nuvem plana;

Segundo, resolveu-se a equação de dois-fluxos com aproximação delta (δ) para o visível.

Finalmente será computada a transmitância da nuvem e plotando a transmitância versus espessura óptica procuraremos estimar a espessura vertical da nuvem aplicando

$$\tau = \frac{3 q_L \delta Z}{2 r_s} \quad (3.15)$$

onde δZ é a espessura vertical da nuvem,

q_L é o conteúdo específico de água líquida.

O valor de q_L adotado foi o obtido do trabalho de Moncunill (1994a), ou seja, o valor médio $q_L=0,26\text{gm}^{-3}$.

O valor de r_e foi obtido utilizando a expressão dada por (Paltridge 1974; *apud* Fouquart, 1982):

$$r_e = 45q_L + 3, \quad (3.16)$$

resultou em um r_e de $14,7\mu\text{m}$.

Capítulo 4

RESULTADOS

Os arquivos dos 10 vôos realizados pelo ALPA em 1992 contém registros de 10 variáveis: hora, latitude, longitude, altitude, temperatura do ar, temperatura do ponto de orvalho, irradiância de ondas curtas ascendentes e descendentes e irradiância de ondas longas ascendentes/descendentes, medidos a cada segundo. Já o arquivo do vôo de junho/93 contém registros de hora, altitude, temperatura do ar, umidade relativa, irradiância descendente/ascendente com filtros WG295 e RG780, latitude e longitude; medidas, também, a cada segundo.

Avaliou-se perfis de temperatura e umidade, perfis de fluxos de radiação solar, taxa de aquecimento da atmosfera, albedo da superfície, distribuição da extensão horizontal de nuvens. Além destas variáveis foram estimadas quais as profundidades possíveis das nuvens registradas nos vôos, como também a absorção (para o vôo 11) e transmitâncias das nuvens.

4.1 - Perfis de temperatura e umidade

Os perfis de temperatura do ar e do ponto de orvalho mostraram que a metade dos vôos foram realizados abaixo das nuvens, com a outra metade registrando a presença de nuvens, fazendo $T=T_d$; isso pode ser comprovado pelos perfis de radiação.

Os perfis de umidade relativa foram deduzidos das medidas de temperatura, estes perfis mostram a que nível foi registrado 100% de umidade, ou seja, nuvens. Escolhemos alguns perfis de T e Td e UR (umidade relativa) relacionados com a Tabela 4.1. As Figuras 4.1 e 4.2 mostram que no voo de 8 de abril o avião cruzou com nuvens em 1033m e nos níveis mais altos o avião esteve abaixo destas. Nota-se também que em 3000m a UR% aumentou ($T_d \rightarrow T$), de forma que o avião pode ter passado perto de nuvens.

O voo de 9 de abril, Figuras 4.3 e 4.4, registrou uma umidade relativa de 100% à superfície, provavelmente representando erro nas medidas iniciais de T e Td. Td se aproximava de T nos níveis de 700m, 1600m e 2200m.

Nas Figuras 4.5 e 4.6 referem-se ao voo realizado a 10 de abril; a base das nuvens foi considerada no primeiro instante em que T foi igual a Td e a UR=100%, deste nível para cima a UR assume valores maiores que 100% isto ocorre devido a variação de Td, que por vezes foi maior e outras igual a T. Os valores inconsistentes $T_d > T$ podem ter sido obtidos durante passagem dentro de nuvem ou atravessando um campo delas, o que indicaria que sua base se situava em 1200m e seu topo excedia 2500m. Note-se a inversão de T no nível de 950m; o perfil sugere que ela representa o topo da camada planetária, e as nuvens se formavam por ar convectado que conseguia atravessar essa inversão, com saturação a partir de 1200m. É o que também ocorre no voo de 11 de abril, figuras 4.7 e 4.8, sendo que a base da nuvem estaria a 450m e o topo acima dos 1800.

