



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 5564 – TDI / 539

ESTUDO DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ATMOSFÉRICA MARÍTIMA

Marcelo Sandin Dourado

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pela Dr. Valdir Inocentinni,
aprovada em fevereiro de 1994.

INPE
São José dos Campos
1994

551.46

DOURADO, M.S.

Estudo da camada limite planetária atmosférica marítima. / Marcelo Sandim Dourado. -- São José dos Campos: INPE, 1994.

113p. -- (INPE-5564-TDI/539)

1. Atmosfera marítima. 2. Cabo Frio (RJ).

I. Título.

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Meteorologia

Dr. Leonardo Deane de Abreu Sã

Leonardo Deane de Abreu Sã
Presidente

Dr. Valdir Innocentini

Valdir Innocentini
Orientador

Dr. José Luiz Stech

-))))
Membro da Banca

Dr. Amauri Pereira de Oliveira

[Signature]
Membro da Banca

Dr. Osvaldo Luis Leal Moraes

[Signature]
Membro da Banca

Candidato: Marcelo Sandin Dourado

São José dos Campos, 07 de fevereiro de 1994

"Eu Sustento que a única finalidade da ciência está em aliviar a miséria da existência humana."

Bertold Brecht

AGRADECIMENTOS

O autor agradece ao meu amigo e orientador Amauri Pereira de Oliveira, pela valiosa orientação e pelas sugestões sem as quais este trabalho não poderia ser realizado;

Aos meus colegas do INPE, aos companheiros de Arraial do Cabo, ao grupo de Micrometeorologia e a todos os meus amigos.

Ao Instituto de Estudos do Mar Almirante Paulo Moreira e ao Navio Oceanográfico Antares pelo apoio na realização da campanha de medidas;

A FAPESP, processo N. 90/9492-1, pela cedência do equipamento necessário para execução deste trabalho;

Aos trabalhadores brasileiros geradores da riqueza deste país e, portanto, financiadores deste estudo.

Aos meus familiares, em
especial, ao vô Luis e
vó Alice e à Christiane.

RESUMO

A evolução temporal e espacial (vertical) da camada limite planetária atmosférica marítima em regiões subtropicais é investigada por meio de estudo observacional e numérico. Para tanto, foi realizada uma campanha de medidas onde foram feitas sondagens simultâneas do oceano e da atmosfera na região de Cabo Frio (23°S e $42^{\circ} 08'\text{W}$). Para o estudo numérico foi utilizado um modelo de fechamento de segunda ordem, proposto por Mellor e Yamada (1982), acoplado a um modelo de camada de mistura oceânica (CMO) para determinar a temperatura da CMO em termos do balanço de energia.

Embora a campanha de medidas tenha sido feita durante a passagem de um sistema frontal, o que restringe a utilização dos dados, comparações entre as simulações e as observações indicam que a camada de mistura atmosférica simulada é consistente com as observadas durante o experimento, bem como, é similar à observada por Fitzjarrald e Garstang (1981) durante o GATE. Os perfis verticais simulados das variâncias das componentes zonal, meridional e vertical da velocidade são típicos de casos nos quais a forçante mecânica é a principal responsável pela formação da camada de mistura (regime de convecção forçada). O aumento da temperatura da camada de mistura oceânica, simultaneamente ao aprofundamento da CMO, está associado à advecção de águas quentes da corrente do Brasil e costeiras. As simulações da profundidade da CMO indicam que o crescimento observado da CMO durante o experimento foi intensificado pela subsidência da Água Central do Atlântico Sul.

STUDY OF THE MARINE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

ABSTRACT

The temporal and spatial (vertical) evolution of the atmospheric marine boundary layer in subtropical regions is investigated through observational and numerical approaches. The observational part was done with field experiment using simultaneous soundings from both atmosphere and ocean in the Cabo Frio region (23° S e $42^{\circ}08'$ W). The numerical study used a second order closure model, as suggested by Mellor and Yamada (1982), coupled to an oceanic mixing layer model (OML) in order to determine the temperature of OML in terms of the energy balance.

Although the field experiment had been done under a frontal system passage, what could create drawbacks in using those data, comparing the simulations against observational it was found that the simulated atmosphere boundary layer is consistent with the observed one during the experiment; as well is similar to the observed by Fitzjarrald and Garstang (1981) during the GATE. The simulated vertical profiles of the zonal, meridional and vertical components of the speed variance are typical from situations where the mechanic forcing is the main cause of mixing layer formation (forced convection). The increasing of temperature in the oceanic mixing layer, simultaneously with the deepening of OML is associated with the warm water advection, from the current of the Brazil. The simulations of the OML during the experiment was intensyified due the subsidence of South Atlantic Central Warter (SACW).