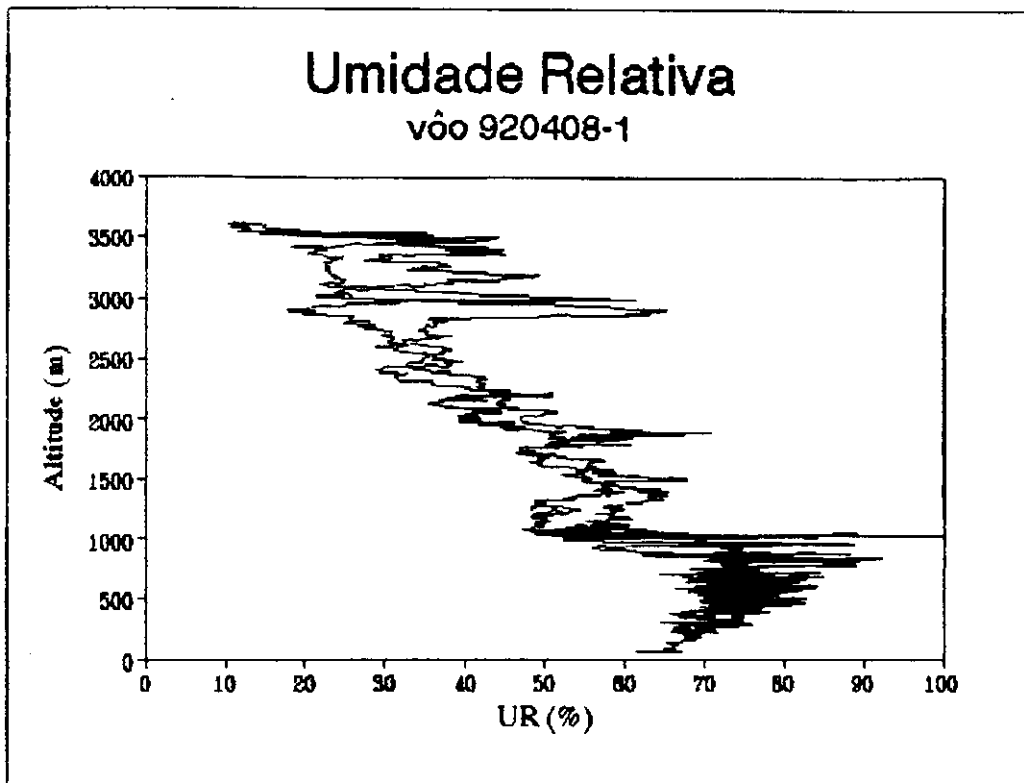


Fig. 4.1: Umidade Relativa

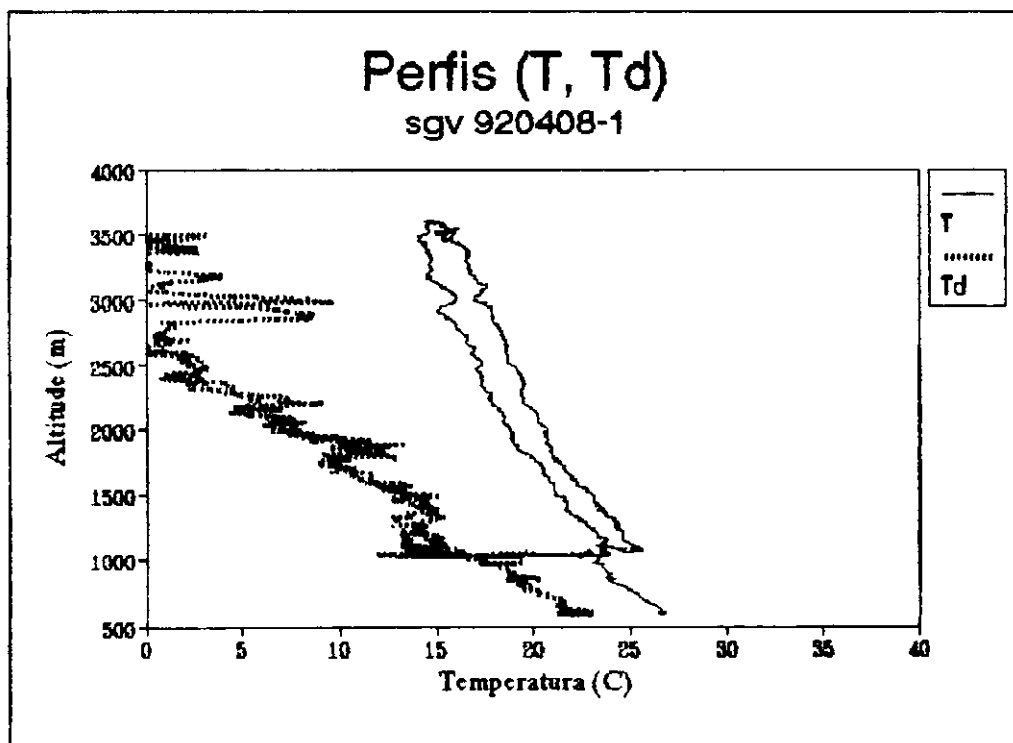


Fig. 4.2: Perfis de temperaturas

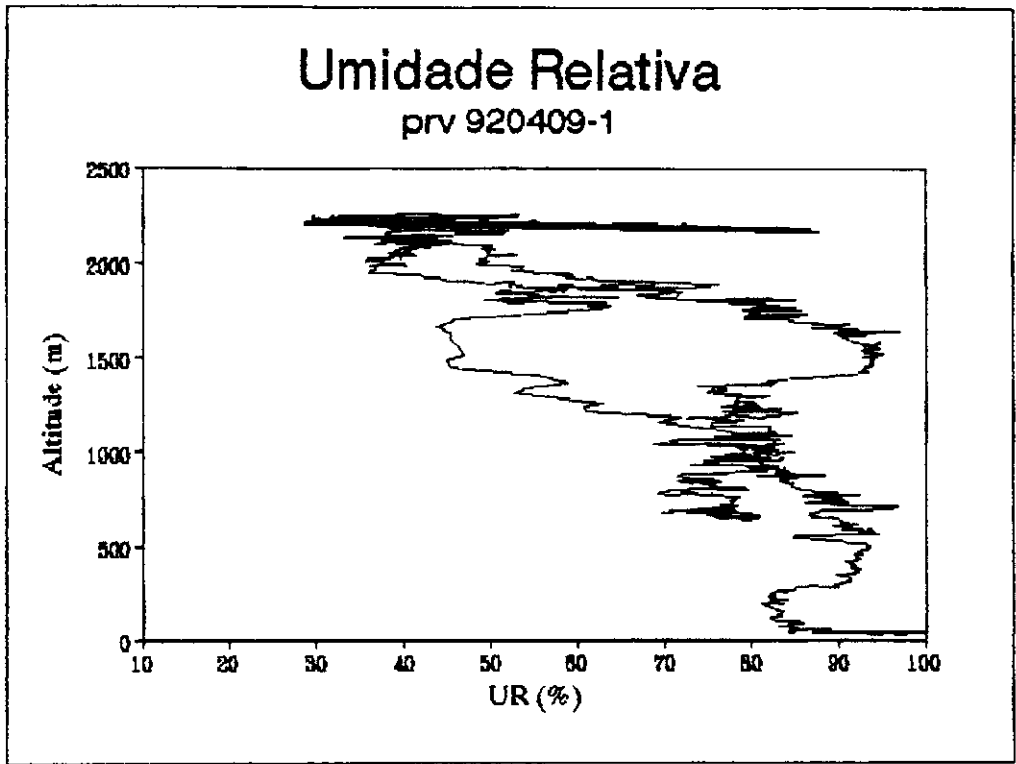


Fig. 4.3: Umidade Relativa

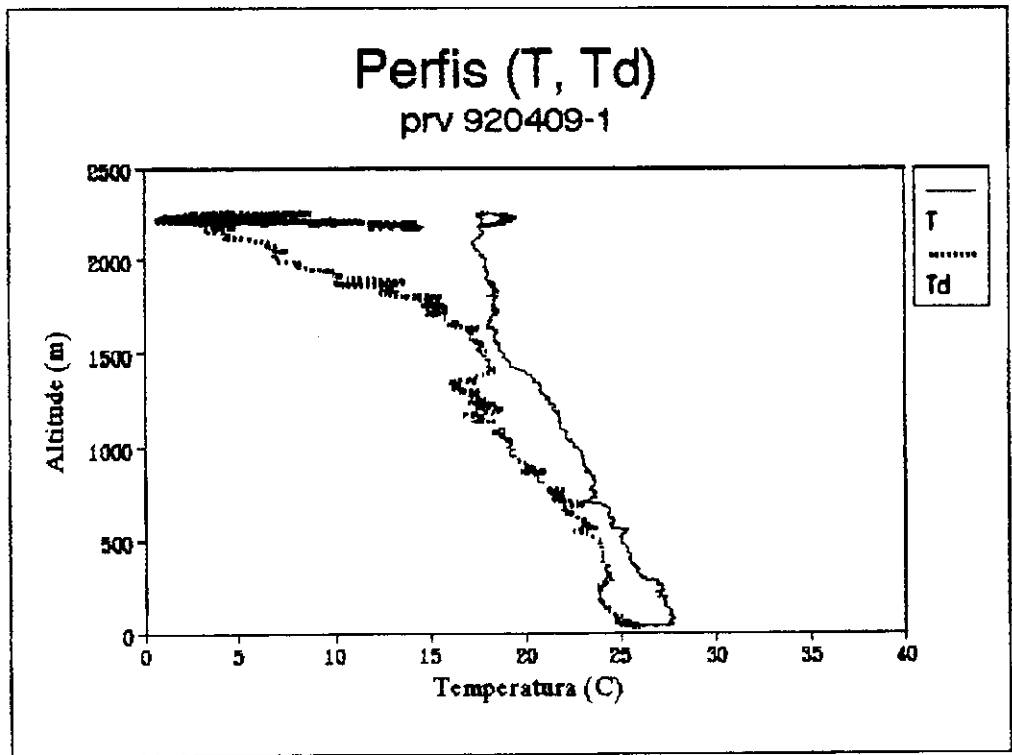


Fig. 4.4: Perfis de temperaturas

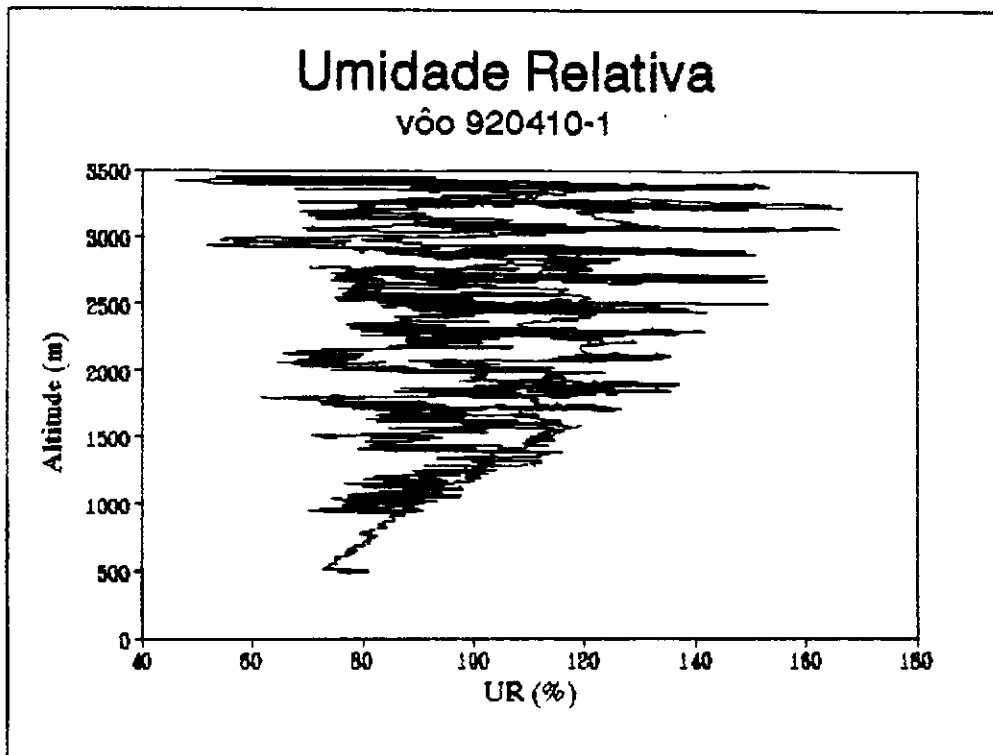


Fig. 4.5: Umidade Relativa

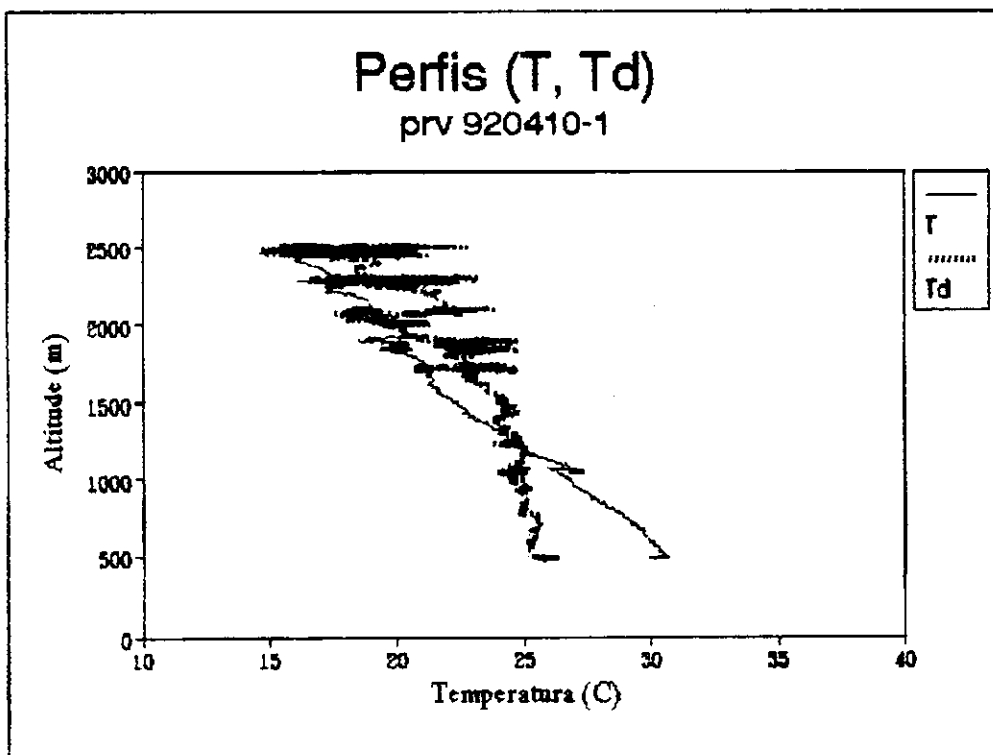


Fig. 4.6: Perfis de temperaturas

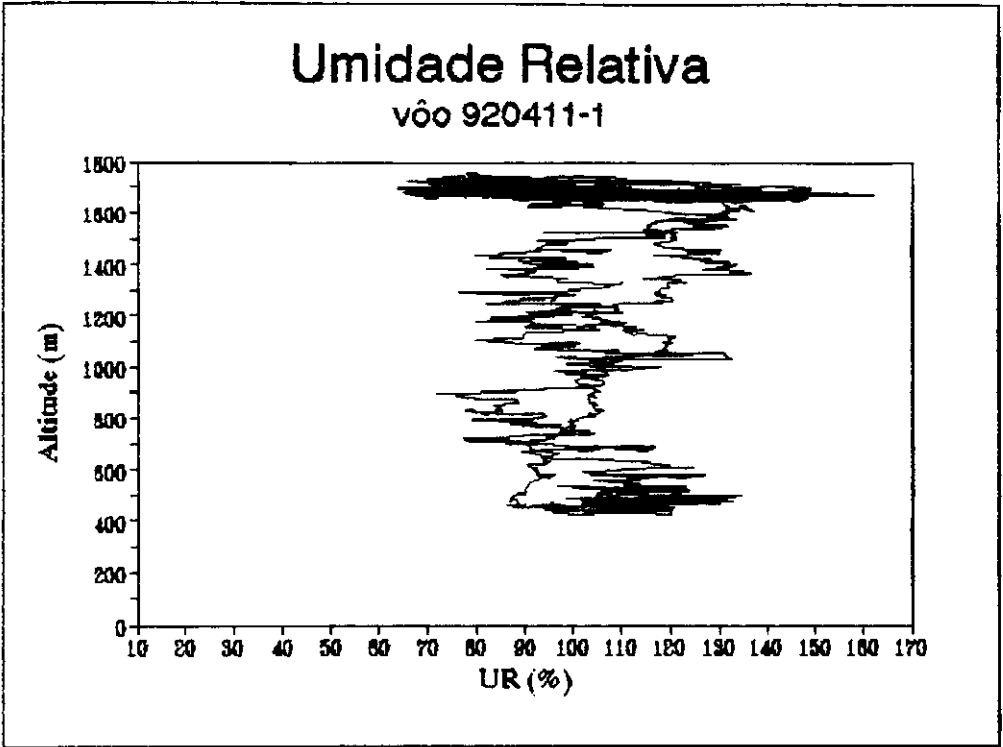


Fig. 4.7: Umidade Relativa

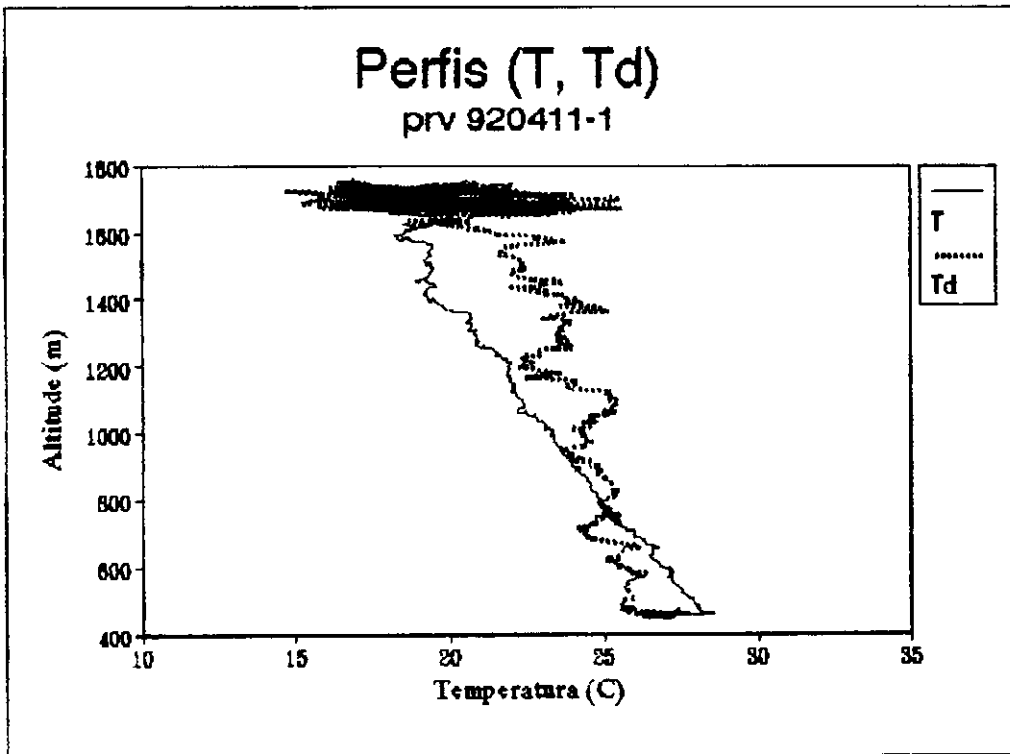


Fig. 4.8: Perfis de temperaturas

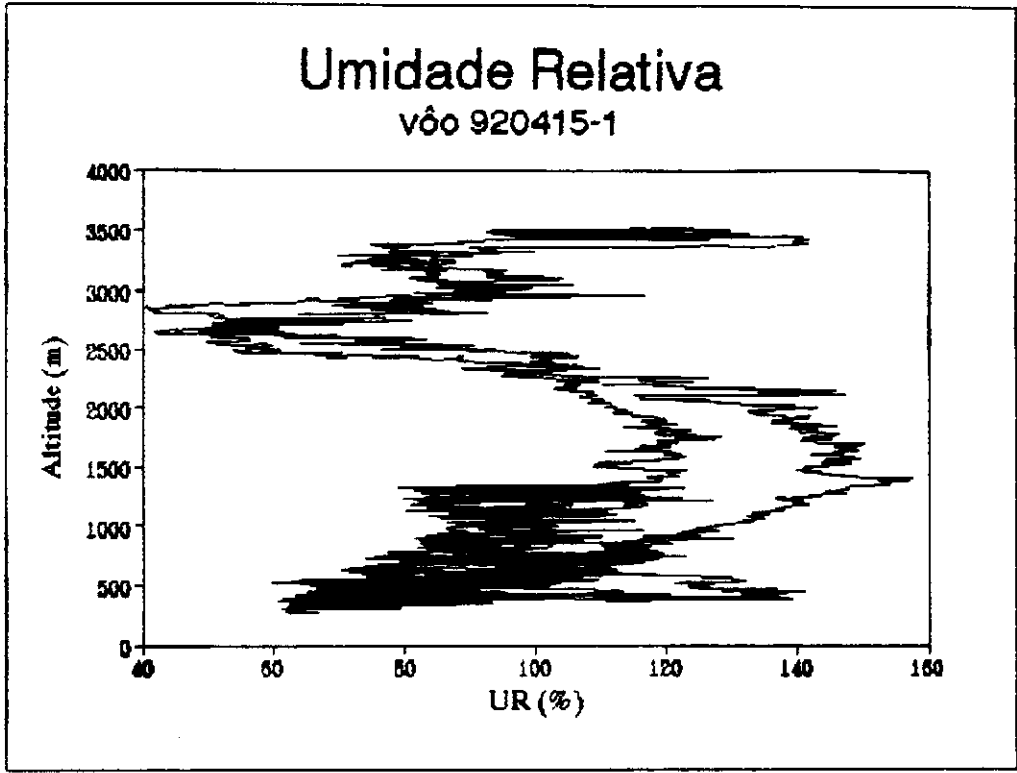


Fig. 4.9: Umidade Relativa

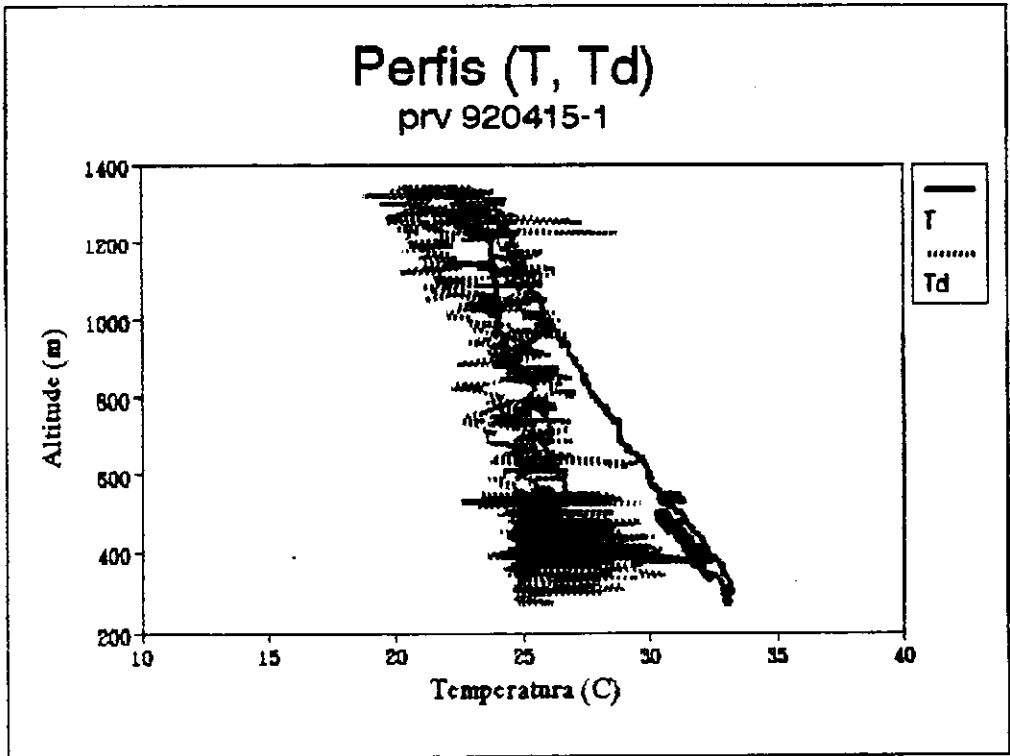


Fig. 4.10: Perfis de temperaturas

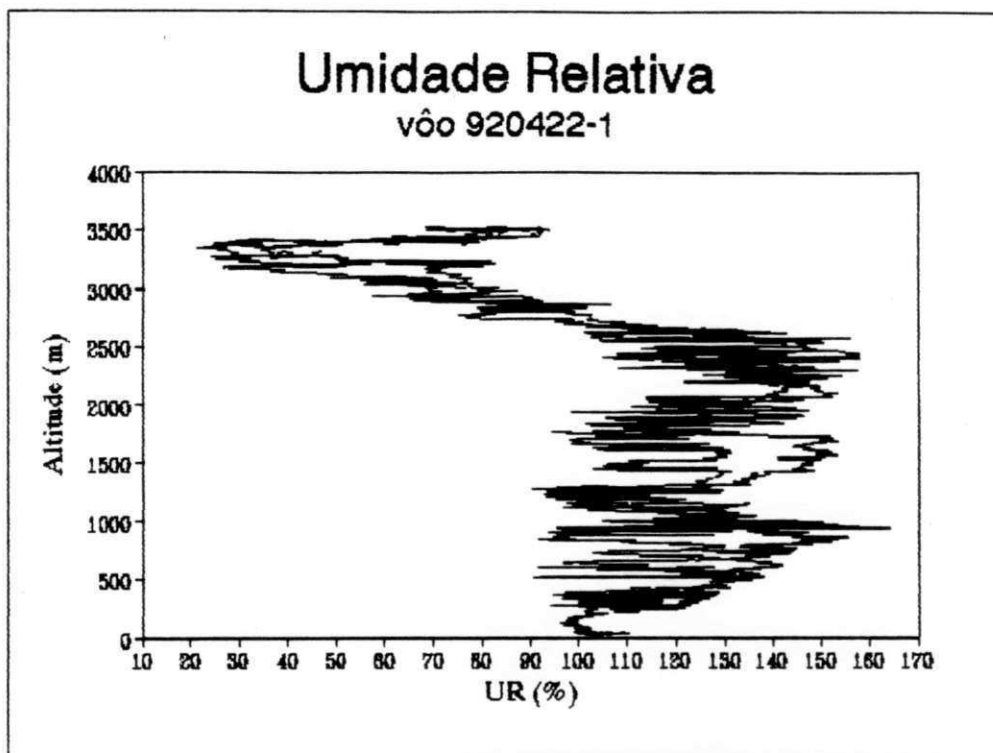


Fig. 4.11: Umidade Relativa

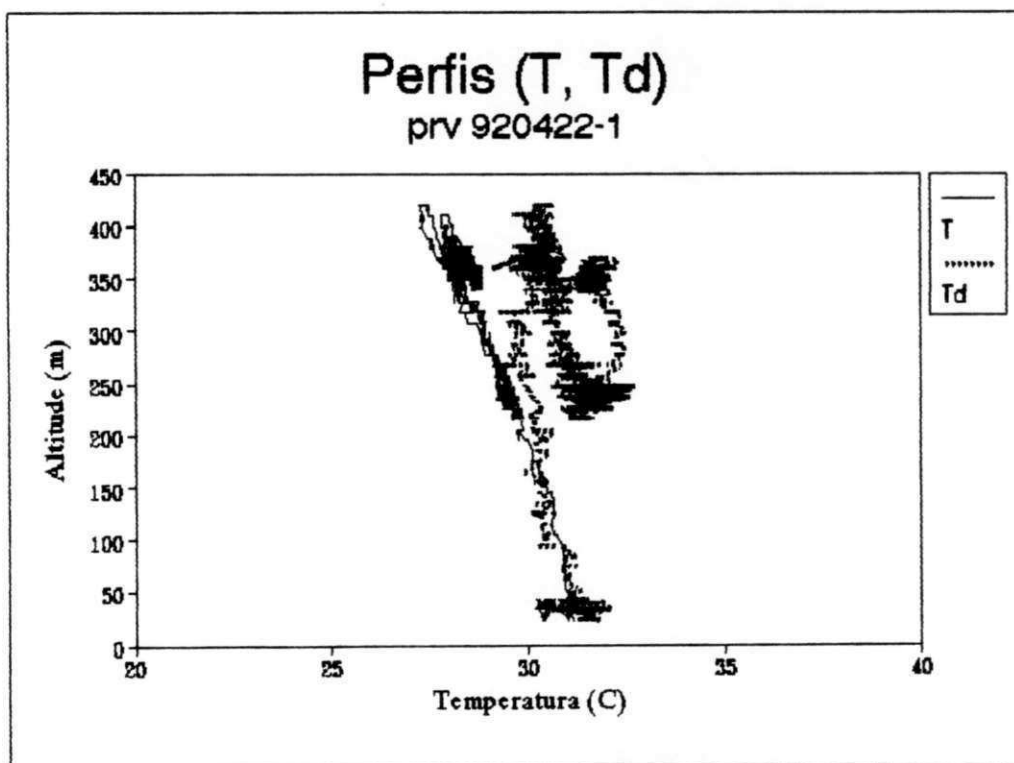


Fig. 4.12: Perfis de temperaturas

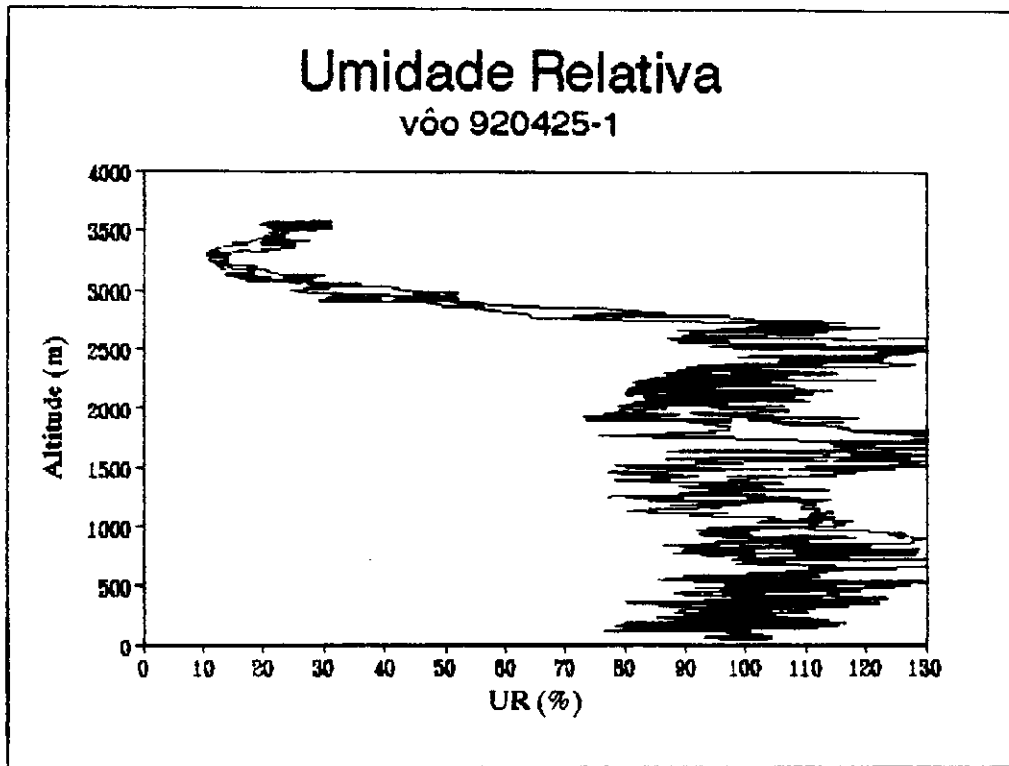


Fig. 4.13: Umidade Relativa

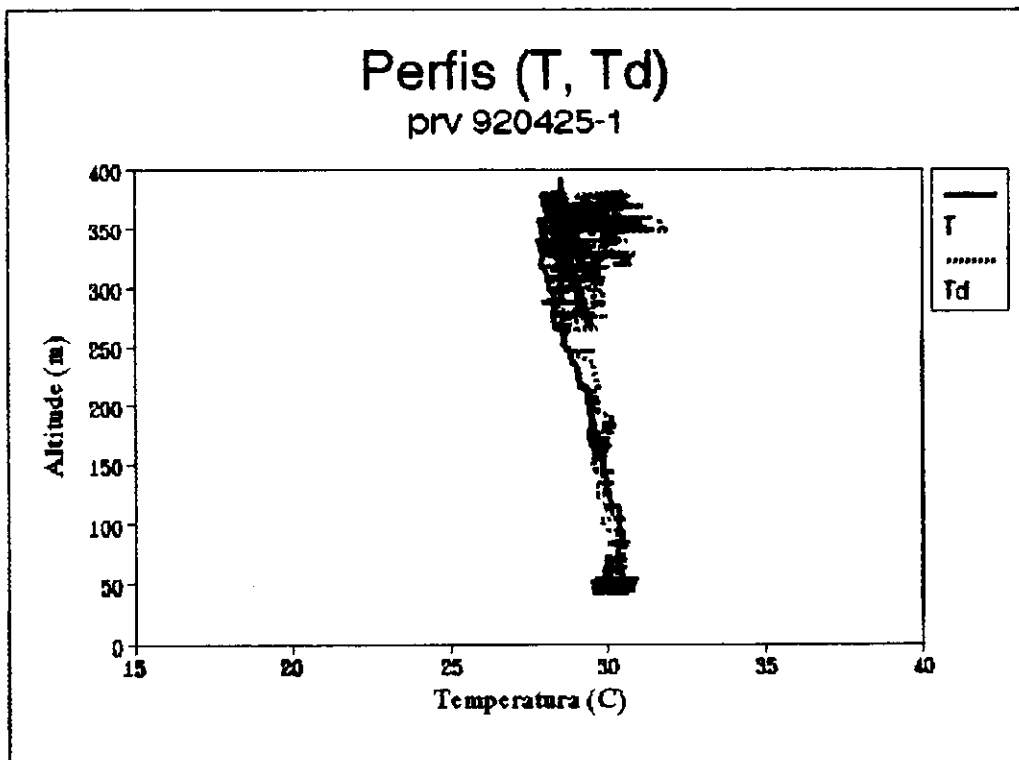


Fig. 4.14: Perfis de temperaturas

No vôo de 15 de abril desde a superfície T e Td apresentaram medidas confusas, portanto a própria umidade relativa não é confiável já que é derivada das medidas de T e Td. O mesmo ocorre no vôo de 22 de abril. Com o vôo de 25 de abril, parece ser o caso dos dois vôos anteriores, no entanto não apresenta erros nos valores de T e Td desde à superfície, tendo T=Td para quase todo o vôo, com exceção da camada entre 2700 à 3500 metros, onde o avião não cruzou com nuvens.

É possível determinar a altura da base das nuvens usando diagramas termodinâmicos, devida a falta de radiossondagens nos dias que foram realizados os vôos estimou-se a que altura estava a base das nuvens usando a expressão do nível de condensação por levantamento (NCL).

Assumindo que a base da nuvem coincide com o nível de condensação convectiva (NCC) e que o "lapse rate" de uma parcela em ascensão entre a superfície e a base da nuvem é adiabático seco, pode-se esperar que o nível de condensação por levantamento da parcela de ar à superfície coincida com a altura da base da nuvem.

Usando a expressão do nível de condensação por levantamento (Iribarne e Godson, 1981),

$$\Delta Z = 120(T - Td) \text{ (m)} \quad (4.1)$$

no caso da observação com aeronave adiciona-se a altitude do avião , então

$$Z_{base} = \Delta Z + A \quad (4.2)$$

onde A (m) é a altitude do observador.

Esta relação permite uma estimativa aproximada da altura do nível de condensação para uma ascensão adiabática. Isto resultará na base dos cumuli, desde que estes tenham sido realmente formados pelo ar que sobe do nível "A". Obviamente, esta avaliação supõe que a medida está sendo realizada dentro de uma térmica (parcela em ascensão), o que não é necessariamente o caso. As Equações 4.1 e 4.2 fornecem portanto uma estimativa da altura mínima esperável da base de nuvens convectivas.

Na Tabela 4.1 abaixo estão especificados os resultados de expressão e a altura da base observada nos perfis de T e Td e umidade relativa. Também está especificado se as nuvens estão mais próximas ao mar ou se estão dentro do continente. Percebe-se que a nuvem mais alta é "continental", ou seja as formada sobre o continente, e a mais baixa está sobre o mar.

TABELA 4.1: ALTURA ESTIMADA DA BASE DAS NUVENS. (VALORES TÍPICOS)

vôo	ALTITUDE INICIAL (m)	FORMAÇÃO	ALTURA DA BASE	
			NCL(m)	ALTURA DE BASE OBSERVADA (m)
920408-1	53	MAR	981.8	1033
*920409-1	122	CONTINENTE	521.6	694
920410-1	492	CONTINENTE	1005.6	1176
920411-1	452	CONTINENTE	616	734
920415-1	525	MAR	809.4	608
*920422-1	124	CONTINENTE	202	267

A altura da base das nuvens foi estimada pela Equação (4.2) e comparada com os perfis de T e Td. Avaliou-se a altura da base para sete vôos, dos quais foi possível ter as temperaturas confiáveis (dentre estes vôos, dois apresentam erros iniciais, com $T < T_d$, e para estes foram obtidas Zbase

quando $T > T_d$). A maior diferença apresentada é de 201,4 metros, o que não é muito. As diferenças entre o nível da base da nuvem e o nível de condensação por levantamento computado pela Eq.(4.2) pode talvez ser devido a ligeiras mudanças na diferença ($T - T_d$) da parcela de ar registrada pelo avião depois do tempo de formação das nuvens. Apenas para um voo a altura estimada da base coincidiu com a detectada pelos perfis de T e T_d e perfil de umidade; supõe-se que as temperaturas neste caso (T e T_d) não variaram.

Com os perfis de T e T_d e de umidade é possível distinguir em quais voos nuvens foram atravessadas e quais não cruzaram com nuvens. Alguns voos apresentam valores de T_d maiores que T na superfície isso pode ter ocorrido devido a erro dos instrumentos.

4.2 - Parametrização da absorção pelo vapor e pelo dióxido de carbono

Como foi descrito na seção 2.3.3, para parametrizar de absorção de radiação solar por H_2O (vapor) precisa definir uma pressão atmosférica ponderada que possa ser considerada constante no trajeto da radiação solar direta.

Para obter a absorção de vapor no nível do avião chegamos a uma pressão ponderada menor que 800Hpa, como pode ser visto nos gráficos de água precipitável (Figuras 4.15 a 4.24), sendo necessário refazer a tabela dos coeficientes para a parametrização de absorção do vapor a nível do avião, no nosso caso incluindo a pressão ponderada de 700Hpa, 600Hpa, 500Hpa e 400Hpa.

TABELA 4.2-a: COEFICIENTES NAS PARAMETRIZAÇÕES DE ABSORÇÃO POR H₂O (VAPOR),
INCIDÊNCIA VERTICAL. O RESULTADO FICA EXPRESSO EM W.m⁻²

P (MB)	INTERVALO W (g.cm ⁻²)	a ₁	a ₂	a ₃	a ₄
1000	bandas em	0.72 a	2.7 μm		
	0.5 < W < 0.8	99.7	36.2	50.4	
	0.8 < W < 1.34	116.4	19.5	66.9	
	1.34 < W < 2	133.1	6.97	92.7	
	W > 2	137.3		92.7	2.1
800	bandas em	0.94 a	2.7 μm		
	0.08 < W < 0.94	*99.7	*27.9	50.2	
	0.94 < W < 1.46	115.7	13.9	66.2	
	W > 1.46	131		92.7	
700	bandas em	0.94 a	2.7 μm		
	0.1 < W < 0.95	98.3	26.5	50.2	
	0.95 < W < 1.58	113.6	11.8	66.9	
	W > 1.58	128.2		92.7	
600	bandas em	0.94 a	2.7 μm		
	0.1 < W < 1	96.9	25.8	50.2	
	1 < W < 1.7	111.5	11.8	66.9	
	W > 1.7	124.8		92	
500	bandas em	0.94 a	2.7 μm		
	0.09 < W < 1.2	47.2	89.2	19.1	
	1.2 < W < 1.9	108.7	10.9	66.7	
	1.9 < W	121.3		92	
400	bandas em	0.94 a	2.7 μm		
	0.1 < W < 0.18	46	83.6	19.1	
	0.18 < W < 1.3	92.3	23.2	49.8	
	1.3 < W < 2	102.4	16.7	66.7	
	W > 2	118.3		92.4	2.1
	Adicional	pelas	bandas	α 0.8 μm	
	W > 2	1.4			2.1
	*	1.4	6.2		

Os coeficientes da parametrização de absorção do dióxido de carbono, e sendo W*2 (caminho óptico vertical equivalente) constante, a absorção S₀ depende só de m₀.

TABELA 4.2-b: COEFICIENTES DAS PARAMETRIZAÇÕES DE ABSORÇÃO POR CO₂.

banda (μm)	c'	C'	D	S _{0v} (x10 ⁴)
1.4	11.4			0.960
1.6	9.98			0.896
2.0		98.7	138	0.585
2.7		230.1	77	0.455

Evidencia-se que existirá uma única forma para $A(m_0 W^2)$, e somando as contribuições das quatro bandas resulta

$$\Delta S_0(CO_2) = 1.4 + 11.3m_0^{1/2} + 8.1 \log m_0, (W/m^2) \quad (4.3)$$

A absorção pelo H_2O foi obtida para o nível de 600 HPa, que corresponde a pressão ponderada de 600HPa, quando calculamos a irradiância de topo de nuvens pelo método SS onde supomos que a altura de topo máximo corresponde ao nível de 600 Hpa ($\approx 4,100m$).

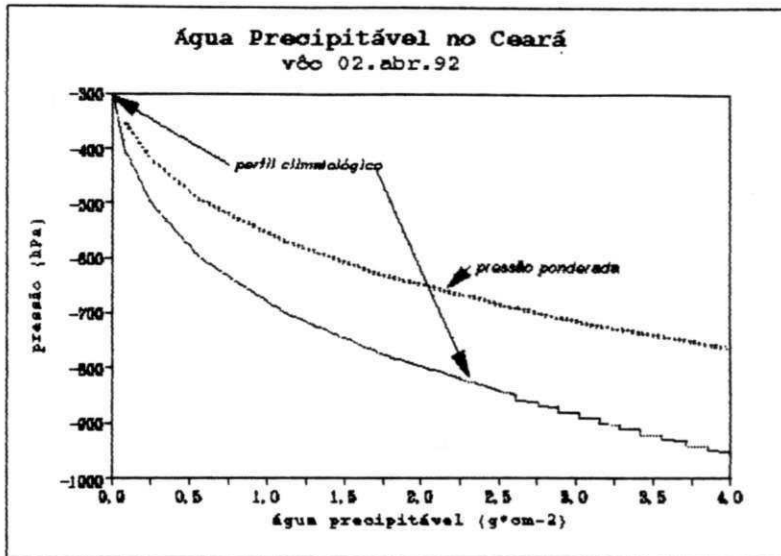


Fig. 4.15: Água Precipitável e pressão ponderada do voo 920402-2.

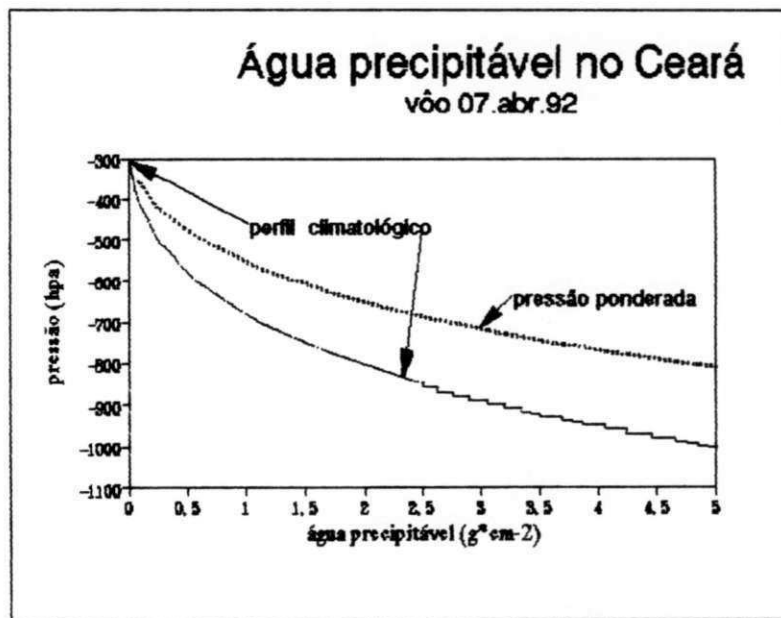


Fig. 4.16: Água Precipitável e pressão ponderada do voo 920407-1.

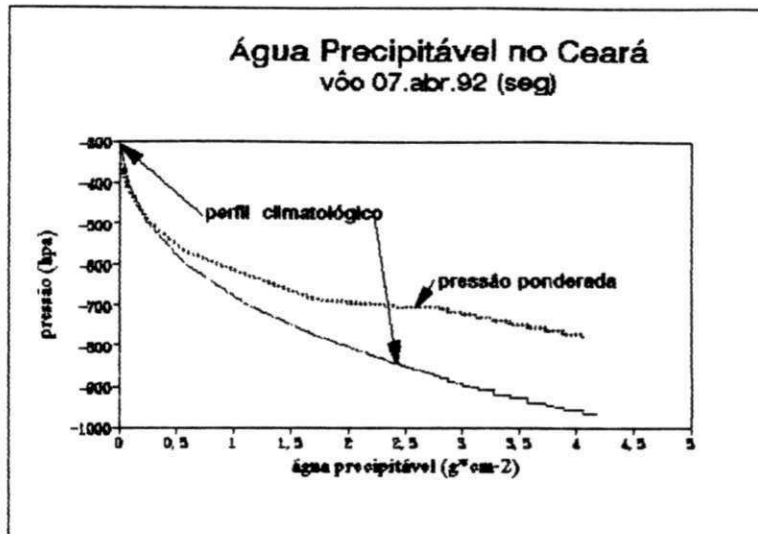


Fig. 4.17: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920407-2.

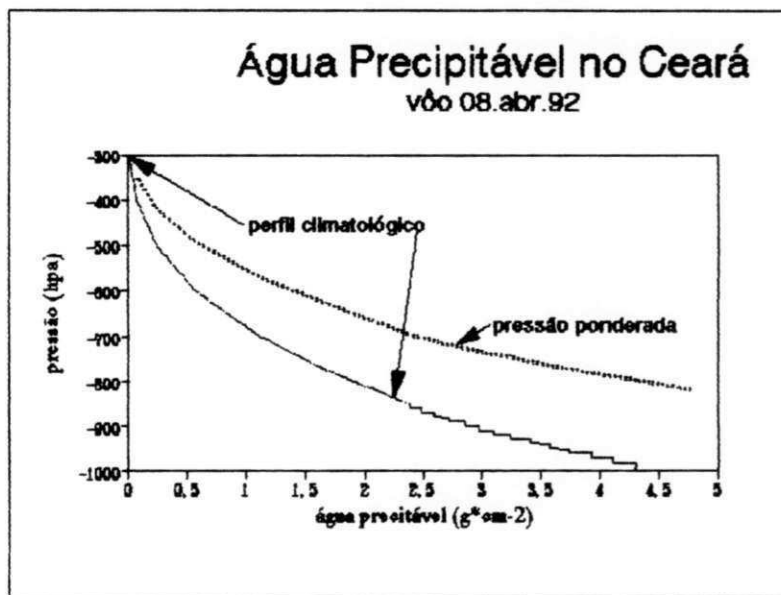


Fig 4.18: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920408-1.

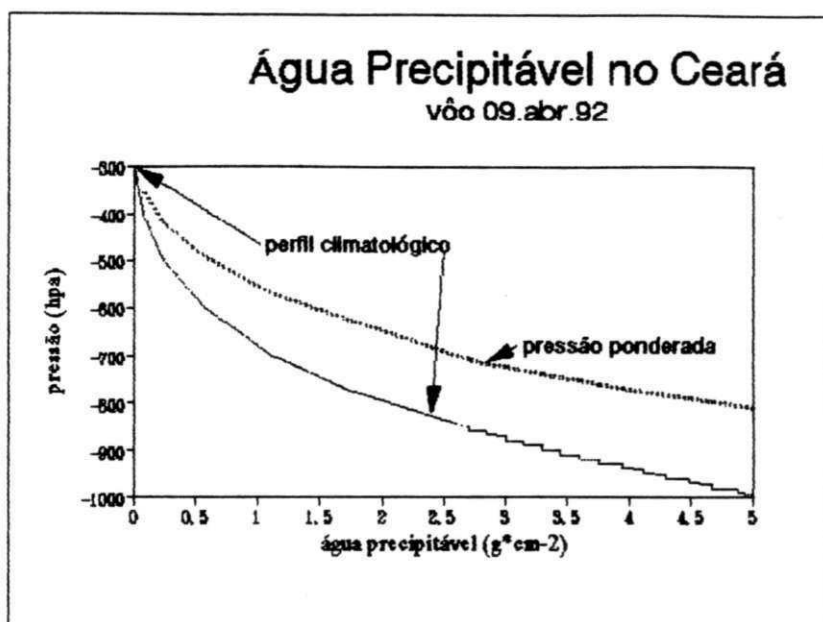


Fig. 4.19: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920409-1.