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS.....	xvii
LISTA DE TABELAS.....	xxi
LISTA DE SÍMBOLOS.....	xxiii
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....</u>	<u>1</u>
<u>CAPÍTULO 2 - CAMPANHA DE MEDIDAS DA CLPA MARÍTIMA.....</u>	<u>7</u>
2.1 - Descrição da campanha de medidas.....	8
2.2 - Instrumentos utilizados.....	9
2.3 - Determinação da espessura da camada de mistura atmosférica (CMA) e oceânica (CMO).....	10
2.4 - Discussão dos resultados observacionais.....	11
<u>CAPÍTULO 3 - O MODELO DE CAMADA LIMITE PLANETÁRIA.....</u>	<u>21</u>
3.1 - Equações.....	21
3.2 - Escala de comprimento.....	25
3.3 - Esquema numérico.....	26
3.4 - Condições iniciais e de contorno.....	28
<u>CAPÍTULO 4 - O MODELO DE CAMADA DE MISTURA OCEÂNICA....</u>	<u>31</u>
4.1 - Equações.....	34
4.2 - Equação para o calculo da profundidade da CMO devido a forçante térmica.....	37
4.3 - Equação para o calculo da profundidade da CMO devido a forçante mecânica.....	39
4.4 - Calculo dos fluxos radiativos e turbulentos.....	41
4.5 - Convecção livre.....	46
<u>CAPÍTULO 5 - EXPERIMENTOS NUMÉRICOS.....</u>	<u>49</u>
5.1 - Campos Médios.....	53
5.2 - Variáveis turbulentas.....	72
5.3 - A profundidade da CMO.....	81

<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES</u>	83
REFERÊNCIAS BIBILOGRÁFICAS.....	87
APÊNDICE A - <u>DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MODELO DE DE CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ATMOSFÉRICA (CMA)</u>	95
APÊNDICE B - <u>FLUXOGRAMA DO MODELO DE CLPA</u>	99

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Esquema da estrutura vertical da camada limite atmosférica e camada de mistura oceânica (CMO)	2
2.1 - Localização do ponto de fundeio.....	9
2.2 - Perfis verticais de temperatura potencial, razão de mistura e temperatura da água do mar para (A) dia 07/07/93 às 20 h 46 min e (B) dia 09/07/93 às 12 h 53 min.....	12
2.3 - Carta sinótica do dia 06/07/92 às 21 hora local..	15
2.4 - Evolução temporal da radiação global durante os dias 07, 08 e 09 de julho de 1992.....	16
2.5 - Direção e velocidade do vento de 06 a 10 de julho de 1992 da estação São Pedro D'Aldeia (22°48'58" S; 42°05'31 W).....	17
2.6 - Evolução temporal da temp. potencial virtual (K) e umidade específica (g/Kg) os dias 07, 08 e 09 de julho de 1992.....	18
2.7 - Evolução temporal da temperatura e profundidade da camada de mistura durante os dias 07, 08 e 09 de julho de 1992.....	19
4.1 - Esquema do balanço de energia na CMO.....	32
4.2 - Esquema da camada de mistura oceânica.....	35
4.3 - Albedo da superfície de água para diferentes alturas solares na ausência de nebulosidade. (1)Fórmula de Fresnel;(2)Observações de Ångström;(3)observações de Kuzmin;(4)dados do Observatório Karadag. Fonte: Kondratyev (1969), p. 433.....	43
5.1 - Perfis iniciais de (a) temp. potencial virtual (b) umidade específica, (c) componente zonal caso com $u_g = -10$ m/s, (d) componente zonal caso com $u_g = -5$ m/s,(e) compon. meridional do vento...	51
5.2 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg)	