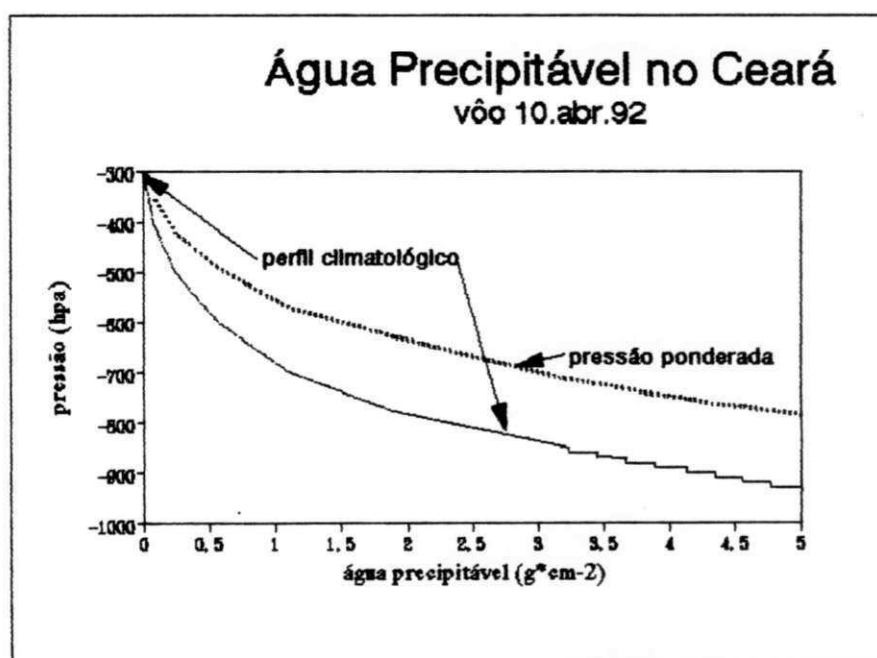


Fig. 4.20: Água precipitável e pressão ponderada do vôo 920410-1.

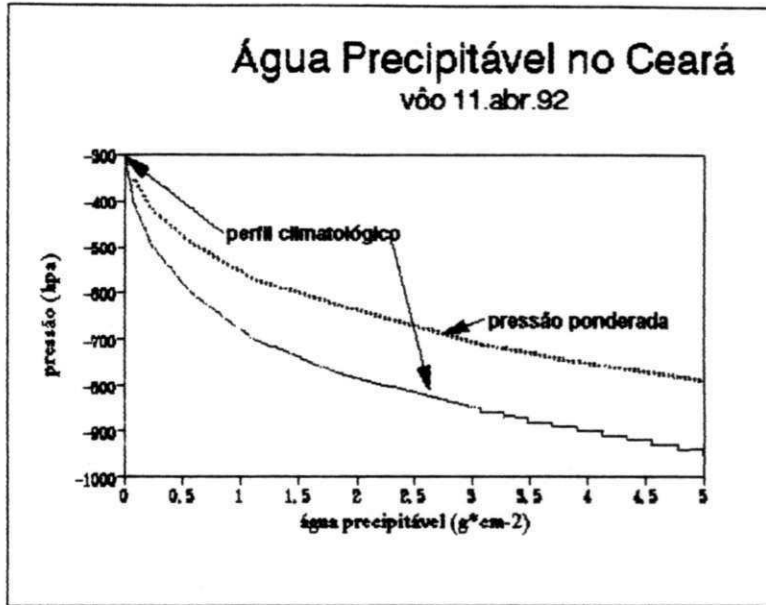


Fig. 4.21: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920411-1.

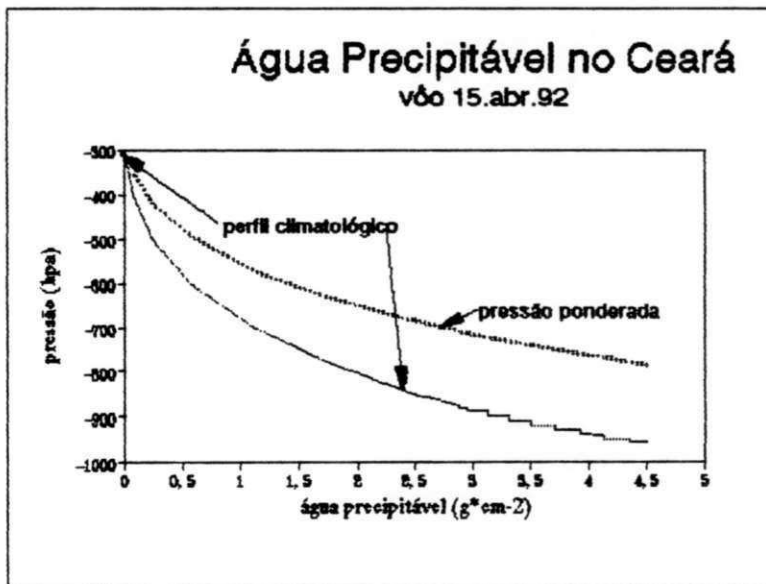


Fig. 4.22: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920415-1.

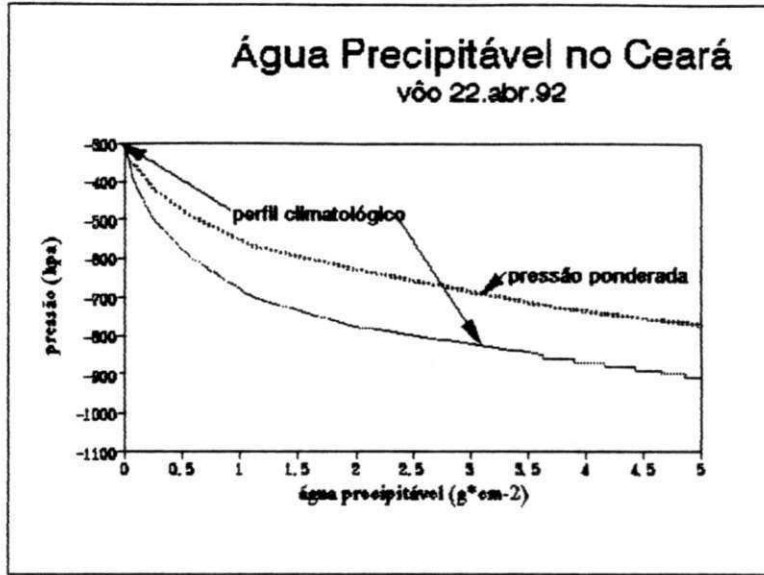


Fig. 4.23: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920422-1.

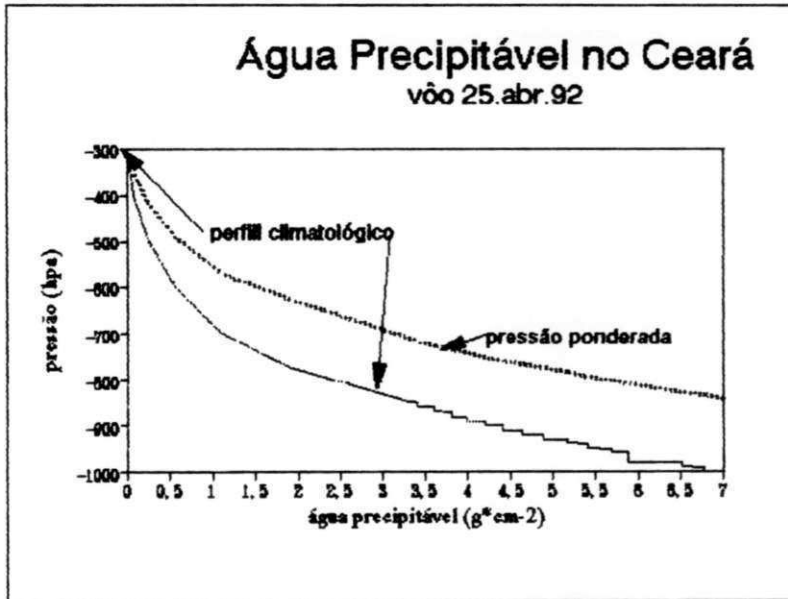


Fig. 4.24: Água Precipitável e pressão ponderada do vôo 920425-1

4.3 - Perfis de fluxos de radiação solar. Taxa de aquecimento.

O grande aquecimento diferencial entre a cobertura de nuvens e a região de céu claro pode levar à intensificação dos gradientes horizontais de temperatura e umidade, gerando um gradiente de pressão que impulsiona os movimentos locais atmosféricos (Welch et al., 1980).

A taxa de aquecimento associada à absorção de radiação solar é um parâmetro difícil de avaliar com dados obtidos pela aeronave, devido à variabilidade da radiação quando em presença de nuvens. Em geral os pesquisadores têm avaliado a taxa de aquecimento utilizando aeronave, dentro de nuvens, atravessando-as da base até o topo. Nos experimentos desenvolvidos com o ALPA não foram realizadas corridas atravessando a nuvem da base até o topo ou vice-versa. Portanto, os dados dentro de nuvens não forneciam informações suficientes para avaliações de taxas de aquecimento. Optou-se por avaliar essas taxas na atmosfera livre. Desta forma, utilizamos trajetos fora de nuvens; nestes trajetos foi necessário separar os de céu claro dos de céu encoberto por nuvens. Na Figura 4.25 apresentamos o gráfico de pressão versus irradiância para o voo do dia 15 de abril de 1992 contendo as retas de regressão linear utilizadas para obtenção da taxa de aquecimento. Neste gráfico fica claro que existe grande variação da irradiância líquida para pequenas camadas da atmosfera, e também que as flutuações e desvios nas medições podem ser grandes (dentre outras razões, isto se deve à orientação do avião durante as medições). Se calcularmos a taxa de aquecimento diretamente baseada em valores individuais

ou instantâneos resultarão em valores afetados por grandes erros; daí a necessidade de uma regressão. Em muitos casos esta variação de irradiância é tão grande para pequenas camadas da atmosfera que o aquecimento resultante é muito alto e não corresponde à realidade; isso acontece principalmente quando existem muitas nuvens próximas e o avião registra além da irradiância descendente um acréscimo devido à irradiância refletida ou que está escapando pelos lados de nuvens. A Figura 4.26 mostra a taxa de aquecimento avaliada a partir da regressão empírica da Figura 4.25. Este trecho corresponde a uma descida embaixo de uma nuvem extensa. Não foi possível avaliar a taxa de aquecimento para os outros vôos, devido à influência de nuvens "quebradas" no valor da irradiância líquida ou mesmo porque a maioria dos vôos continham só pequenos trechos verticais dos quais não foi possível avaliar a taxa de aquecimento.

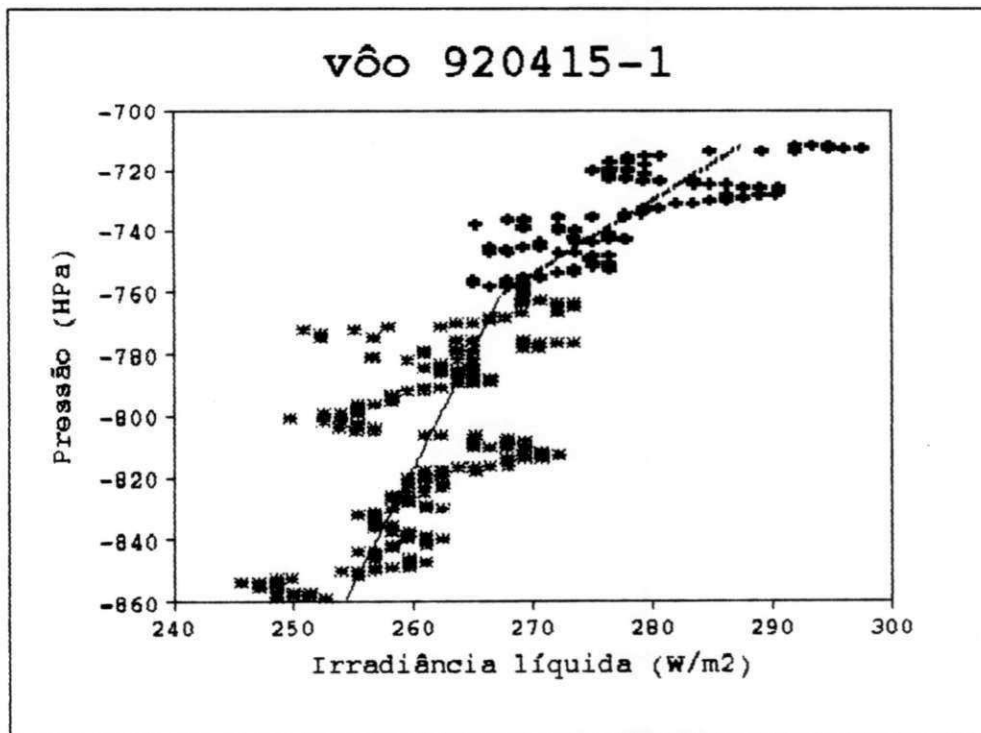


Figura 4.25: Regressão da irradiância líquida.

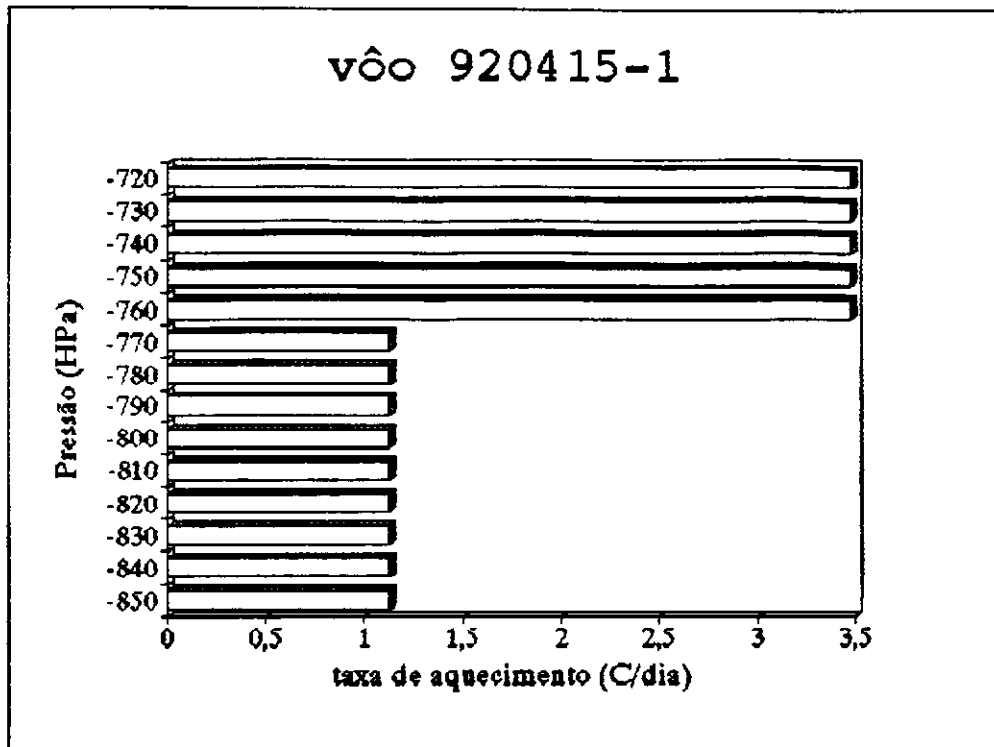


Figura 4.26: Taxa de aquecimento com base nas retas de regressão de Figura 4.25.

Os perfis de irradiância mostrados nas Figuras 4.27 e 4.28 mostram a grande variação desta variável principalmente entre nuvens. É importante perceber nestes gráficos a dificuldade de estimativa da extensão horizontal de nuvens, e quando a queda do valor de irradiância e a nuvem são pequenas. A dificuldade de estabelecer as bordas das nuvens compromete todas as medidas derivadas das nuvens como absorção, transmitância, extensão horizontal, etc. As Figuras 4.27 e 4.28 ilustram tais situações. Por exemplo, na figura 4.28 entre os instantes de 1800s e 1900s a irradiância caiu de um valor de 660W/m^2 para 500W/m^2 no intervalo de $\sim 1\text{s}$. Um dos perfis mostra uma variação senoidal da irradiância, isso aconteceu porque o avião estava rodeando uma nuvem.

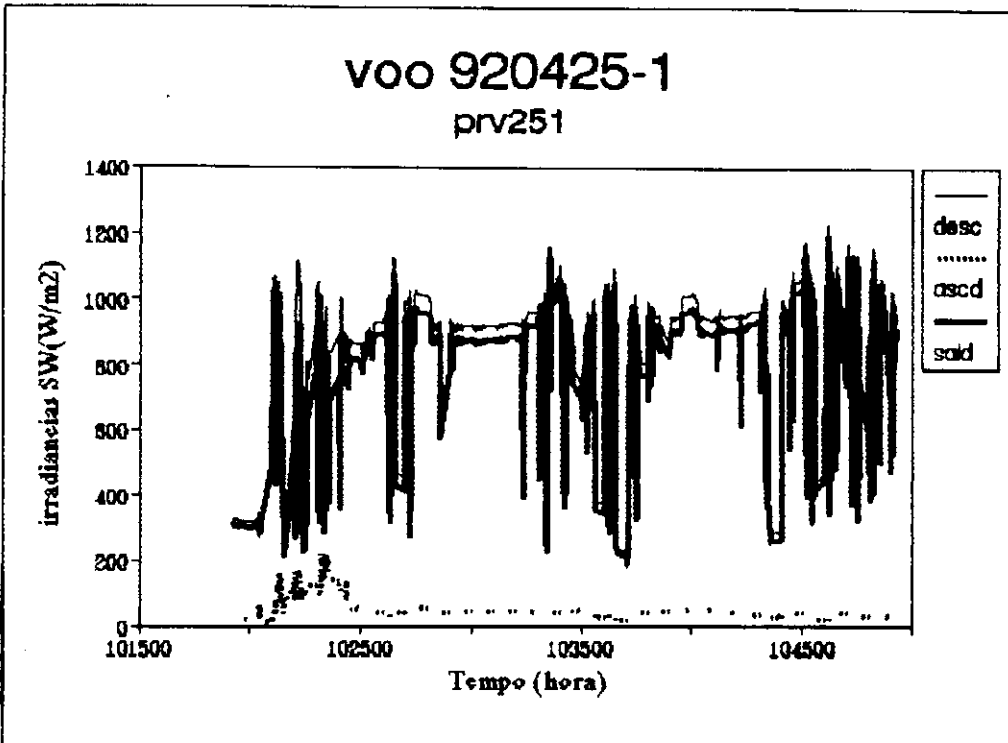


Fig.4.27: Irradiância de ondas curtas medida em meia hora de voo

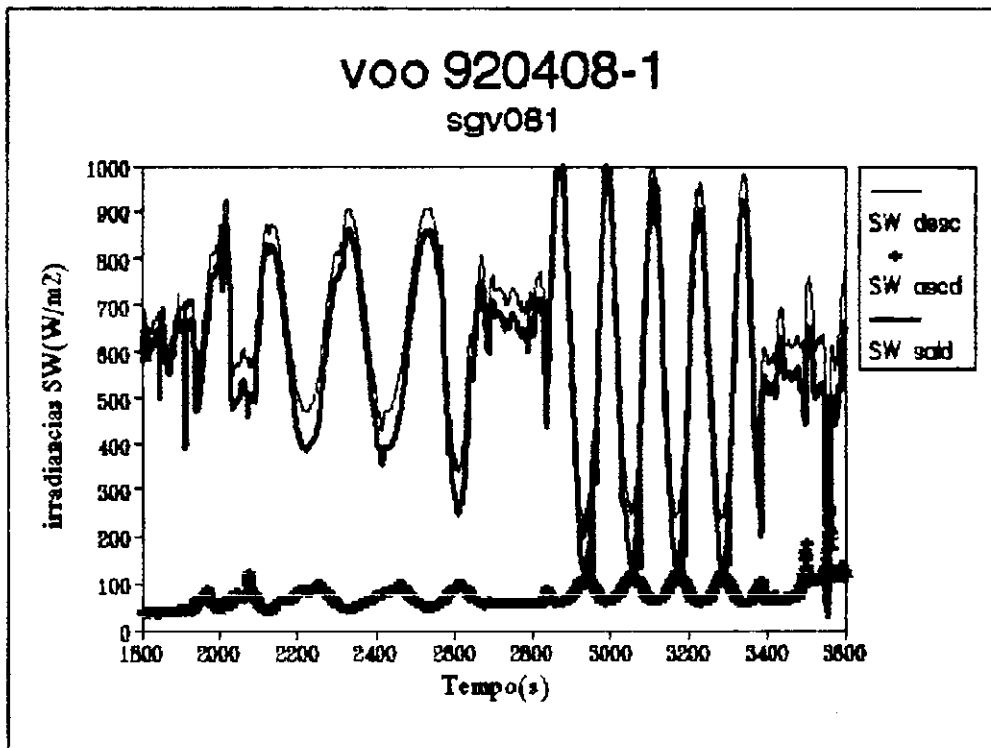


Fig. 4.28: Irradiância de ondas curtas medida em meia hora de voo

4.4 - ALBEDO DO SOLO

Um avião deslocando-se a uma certa altitude determina valores de refletância eventualmente contaminados pela interação da radiação com a atmosfera entre o nível do avião e do solo. Esta interação pode ser mais intensa quanto maior seja a refletância do solo.

Para estabelecer uma relação entre refletância no visível medida pelo avião e a verdadeira a nível do chão, avaliamos os valores de irradiâncias usando o método de dois-fluxos para uma atmosfera não absorvente, como foi visto no capítulo 2. O intervalo considerado como "visível" foi aquele entre o comprimentos de onda de corte dos filtros Schott WG7 e RG8, seja $\lambda: (0,285-0,685\mu\text{m})$. Calculamos o valor de irradiância desde o nível de 1000HPa até 600HPa para três valores de cossenos de ângulos zenitais e três valores de albedos de superfície, a Tabela 4.3 mostra o perfil de uma atmosfera Rayleigh e a Tabela 4.4 mostra uma atmosfera que contém ozônio.

A diferença entre a irradiância de uma atmosfera que não contém ozônio e uma contendo ozônio é pequena comparado aos valores de irradiância e aumenta um pouco com a altitude, e para o mesmo cosseno a variação desta diferença com o albedo da superfície é muito pequena.

TABELA 4.3: PARÂMETROS RADIATIVOS EM ATMOSFERA RAYLEIGH.

P (HPa)	COSZ	rs	rvis	Q	E ⁺	E ⁻	G=Q+E ⁺
600	0,5	0	0,06	298,3	36,5	20,1	334,7
		0,15	0,195	298,3	39,9	65,8	338,2
		0,2	0,24	298,3	41,1	81,4	339,4
	0,8	0	0,045	511,4	40,9	24,7	552,3
		0,15	0,181	511,4	46,9	101,2	558,3
		0,2	0,227	511,4	49	127,3	560,4
	1	0	0,038	655,1	42,8	26,7	697,9
		0,15	0,176	655,1	50,6	124	705,7
		0,2	0,222	655,1	53,3	157,3	708,4
700	0,5	0	0,046	291,8	38	15,3	329,8
		0,15	0,184	291,8	42,1	61,5	333,9
		0,2	0,231	291,8	43,5	77,3	335,3
	0,8	0	0,034	503,8	42,3	18,4	546,0
		0,15	0,173	503,8	49,3	95,9	553,1
		0,2	0,220	503,8	51,8	122,4	555,5
	1	0	0,028	646,9	44,0	19,7	690,9
		0,15	0,169	646,9	53,1	118,3	700,0
		0,2	0,216	646,9	56,2	152,0	703,1
800	0,5	0	0,032	284	41	10,4	325
		0,15	0,174	284	45,6	57,2	329,6
		0,2	0,221	284	47,2	73,2	331,2
	0,8	0	0,023	494,4	45,9	12,6	540,3
		0,15	0,166	494,4	53,9	91,2	548,3
		0,2	0,214	494,4	56,7	118	551,1
	1	0	0,02	636,9	47,8	13,6	684,7
		0,15	0,163	636,9	58,2	113,5	695,1
		0,2	0,211	636,9	61,8	147,6	698,8
850	0,5	0	0,025	280,2	42,3	8	322,5
		0,15	0,168	280,2	47,2	55,1	327,4
		0,2	0,216	280,2	48,9	71,2	329,2
	0,8	0	0,018	489,9	47,5	9,7	537,4
		0,15	0,163	489,9	56	88,7	545,9
		0,2	0,211	489,9	59	115,8	548,9
	1	0	0,015	632,1	49,5	10,4	681,6
		0,15	0,16	632,1	60,6	111	692,7
		0,2	0,209	632,1	64,4	145,4	696,5
900	0,5	0	0,017	276,6	43,5	5,5	320,1
		0,15	0,163	276,6	48,7	52,9	325,3
		0,2	0,211	276,6	50,5	69,1	327,1
	0,8	0	0,013	485,4	49	6,8	534,4
		0,15	0,159	485,4	58	86,3	543,5
		0,2	0,208	485,4	61,2	113,5	546,6
	1	0	0,011	627,3	51,2	7,3	678,5
		0,15	0,157	627,3	62,8	108,5	690,2
		0,2	0,206	627,3	66,9	143,1	694,2
1000	0,5	0	0,002	269,6	45,6	0,6	315,2
		0,15	0,151	269,6	51,4	48,6	321
		0,2	0,201	269,6	53,4	65	323
	0,8	0	0,001	476,8	51,6	0,8	528,4
		0,15	0,151	476,8	61,7	81,3	538,5
		0,2	0,201	476,8	65,2	108,9	542
	1	0	0,001	618	54	0,8	672
		0,15	0,151	618	67	103,3	685
		0,2	0,201	618	71,5	138,4	689,6

TABELA 4.4: PARÂMETROS RADIATIVOS EM ATMOSFERA COM TRANSMITÂNCIA DO O₃.

P	cosZ	rs	rvis	Q	E ⁺	E ⁻	G=Q+E ⁺
600	0,5	0	0,058	292,9	31,9	18,7	324,8
		0,15	0,193	292,9	35,2	63,2	328,1
		0,2	0,238	292,9	36,3	78,4	329,3
	0,8	0	0,041	504,2	35,4	22,4	539,6
		0,15	0,179	504,2	41,2	97,4	545,4
		0,2	0,225	504,2	43,2	123,1	547,4
	1	0	0,035	646,8	36,8	23,9	683,6
		0,15	0,173	646,8	44,3	119,6	691
		0,2	0,22	646,8	46,9	152,3	693,6
700	0,5	0	0,044	285	35,3	14,2	320,3
		0,15	0,183	285	39,1	59,2	324,1
		0,2	0,229	285	40,5	74,6	325,5
	0,8	0	0,032	495	39,4	17,1	534,4
		0,15	0,172	495	46,1	93,1	541,1
		0,2	0,219	495	48,5	119,1	543,4
	1	0	0,027	636,9	41,1	18,3	678
		0,15	0,168	636,9	49,8	115,3	686,7
		0,2	0,215	636,9	52,8	148,4	689,8
800	0,5	0	0,031	277,5	38,2	9,7	315,8
		0,15	0,173	277,5	42,6	55,2	320,2
		0,2	0,22	277,5	44,2	70,8	321,7
	0,8	0	0,022	486,1	42,9	11,7	529
		0,15	0,165	486,1	50,6	88,7	536,7
		0,2	0,213	486,1	53,3	115,1	539,4
	1	0	0,019	627,4	44,9	12,6	672,3
		0,15	0,162	627,4	54,8	110,8	682,3
		0,2	0,211	627,4	58,3	144,4	685,7
850	0,5	0	0,024	273,9	39,6	7,4	313,5
		0,15	0,167	273,9	44,2	53,3	318,2
		0,2	0,215	273,9	45,9	68,9	319,8
	0,8	0	0,017	481,7	44,6	9	526,3
		0,15	0,162	481,7	52,7	86,5	534,5
		0,2	0,21	481,7	55,6	113	537,3
	1	0	0,015	622,8	46,6	9,7	669,4
		0,15	0,16	622,8	57,2	108,5	680
		0,2	0,208	622,8	60,9	142,3	683,7
900	0,5	0	0,016	270,4	40,8	5,1	311,2
		0,15	0,162	270,4	45,7	51,3	316,2
		0,2	0,211	270,4	47,5	67	317,9
	0,8	0	0,012	477,5	46,1	6,3	523,5
		0,15	0,158	477,5	54,7	84,2	532,2
		0,2	0,207	477,5	57,7	110,9	535,2
	1	0	0,01	618,2	48,2	6,8	666,5
		0,15	0,157	618,2	59,4	106,2	677,7
		0,2	0,206	618,2	63,3	140,2	681,6
1000	0,5	0	0,006	265,9	42,1	1,9	308
		0,15	0,155	265,9	47,5	48,5	313,4
		0,2	0,204	265,9	49,3	64,3	315,2
	0,8	0	0,004	471,8	47,8	2,3	519,5
		0,15	0,153	471,8	57,1	80,9	528,9
		0,2	0,203	471,8	60,3	107,8	532,1
	1	0	0,004	612	50,1	2,4	662,1
		0,15	0,152	612	62,1	102,7	674,1
		0,2	0,202	612	66,4	137	678,4

TABELA 4.5: ALBEDO DE SUPERFÍCIE(mais atmosfera), determinado em níveis abaixo da base de nuvens.

VÔO	TEMPO (s)	ALTITUDE (m)	Amed(cont.)	Amed(mar)
920402-2	1000-1800	<502	0.18	
	1801-3130	<502	0.167	
920408-1	700-1500	<600		0.06
920415-1	600-3020	<600	0.2	
	5400-6081	<600		0.2
920422-1	0-2500	<500		
	1-410		0.15	
	410-573			0.04
	573-725		0.039	
	725-1606			0.041
	1606-1800		0.04	
	1801-2098			0.04
920425-1	2098-2201		0.04	
	2201-2500			0.049
	0-316	<500	0.138	
	316-1800	=		0.046
	1800-2900	=		0.043
JUNEO/93	4600-4638	=		0.088
	4638-5400	=	0.097	
	TEMPO (s)	ALTITUDE (m)	r _{vis}	r _{IV}
	150-1800	<500	0.1	0.408
	1800-3600	=	0.13	0.43
	3600-5400	<450	0.12	0.39

O resultado do método de dois-fluxos foi usado para corrigir o albedo da superfície medido pelo avião. Para se obter o albedo do solo através de medidas de avião são necessárias corridas próximas à superfície. Seleccionamos trechos de vôos retos e em altitudes inferiores a 600m dos quais avaliamos o albedo da superfície, como segue:

O albedo do solo é definido segundo

$$a = \frac{E^{\uparrow}}{E^{\downarrow}} \quad (4.4)$$

Quando este valor foi maior que 0.5 consideramos que o avião estava sobrevoando uma nuvem baixa, ou recebia a influência da

proximidade de uma delas. Para os valores considerados sem nuvens, a Tabela 4.4 permitiria corrigir o albedo medido. Entretanto, tal condição era aplicável apenas ao voo de junho/93. De qualquer forma, a Figura 4.29 evidencia que tal correção seria desprezível para voos a altitudes inferiores a 600m.

A Tabela 4.5 apresenta valores de albedo do solo obtidos para alguns dos voos.

Como pode ser visto nesta tabela alguns trajetos sobrevoaram o mar e o continente, sendo preciso separar as informações referentes ao mar das referentes ao continente. O valor alto de albedo para o mar ($r_s = 0,2$) do voo 920415-1 foi devido ao avião sobrevoar uma superfície muito refletora, provavelmente uma nuvem, e como o valor de albedo é um valor médio estes elevados valores de albedo contaminaram a média resultando em valor alto. Por outro lado, os valores baixos de albedo sobre o continente no voo 920422-1 são o resultado de um trajeto sobre a praia com entradas no mar, daí os baixos valores de albedo.

Na Figura 4.30 "a" e "b" estão as isolinhas de albedo de superfície para os voos dos dias 02 e 25 de abril de 92, respectivamente. O voo de 25 de abril apresenta albedos que correspondem aos valores esperados de albedo de continente e mar, percebe-se nitidamente o contorno do continente. O núcleo mais brilhante que aparece sobre o continente é provavelmente a passagem do avião por cima de uma nuvem. Já para o dia de 02 de abril todo o continente aparece mais brilhante que no dia 25; isso pode ter acontecido porque neste dia as nuvens foram mais espessas e mais largas que no dia 25, com valores de irradiância descendente menores além de valores maiores de

irradiância ascendente; o avião sobrevoou uma quantidade maior de nuvens que no dia 25. Portanto, quando se mede valores de albedo com aeronaves é importante distinguir possíveis contaminações causadas por sobrevôo acima de nuvens baixas. Infelizmente não foi possível obter o albedo para outras regiões do Estado do Ceará, pois os vôos que cruzaram o Estado aconteceram a grandes altitudes não sendo, portanto, possível obter o albedo da superfície.

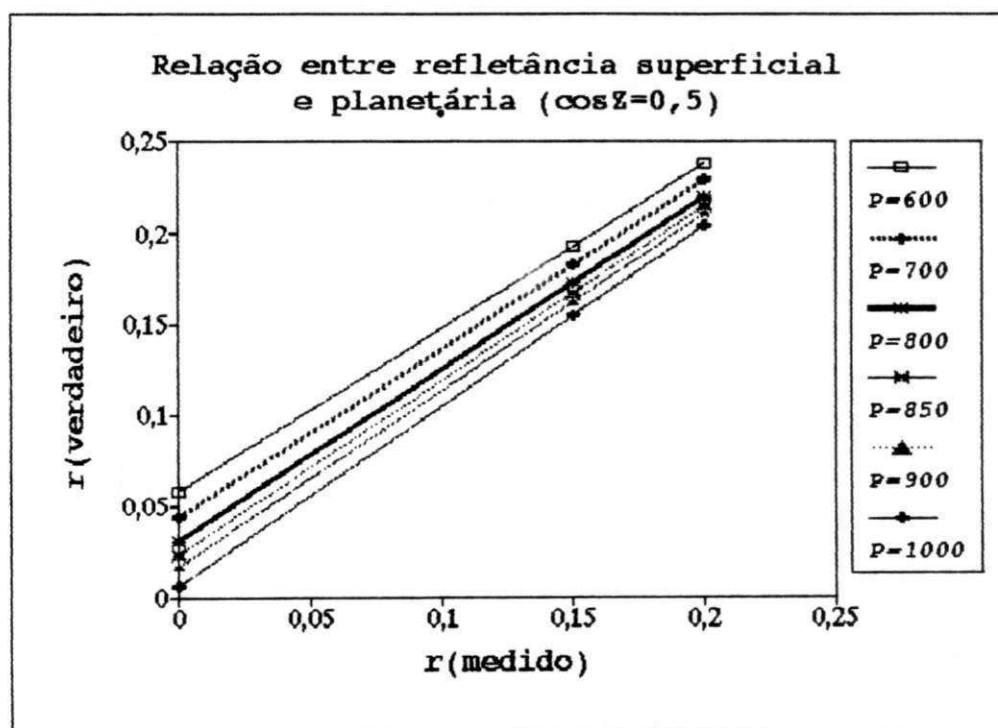


Figura 4.29: Correção associada ao efeito de atmosfera nas medidas de refletância feitas por avião no intervalo visível

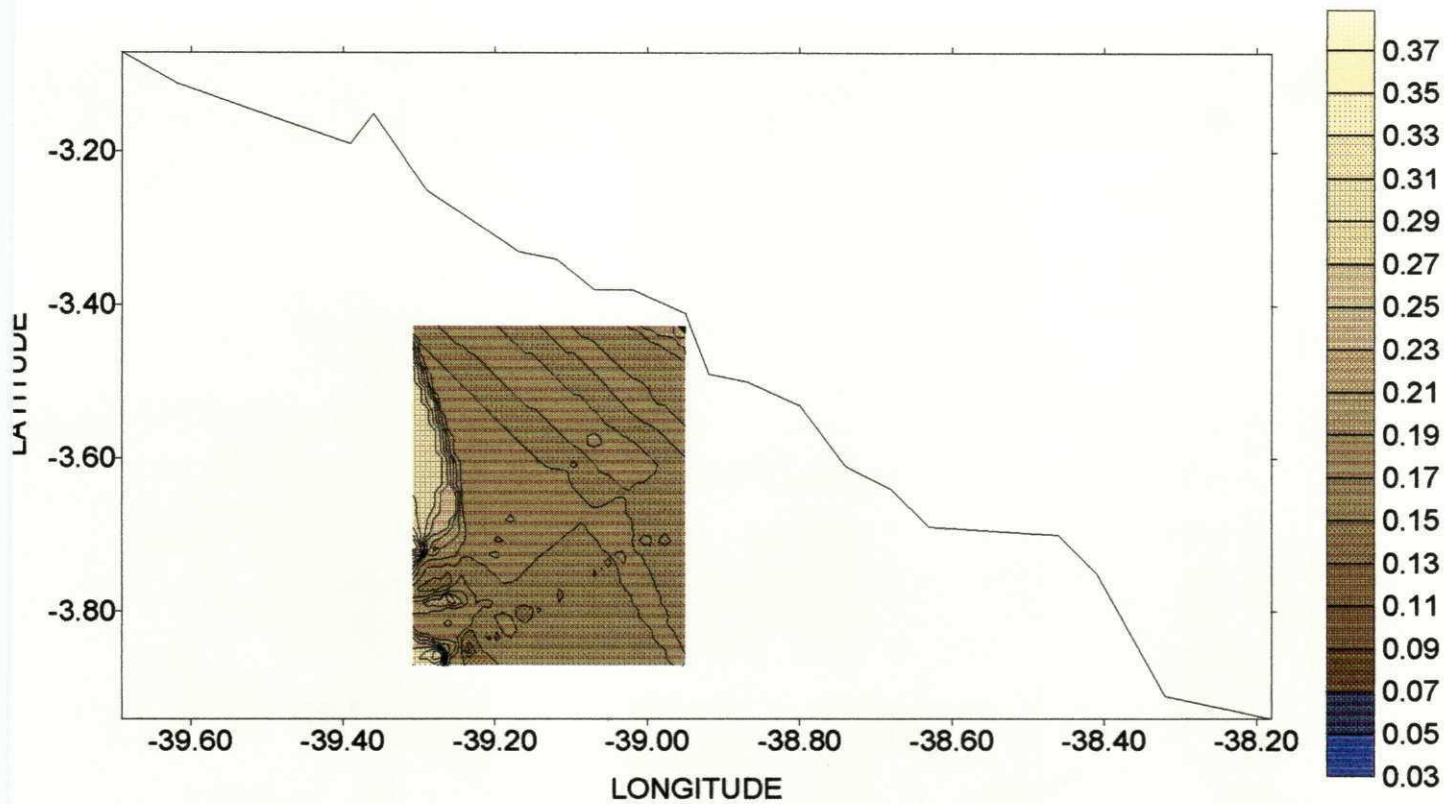


FIG. 4.30 a: ALBEDO DA SUPERFICIE PARA O VÔO 920402-2.

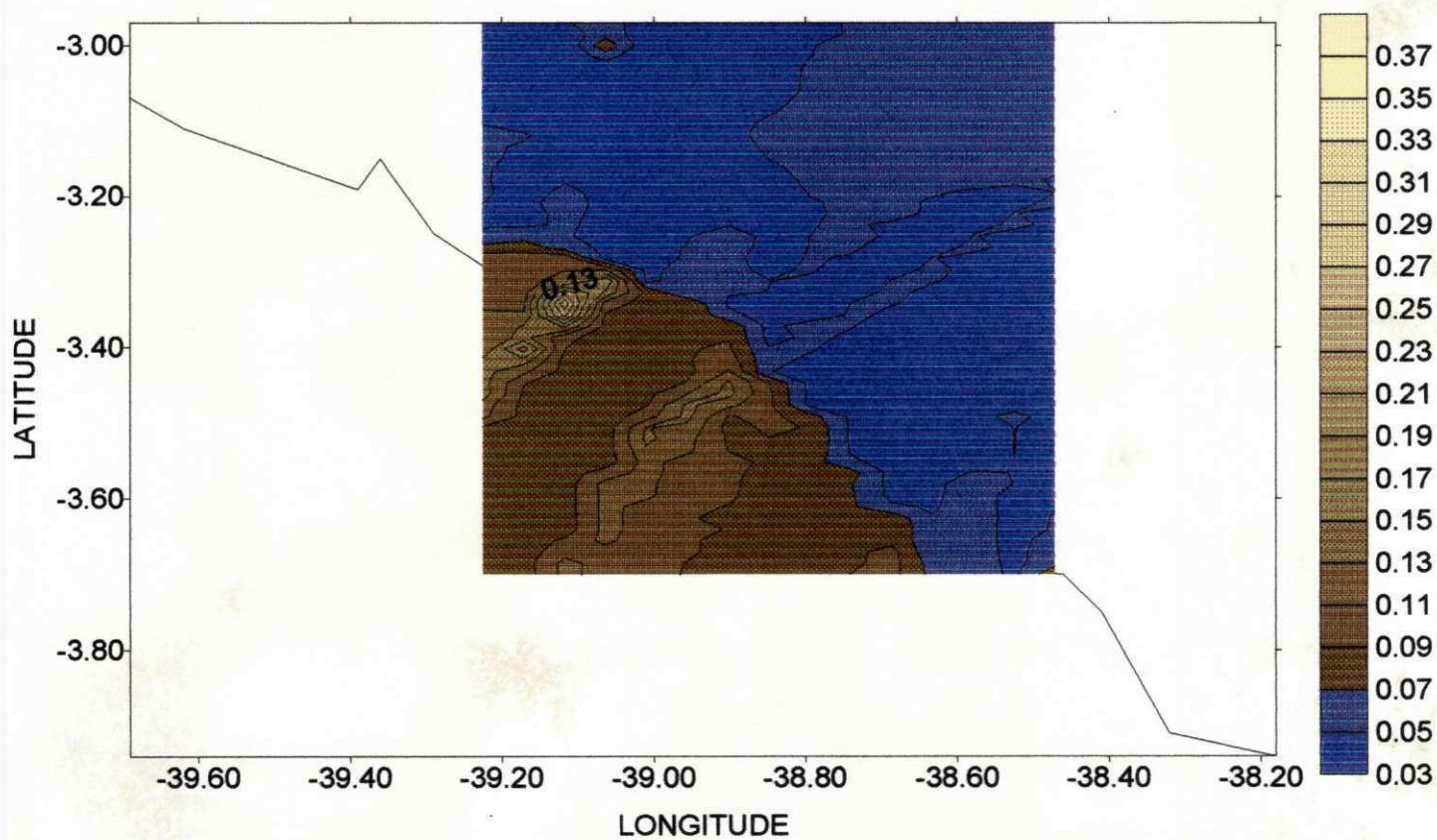


FIG. 4.30 b: ALBEDO DA SUPERFICIE PARA O VÔO 920425-1.

4.5 - Nuvens

4.5.1 - Distribuição de extensão horizontal

Comparando-se as irradiâncias descendentes medidas com aquela estimada para céu limpo no nível de topo de nuvens, pode-se detectar a presença e algumas características de nuvens. Quando a aeronave passa por baixo das nuvens a irradiância descendente registrada pelos piranômetros cai rapidamente. Esta diminuição pode ser vista no gráfico de irradiância versus tempo. Sabendo que a velocidade do avião foi em média 80m/s pode-se estimar a largura das nuvens (ou pelo menos o comprimento de trajeto embaixo delas).

Como foi dito antes este não é um trabalho fácil devido à grande variabilidade da irradiância descendente, como foi mostrado na figura 4.27. Quando a diminuição do valor de irradiância é pequena, fica difícil decidir se se trata de nuvem pequena, menor que 80m, ou se houve uma variação devido às oscilações do avião. Quando a nuvem é grande às vezes é difícil dizer se são duas nuvens vizinhas ou uma só com uma pequena região mais transparente à radiação que a área ao redor dentro da nuvem.

Em todos os vôos foi registrada a presença de nuvens.

Apresentaremos um histograma de distribuição de tamanhos de nuvem para o vôo 11(junho/93), que é o vôo de maior duração. Tais tamanhos são realmente trajetos embaixo de nuvens.

No vôo 11 catalogamos 215 passagens por baixo de nuvens. No histograma (Tabela 4.6 e Fig. 4.31) podemos ver que a

maioria das nuvens eram pequenas em extensão horizontal, menores que 1000m. Estes tamanhos, no entanto, não são necessariamente o diâmetro das nuvens, pois dependem da trajetória do avião relativamente ao centro da nuvem. Portanto, pode ser que o avião tenha registrado a maioria das nuvens não cruzando com o centro destas, ou ainda o avião pode ter registrado a mesma nuvem cruzando-a de maneiras diferentes (duas vezes ou mais) passando mais de uma vez por baixo desta.

Considerando que todas as nuvens são diferentes e supondo que o avião cruzou as nuvens passando pelo centro destas, a tabela 4.6 ilustra os tamanhos de nuvens mais freqüentes observadas durante este voo. Ainda, o histograma da figura 4.31 sugere um comportamento bimodal, com modas em 1500 e 3500m de diâmetro.

TABELA 4.6: Tamanho de nuvens no voo de junho de 1993.

TAMANHO (M)	NÚMERO
880	14
720	12
1280	10
1200	9
800	9
1760	8
1520	8
640	8

Para os outros vôos escolhemos dois cossenos de ângulo zenital do sol nos quais foram observadas o maior número de

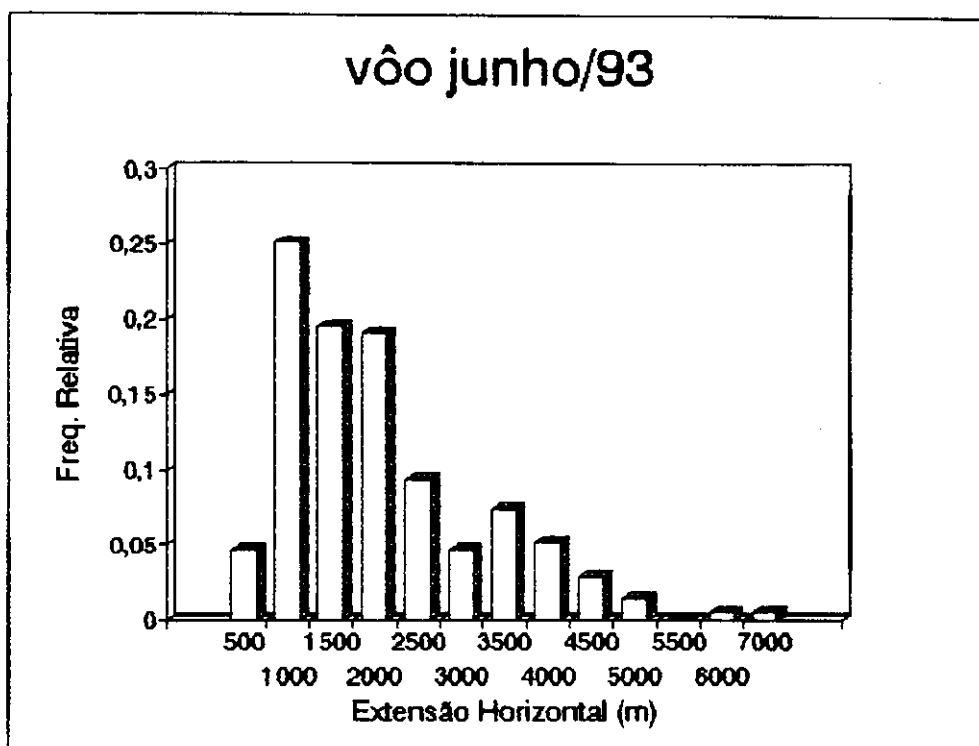


Figura 4.31: Histograma de Extensão horizontal

nuvens tanto sobre o mar quanto sobre o continente, com cossenos em torno de 0,7 e 0,9. Para o cosseno de 0,7 foram registradas 39 nuvens sobre o mar e 64 sobre o continente; para o cosseno de 0,9 foram observadas 118 nuvens sobre o mar e 225 sobre o continente.

Para padronizar a representação de diferentes amostragens de tamanhos de nuvens, foi utilizada uma grandeza semelhante à densidade de probabilidade, definida como

$$f(x) = \frac{\Delta N / N}{\Delta X}, \quad (4.5)$$

onde ΔX representa a largura de um intervalo de tamanhos considerado, e $\Delta N / N$ a fração ou proporção ou frequência relativa de casos incluídos neste intervalo (com relação ao

tamanho N da amostra total). As Figuras 4.32 e 4.33 ilustram os resultados. Observa-se que o comportamento das densidades espectrais de tamanho para nuvens com sol perto do meio dia são maiores para nuvens pequenas. Por outro lado, os espectros são semelhantes para o continente e o mar.

Pode-se também considerar a distribuição espectral de frequências medidas com relação à espessura de nuvem ilustrada pela sua transmitância. Esta grandeza foi avaliada ao menor valor de irradiância registrado embaixo de cada nuvem.

Os gráficos 4.32 e 4.33 apresentam a extensão horizontal (em metros) da base das nuvens. Para o cosseno de 0,9 mais de 50% das nuvens observadas tiveram extensão horizontal menor que 1000m e apresentou uma quantidade maior de nuvens grandes sobre o mar que sobre o continente. Já para o cosseno de 0,7 um pouco mais de 30% das nuvens foram menores que 1000m e pouco mais de 20% estavam entre 1000 e 2000 metros, sendo que 33% das nuvens observadas sobre o continente estavam entre 3000 e 5000 metros, e das observadas sobre o mar 29% estavam nessa faixa.

Os gráficos de densidade de proporção versus transmitância para os vãos de 1 à 10 e para os cossenos de 0,7 e 0,9 (Fig. 4.34 e 4.35) mostram que o comportamento das curvas para o mar e continente são praticamente os mesmos para um mesmo cosseno. Entretanto, quando se coloca as quatro curvas no mesmo gráfico (Fig.4.36), percebe-se claramente que as curvas apresentam comportamento opostos dependendo do cosseno. As nuvens observadas com cosseno de 0,7 apresentam frequências máximas para transmitâncias menores e para o cosseno de 0,9 as frequências máximas são para transmitâncias maiores indicando a predominância de nuvens menos espessas.

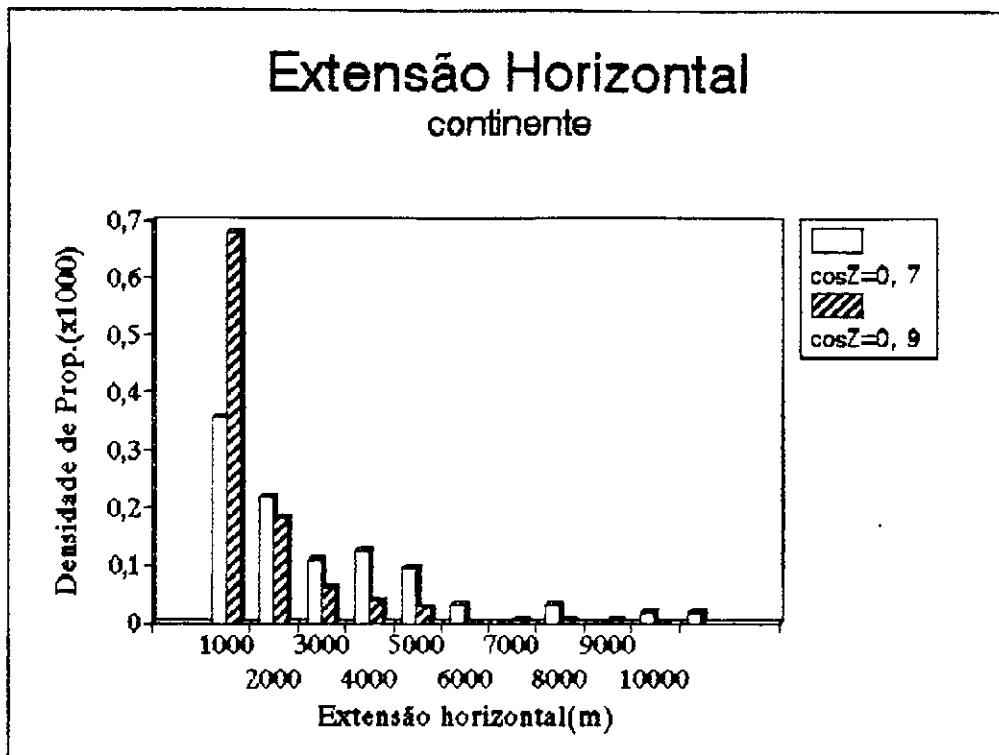


Fig. 4.32: Extensão horizontal (m) sobre o continente

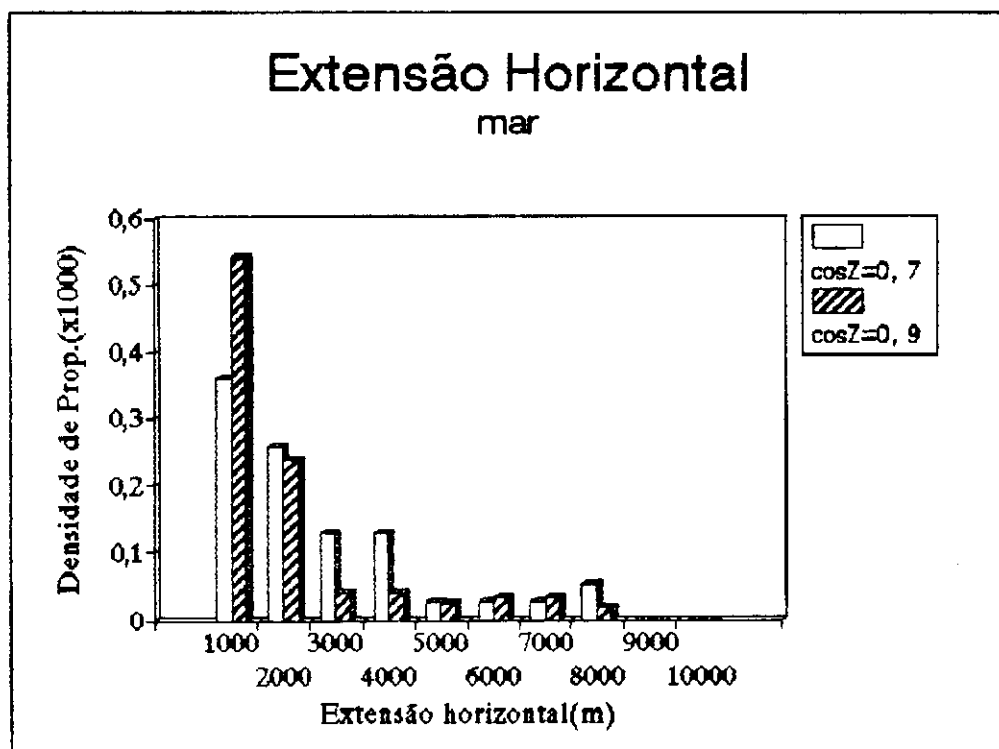


Fig. 4.33: Extensão horizontal (m) sobre o mar

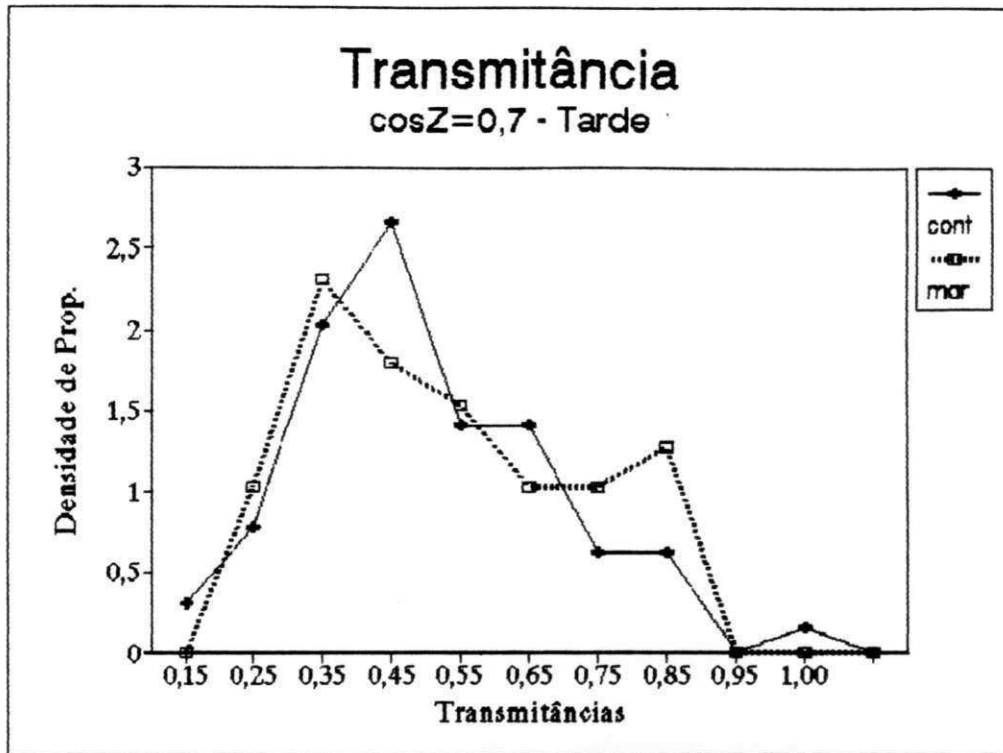


Fig. 4.34: Densidade de Proporção versus transmitância

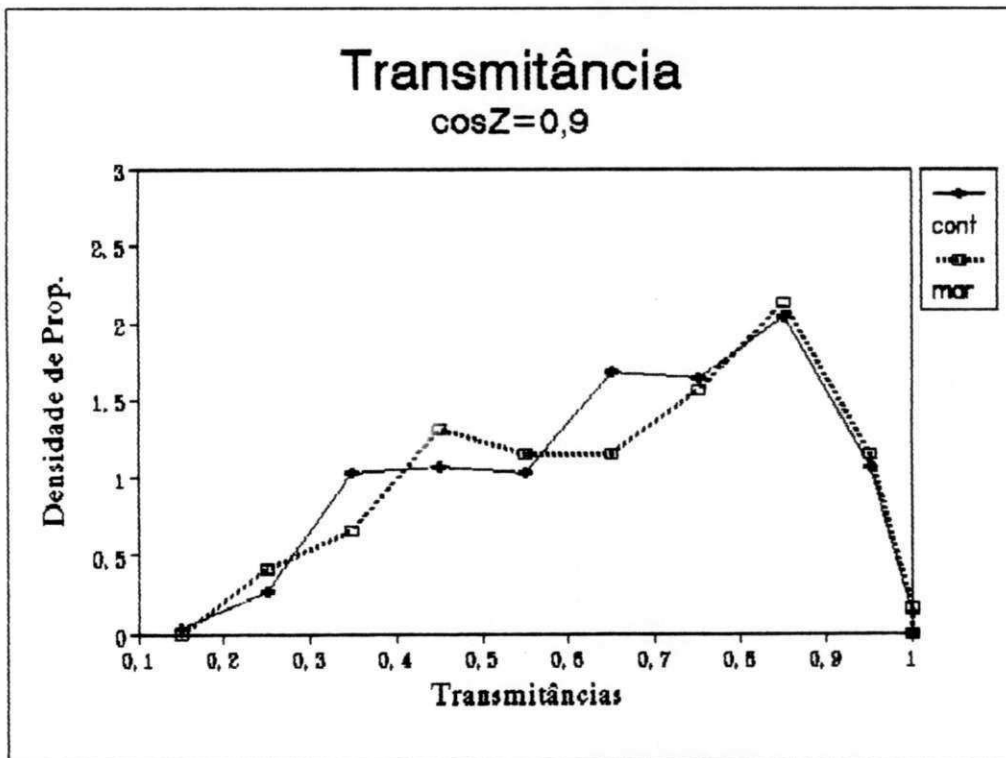


Fig. 4.35: Densidade de proporção versus transmitância

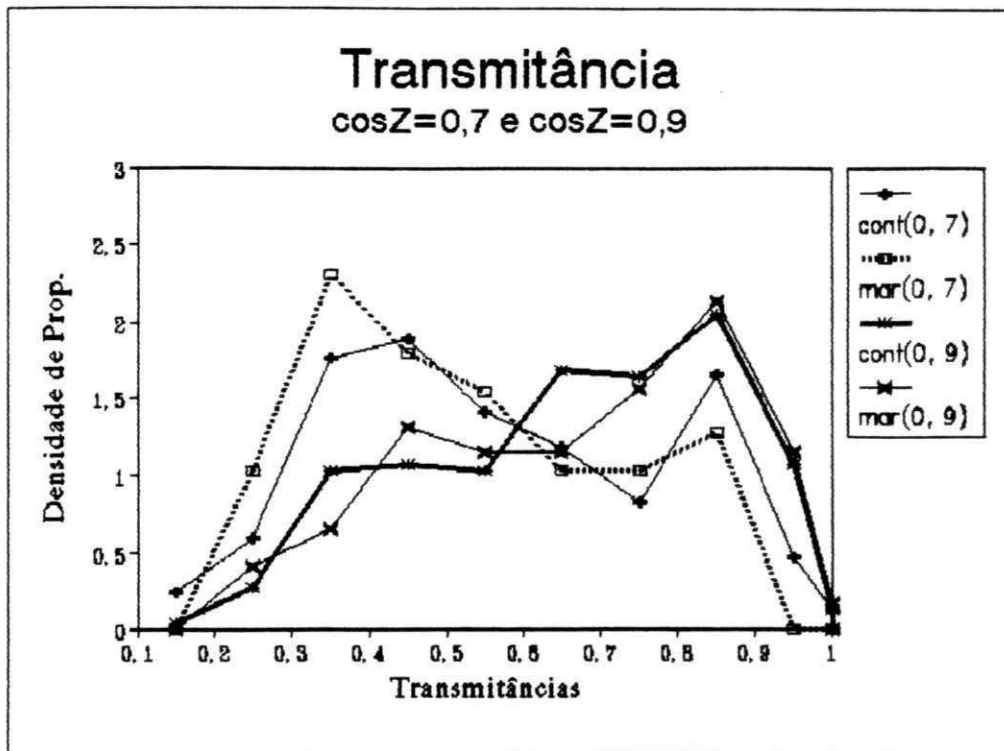


Fig. 4.36: Densidade de proporção versus transmitância

4.5.2 - ESTIMATIVA DE ABSORÇÃO

A absorção parcial apresentada no voo de junho de 1993 foi calculada como mostrado na seção 3.3. Foi utilizado o método proposto por Rawlins utilizando os coeficientes "a" e "b" dados na Tabela 3.3. O histograma mostra que o valor de absortância esteve principalmente entre 0,13 e 0,15.

A Tabela abaixo mostra os cinco intervalos de maior frequência de absortância.

TABELA 4.7: ABSORÇÃO DAS NUVENS DO VOO DE JUNHO DE 1993.

ABSORÇÃO centro das classes	FREQUÊNCIA
0,03	1
0,05	1
0,08	2
0,10	10
0,13	28
0,15	91
0,18	73
0,20	9
0,23	0

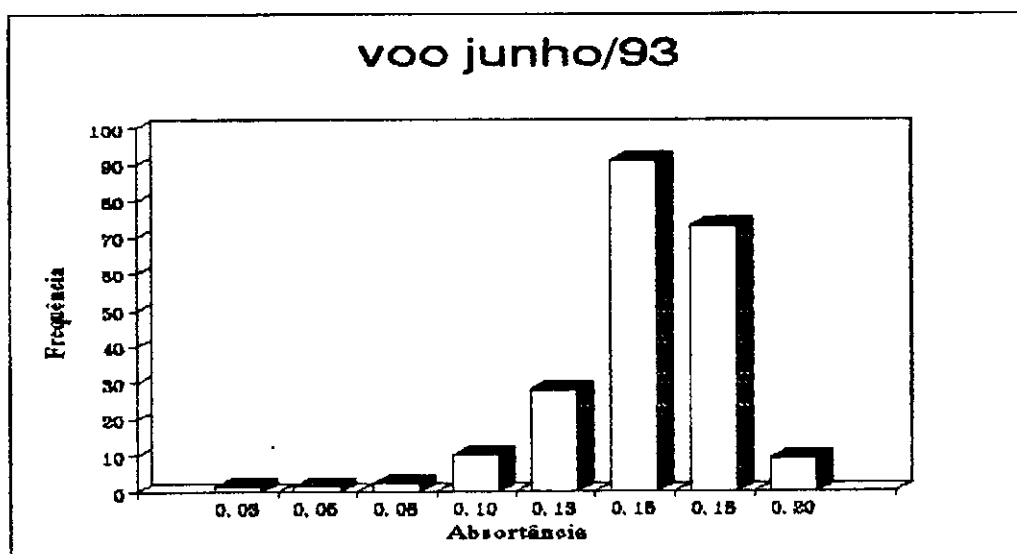


Fig.4.37: Histograma de Absorção para o voo de junho/93.

4.5.3 - Estimativa da espessura equivalente

O gráfico 4.37 apresentam a espessura equivalente das nuvens para o cosseno de 0,7. Pode ser observado uma maior densidade de proporção em 509m, sendo que 56% das 39 nuvens observadas sobre o mar estavam entre 264 e 509 metros e 10% entre 792 e 1395m. Em relação ao continente tem-se que das 64 nuvens 61% também estavam entre 264 e 509m sendo que apenas 11% esteve entre 792 e 1395 metros.

A Figura 4.38 corresponde à espessura equivalente para o cosseno de 0,9 que apresenta 48% das 118 nuvens observadas sobre o mar entre 119 e 249 metros, com 4% das nuvens entre 959 e 1696 metros. Sobre o continente 53% das 225 nuvens observadas estavam entre 119 e 249 metros, com apenas 3% das nuvens entre 959 e 1696m.

Portanto a grande maioria das nuvens para o cosseno de 0,7 estão entre 400 e 800 metros e para o cosseno de 0,9 foram menores de 400 metros.

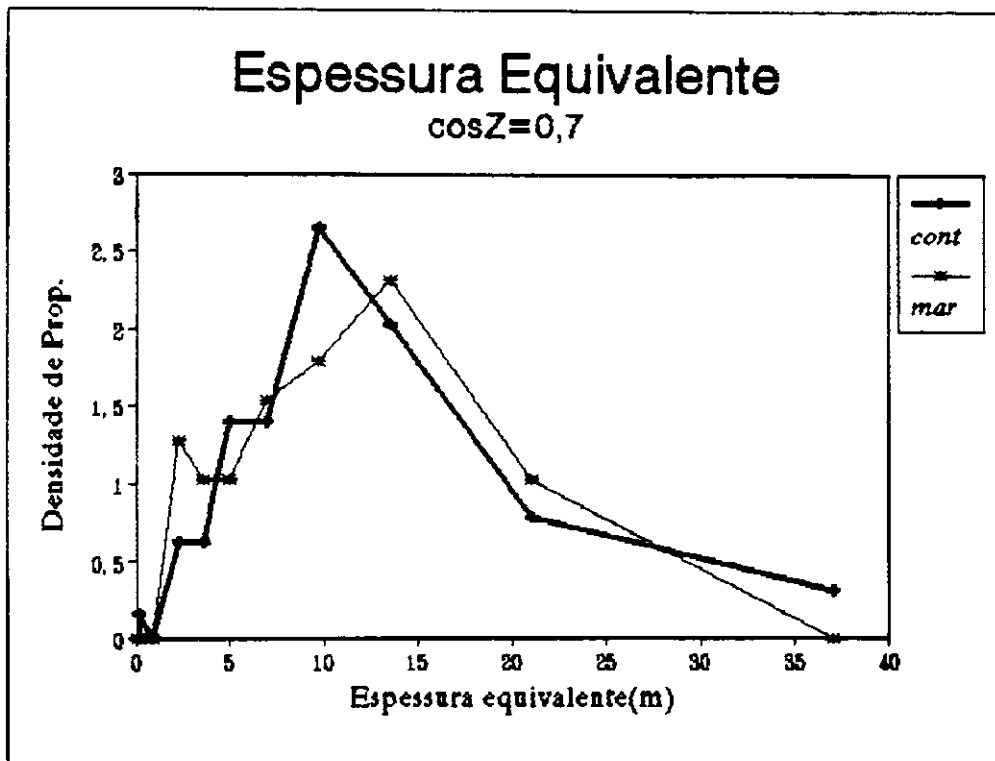


Fig. 4.38: Espessura equivalente para $\cos Z = 0,7$

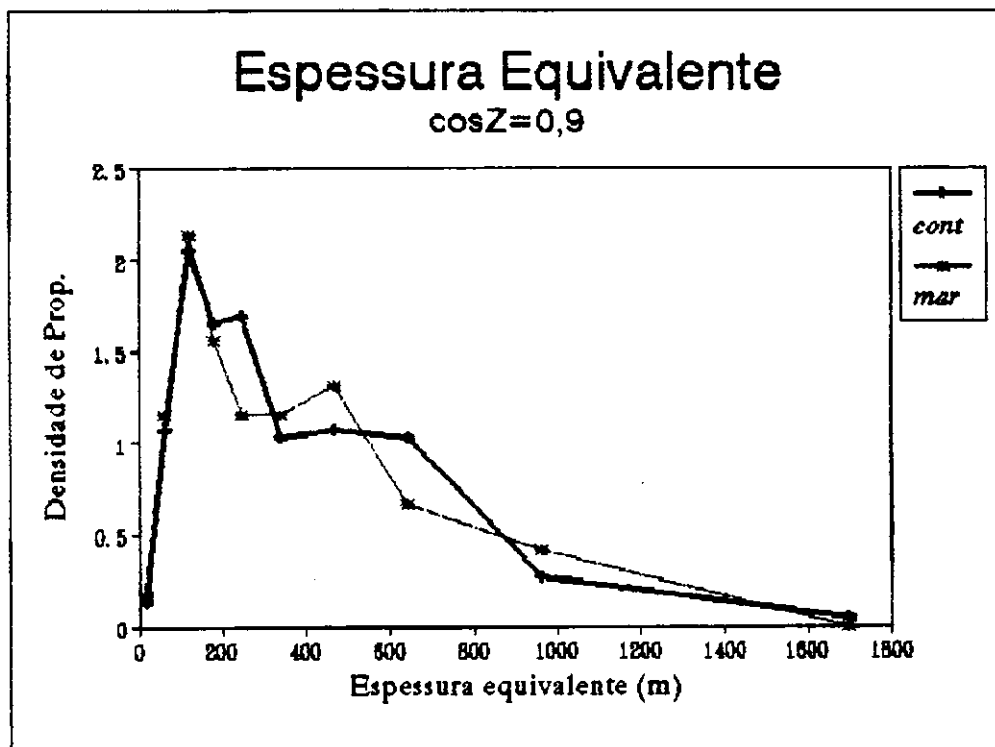


Fig. 4.39: Espessura equivalente para $\cos Z = 0,9$

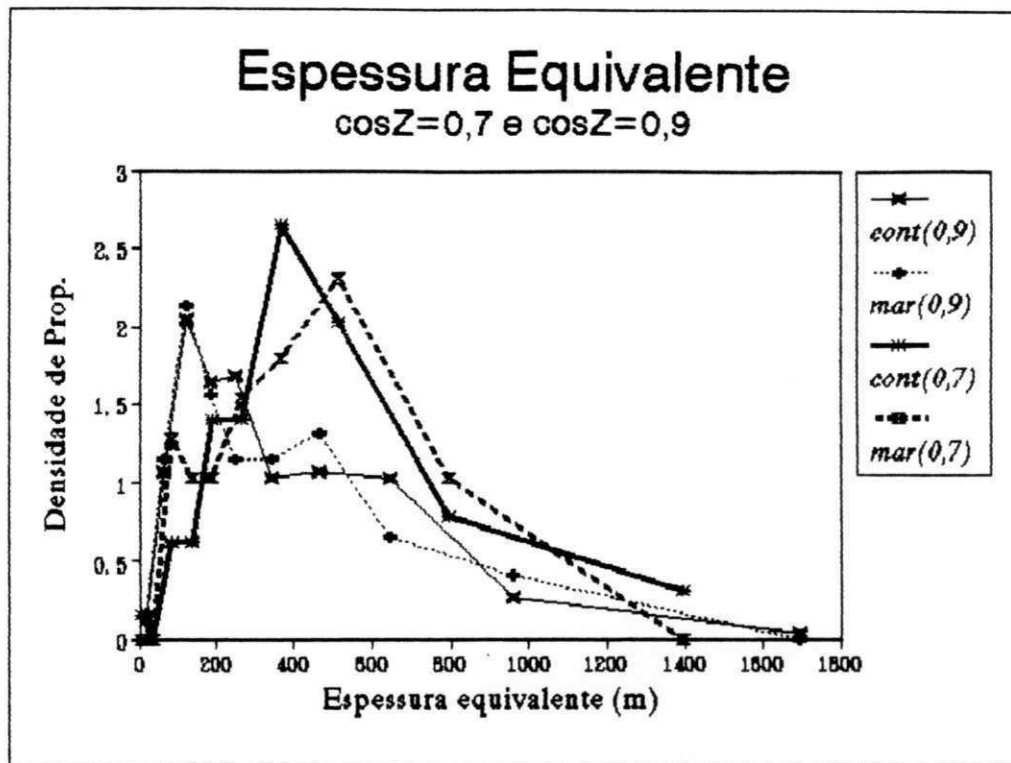


Fig. 4.40: Espessura equivalente

5 - Conclusões

Os perfis de água precipitável mostraram que a atmosfera continha bastante vapor d'água com um valor médio de 5g/cm^2 à superfície; especialmente no voo 920425-1 houve um valor de $6,7\text{g/cm}^2$. No gráfico de umidade para este voo pode ser visto que a atmosfera estava bastante úmida.

As nuvens observadas se formaram em níveis mais altos sobre o continente que sobre o mar.

A taxa de aquecimento mostrou que para o dia 25/04/92 o aquecimento atmosférico da camada sub-nuvem cresceu com a altitude, com valores variando de $1,2\text{ C/dia}$ até 3.5 C/dia .

Os perfis de irradiância mostraram que neste período (abril e junho) o estado do Ceará é em coberto com muita nebulosidade, especialmente nuvens cumulus de bom tempo.

Medidas de albedo do solo realizadas a partir do avião podem necessitar de uma pequena correção como foi mostrado pelo método de dois-fluxos. Neste trabalho foram analisados apenas correções no espectro visível e sem nebulosidade. A posteriori poderá ser feito este cálculo para uma atmosfera contendo nuvens e incluindo o espectro infravermelho próximo. O albedo medido com ALPA sobre o mar e o continente foi o esperado e está de acordo com a maior parte das medições previamente realizadas.

A grande maioria das nuvens observadas tem extensão horizontal menor que 1000m , sendo que sobre o mar aparece um número maior de nuvens grandes perto do meio-dia; já a tarde ocorre o inverso.

A absorção foi obtida da relação empírica apresentada por Rawlins baseada sobre observações de albedo de topo de

nuvem. Segundo Rawlins a absorção da camada de nuvem varia uniformemente com o aumento do albedo, isto é se o albedo é representado com exatidão então a absorção da nuvem é também bem determinada. A absorção de maior frequência foi encontrada ser 0,14-0,16, o que não difere muito da encontrada por Rawlins (0,08-0,12, frequências máximas).

Finalmente, foram escolhidos dois ângulos zenitais (os cossenos de 0,7 e 0,9) nos quais foram observados o maior número de nuvens. Para o cosseno 0,9, 225 nuvens foram observadas sobre o continente e 118 sobre o mar; as nuvens foram de pequena extensão horizontal e vertical, o que pode ser visto nos gráficos 4.31/4.32 e 4.37, respectivamente. Como consequência os valores de transmitância maiores por se tratar de nuvens menos espessas, as nuvens maiores foram em maior quantidade sobre o mar que sobre o continente; já para o cosseno de 0,7 foram observadas 64 nuvens sobre o continente e 39 sobre o mar, apresentou nuvens de extensão vertical maiores que as amostradas para o cosseno de 0,9 e com extensão horizontal também maiores, consequentemente com transmitâncias menores.

APÊNDICE - A

- Definição de conceitos básicos

Nesta seção são apresentadas definições e critérios utilizados no presente trabalho para algumas variáveis radiativas.

Para medir energia radiante, são definidos:

- **Irradiância (E)**: fluxo por unidade de área. Utilizamos o símbolo Q para irradiância associada à radiação direta e E para descrever a radiação difusa.
- **Radiância (L)**: dado um feixe de raios com uma certa abertura pequena, é o fluxo por unidade de ângulo sólido, por unidade de área normal ao eixo desse feixe.

A **espessura óptica** é definida como

$$\tau_s = \int_0^s \beta e(s) ds = \int_0^s k \rho ds = \int_0^s k dw \quad (A.1)$$

onde dw é o "caminho óptico",

$k = \beta/\rho$ é o "coeficiente mássico" de atenuação,

e ρ é a densidade (massa/unidade de volume).

A direção de propagação da radiação é definida pelo **vetor unitário** Ω que é definido pelo par (μ, ϕ) , onde $\mu = \cos Z$, Z é o ângulo zenital solar e ϕ é o ângulo azimutal. Considerar-se-á que se $\mu > 0$ a radiação é descendente e se $\mu < 0$ a radiação é ascendente.

A **lei de Beer-Bouguer-Lambert**, à qual passaremos a nos referir apenas como a "lei de Beer", permite descrever a atenuação do fluxo solar direto com relação à profundidade óptica (τ) da atmosfera (estratificada verticalmente), na forma

$$S_{\lambda}(\tau) = S_{0,\lambda} \exp(-\tau / \mu_0) \quad (\text{A.2})$$

onde $S_{\lambda}(\tau)$ é o fluxo monocromático direcional;

$S_{0,\lambda}(0)$ é o fluxo específico monocromático incidente no topo da atmosfera;

τ é a profundidade óptica definida ao longo de um trajeto vertical entre uma altitude z e o topo da atmosfera, onde

$$\tau = \int_z^{\infty} \beta_e(s) ds \quad (\text{A.3})$$

sendo $\beta_e = \beta_a + \beta_s$ o coeficiente linear de extinção.

β_a o coeficiente linear de absorção,

β_s o coeficiente linear de espalhamento ("scattering").

Geralmente os coeficientes β_a e β_s são funções da posição s , e dependem do comprimento de onda λ . Com relação às equações de propagação os símbolos e definições usuais serão:

- **Albedo simples (ω):**

$$\omega = \beta_s / \beta_e \quad (\text{A.4})$$

No caso de não ter absorção $\omega=1$ dizendo-se que a atmosfera é conservativa, e não conservativa quando $\omega < 1$.

- A função de fase normalizada $P(\Omega',\Omega)$ para uma molécula ou partícula interagente é definida por (Ceballos, 1986)

$$\frac{1}{4\pi}P(\Omega',\Omega) = \sigma(\Omega',\Omega) / \sigma t \quad (\text{A.5})$$

onde $\sigma(\Omega',\Omega)$ é a seção eficaz diferencial para dispersão, em um volume de matéria δv , por molécula ou partícula interagente; σt é a seção eficaz integral para atenuação por uma unidade dispersora (com $\sigma t = \sigma + \sigma_{ab}$, sendo σ_{ab} a seção eficaz correspondente a absorção).

A função de fase caracteriza o espalhamento único por elementos de volume, desde uma direção Ω' para outra direção Ω . Para dispersão isotrópica sem absorção, tem-se $P(\Omega',\Omega)=1$.

Considere que em uma única interação é possível separar a fração de energia dispersada por unidade de massa (ω) daquela fração que é absorvida ($1-\omega$), de forma que

$$p(\Omega',\Omega) = \omega P(\Omega',\Omega), \quad \int_{4\pi} P(\Omega',\Omega) d\Omega = 4\pi \quad (\text{A.6})$$

Se a atmosfera for puramente dispersiva $\omega=1$.

Usualmente consideram-se unidades dispersoras esféricas (moléculas ou partículas), sendo que a dispersão tem simetria axial em torno da direção de incidência da radiação Ω' , portanto, a função de fase depende apenas do ângulo de dispersão $\theta(\Omega',\Omega)$.

É útil o desenvolvimento da função de fase em polinômios de Legendre,

$$P(\mu^*) = \sum C_k P_k(\mu^*) \quad (\text{A.7})$$

onde $\mu^* = \cos\theta$,

C_k são coeficientes independentes do albedo simples (ω),

P_k são polinômios de Légendre de grau k em μ^* .

- O fator de assimetria (g) é definido por

$$g = \int_{4\pi} \frac{1}{4\pi} P(\Omega', \Omega) d\Omega = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P(\mu^*) \mu^* d\mu^* = \langle \cos\theta \rangle \quad (\text{A.8})$$

Portanto, o fator de assimetria é definido como o cosseno do ângulo de dispersão θ ponderado com a função de fase. Para uma função de fase pouco assimétrica $g \ll 1$.

- A fração de retroespalhamento ("backscattered fraction"), $b(\mu')$ é um conceito particularmente útil para radiação que incide com direção $\Omega'(\mu', \phi')$ sobre uma camada horizontal, definindo-se como

$$b(\Omega') = \frac{1}{4\pi} \int_{-2\pi} P(\Omega', \Omega) d\Omega = b(\mu') \quad (\text{A.9})$$

A fração de retroespalhamento $b(\mu')$ representa a fração de energia numa única interação com dispersão, que passa da orientação inicial Ω' ao hemisfério de origem.

A definição da função $b(\mu')$ indica sua dependência apenas com μ' e não com ϕ , podendo ser escrita na forma

$$b(\mu') = \frac{1}{2} \int_0^1 \tilde{P}(\mu, \mu') d\mu \quad (\text{A.10})$$

onde $\tilde{P}(\mu, \mu')$ representa a média da função de fase com relação ao ângulo azimutal ϕ das direções de espalhamento $\Omega(\mu, \phi)$. Segundo Ceballos (1988)

$$\tilde{P}(\mu, \mu') = \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n(\mu) P_n(\mu') \quad (\text{A.11})$$

onde os P_n são polinômios de Legendre de grau n .

- **A função fonte** espectral ($J_\lambda(r, \Omega)$), é definida por

$$J_\lambda(r, \Omega) = \frac{\omega(r)}{4\pi} \int_0^{4\pi} L_\lambda(r, \Omega') P(\Omega', \Omega) d\Omega' \quad (\text{A.12})$$

A função fonte representa a contribuição do campo de radiação transferindo energia num elemento de volume na posição r , de todas as direções Ω' para a direção Ω . $L_\lambda(r, \Omega)$ é a radiância espectral, está definida pelo vetor r com propagação de radiação na direção Ω .

As grandezas $L_\lambda, J_\lambda, S_{0,\lambda}$ e as irradiâncias E_λ são grandezas espectrais (referem-se a fluxos por unidade de comprimento de onda). Com o objetivo de simplificar expressões matemáticas, no que segue o índice λ será omitido nestas variáveis, menos para $S_{0,\lambda}$ e S_λ onde será usado explicitamente.

6 - BIBLIOGRAFIA

- ACKERMAN, A. S. e COX, S. K.: Aircraft Observation of the Shortwave Fractional Absortance of Non Homogeneous Clouds. **Journal of Applied Meteorology**, 20: 1510-1515., 1981.
- ALMEIDA, F. C., RODRIGUEZ, C. A. M., MUNROE, G. W., PEREIRA, M. C., BARROS, F. A. A., MASSAMBANI, O. e SAMPAIO, A. J.: Avião Laboratório de Pesquisas Atmosféricas (ALPA) EMB110/FUNCEME, 1992.
- BELCULFINÉ, U. e PERDIZ, V.: "Chuvas Provocadas no Nordeste semi-árido por Modificação Artificial da Microestrutura de Nuvens Cumulus Quentes". Relatório Técnico ECA - Instituto de Atividades Espaciais., 1979.
- BAUER, K. G. e DUTTON, J. A.: Albedo Variations Measured from an Airplane over Several Types of Surface. **Journal of Geophysical Research**, 67: 2367-2376., 1962.
- CEBALLOS, J. C.: **Um Modelo Estocástico de Propagação de Radiação Solar na Atmosfera**. Tese de doutorado, Instituto Astronômico e Geofísico. Univ. de São Paulo, Brasil, 1986.
- CEBALLOS, J. C.: On Two-flux Aproximations for Shortwave Radiative Transfer in the Atmosphere. **Contributions to Atmospheric Physics**, 61:8-22, 1988.
- CEBALLOS, J. C. e FATTORI, A. P.: Avaliação de Água Precipitável a partir de Determinações de Fluxo Direcional Solar em Banda Larga - Um estudo para a região de Bauru (SP). III Congresso Brasileiro de Meteorologia, Anais, Belo Horizonte (MG) , 1984.
- CEBALLOS, J. C., MOURA, G. B. A., BEZERRA, V. F. e FARIAS, J. d'A. A.: Desempenho de Heliógrafos e Actinógrafos na Estimativa de Insolação e Fluxo Direcional. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 7:563-582, 1992.

- DUDA, D. P., STEPHENS, G. L. e COX, S. K.: Microphysical and Radiative Properties of Marine Stratocumulus from Tethered Balloon Measurements. *Journal Applied Meteorology*, **30**: 170-186, 1991.
- FOUQUART, Y.: Marine Stratocumulus: Experiment and Modeling. *Cloud/Radiation Interaction WCP Report*, **34**: 73-100, 1982.
- HIGNETT, P.: A Study of the Shortwave Radiative Properties of Marine Stratus: Aircraft Measurements and Model Comparisons. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **113**: 1011-1024, 1987.
- HAYASAKA, T., KIKUCHI, N. e TANAKA, M.: Absorption of Solar Radiation by Stratocumulus Clouds: Aircraft Measurements and Theoretical Calculations. *Journal Applied Meteorology*, **34**: 1047-1055, 1995.
- HOWARD, J. N., BURCH, D. E. e WILLIAMS, D.: Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. I. Instrumentation. *Journal of the Optical Society America*, **46**: 186-190, 1956a.
- HOWARD, J. N., BURCH, D. E. e WILLIAMS, D.: Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. II. Absorption by Carbon Dioxide. *Journal of Optical Society America*, **46**: 237-241, 1956b.
- HOWARD, J. N., BURCH, D. E. e WILLIAMS, D.: Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. III. Absorption by Water Vapor. *Journal of Optical Society America*, **46**: 242-245, 1956c.
- HOWARD, J. N., BURCH, D. E. e WILLIAMS, D.: Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. IV. Application of Theoretical Band Models. *Journal of Optical Society America*, **46**: 334-338, 1956d.

- HOWARD, J. N., BURCH, D. E. e WILLIAMS, D.: Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. V. Absorption Laws of Overlapping Bands. *Journal of Optical Society America*, **46**: 452-455, 1956e.
- IRIBARNE, J. V., GODSON, W. L.: "Atmospheric Thermodynamics". 2ed. Boston:Reidel, 259p, 1981.
- KIRCHHOFF, V. W. J. H., HILSENATH, E., SAHAI, A. G. M. e MEDRANO-B, R. A.: Equatorial Ozone Characteristics as Measured at Natal. *Journal of Geophysical Research*, **20**: 6812-6818, 1983.
- LIU, K. N.: **An introduction to atmospheric radiation**. Academic Press. 392 pp, 1980.
- MARGGRAF, W. A. e GRIGGS, M.: Aircraft Measurements and Calculations of the Total Downward Flux of Solar Radiation as a Function of Altitude. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **26**: 469-477, 1969.
- MONCUNILL, D. F., ALMEIDA, F. C. e RODRIGUEZ, C. A. M.: Observação do conteúdo de água líquida e da temperatura em cumulus quentes. 8º Congresso Brasileiro de Meteorologia-Belo Horizonte MG. **Anais** pp 258-262, 1994a.
- MONCUNILL, D. F., CEBALLOS, J. C. e ALMEIDA, F. C.: Observações aéreas de propriedades radiativas de uma cobertura com pequenos cumulus quentes. 8º Congresso Brasileiro de Meteorologia-Belo Horizonte MG. **Anais**, pp 418-422, 1994b.
- PALTRIDGE, G. W. e PLATT, C. M. R., 1976: **Radiative processes meteorology and climatology**. Elsevier Sci. Pub. Co.
- RAWLINS, F.: Aircraft Measurements of the Solar Absorption by Broken Cloud Fields: A Case Study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **115**: 365-382, 1989.

- SCHMETZ, J. E., RASCHKE, E. e FIMPEL, H.: Solar and Thermal Radiation in Maritime Stratocumulus Clouds. *Contributions to Atmospheric Physics*, 54: 442-451, 1981.
- SLINGO, A., NICHOLLS, S. e SCHMETZ, J.: Aircraft Observations of Marine Stratocumulus during JASIN. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 108: 833-856, 1982.
- SOUSA, J. D.: *Teste de um Modelo de Propagação de Radiação Solar em Atmosfera de Múltiplas Camadas*. Dissertação de mestrado, UFPb.74pp, 1995.
- STEPHENS, G. L.: Radiation Profiles in Extended Water Clouds.I: Theory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35: 2111-2122, 1978.
- STEPHENS, G. L.: Radiation Profiles in Extended Water Clouds. II: Parameterization Schemes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35: 2123-2132, 1978.
- STEPHENS, G. L.: The Parameterization of Radiation for Numerical Weather Prediction and Climate Models. *Monthly Weather Review*, 112: 826-867, 1984.
- STEPHENS, G. L. e PLATT, C. M. R.: Aircraft Observations of the Radiative and Microphysical properties of Stratocumulus and Cumulus Cloud Fields. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 26: 1243-1268, 1987.
- WELCH, R. M., COX, S. K. e DAVIS, J. M.: Solar Radiation and Clouds. *Meteorological Monographs*, No 39, American Meteorological Society, 93 pp, 1980.