(caso 1).....	55
5.2 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO. (caso 1)	55
5.2 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento.(caso 1).....	56
5.3 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (caso 2).....	58
5.3 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO. (caso 2)....	59
5.3 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento.(caso 2).....	60
5.4 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (caso 3).....	61
5.4 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO. (caso 3).....	62
5.4 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento.(caso 3).....	63
5.5 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (caso 4).....	65
5.5 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO. (caso 4).....	66
5.5 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento.(caso 4).....	67
5.6 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (caso 5).....	68
5.6 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO. (caso 5).....	69
5.6 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento.(caso 5).....	70
5.7 - Evolução temporal do comprimento de rugosidade simulada. (caso 5)	71
5.8 - Perfis verticais de fluxo vertical de (a) calor e	

(b) umidade para os cinco casos simulados com três horas de integração.....	75
5.8 - Perfis verticais de fluxo vertical da componente (c) zonal e (b) meridional do vento para os cinco casos simulados com três horas de integração.....	76
5.9 - Evolução temporal de (a) u_* , (b) θ_* e (C) q_* para os cinco casos simulados.....	77
5.10- Perfis verticais da variância de (a) temperatura (b) umidade para os cinco casos simulados com três horas de integração.....	79
5.10- Perfis verticais da variância da componente (c) zonal (d) meridional e (e) vertical do vento para os cinco casos simulados com três horas de integração.....	80
5.11- Evolução temporal da CMO para os cinco casos simulados.....	82
A.1 - Fluxograma do modelo de turbulência.....	100

LISTA DE TABELAS

Pág.

2.1 - Espessura da camada de mistura atmosférica (CMA) e oceânica (CMO) durante a campanha de medidas...	13
5.1 - Parâmetros utilizados nas simulações numéricas...	49
5.2 - Condições iniciais das simulações numéricas.....	52
5.3 - Escalas utilizadas para adimensionalizar as variâncias, covariâncias e altura.....	74

LISTA DE SÍMBOLOS

a	- Albedo
a_T	- Fator de expansão térmica da água (K^{-1})
A_1, A_2	- Constantes utilizadas nas condições de contorno inferior
a_1	- ($= 0.83 C_{DN}^{-0.62}$)
A_5	- Constante utilizada para o calculo de C_F
B_1, B_2	- Constantes utilizadas nas condições de contorno inferior
b_1	- ($= 0.25 C_{DN}^{-0.8}$)
C	- Constante utilizada nas condições de contorno inferior
C_a	- Calor específico à pressão constante da água do mar ($m^2 s^{-2} K^{-1}$)
C_D	- Coeficiente de arrastro
C_{DN}	- Coeficiente de arrastro para uma atmosfera neutra
C_F	- Variável expressa pela equação (4.21)
C_H	- Coeficiente de transferência
C_P	- Calor específico à pressão constante do ar seco ($1004 m^2 s^{-2} K^{-1}$)
C_1, C_2, C_3	- Constantes utilizadas para determinar a coordenada vertical modificada
D_1, D_2, D_3	- Constantes utilizadas para determinar a parametrização dos termos da equação da ECT
E	- Duas vezes a energia cinética turbulenta por unidade de massa ($m^2 s^{-2}$)
e	- Energia cinética turbulenta por unidade de massa ($m^2 s^{-2}$)
e_1, e_2	- Constantes adimensionais empíricas para parametrização dos termos da equação da ECT
e_v	- Pressão de vapor (hPa)
ew	- Fluxo cinemático de ECT por unidade de massa na direção vertical ($m^3 s^{-3}$)
f	- Parâmetro de Coriolis (s^{-1})

F_M, F_N	- Correções para a estabilidade
G	- Fluxo de calor sensível na profundidade da CMO ($W m^{-2}$)
g	- Aceleração da gravidade ($9.81 m s^{-2}$)
H	- Fluxo de calor sensível ($W m^{-2}$)
h^+	- Altura da camada de mistura atmosférica (m)
h, h^-	- Prof. da camada de mistura oceânica (m)
h_o	- Ângulo de elevação solar
I_o	- Constante solar ($1380 W m^{-2}$)
κ	- Constante de VonKarman (0.4)
K_1, K_2	- Coeficientes de troca turbulenta ($m^2 s^{-1}$)
L	- Escala mestra de comprimento (m)
LE	- Fluxo de calor latente ($W m^{-2}$)
L_e	- Calor latente de evaporação ($2.5E06 J Kg^{-1}$)
Lo	- Variável definida pela equação 3.20
n	- índice de refração da água
P	- Pressão (hPa)
P_{rt}	- Número de Prandtl
q	- Umidade específica ($g Kg^{-1}$)
q_R	- Umidade específica no nível de referência ($g Kg^{-1}$)
q_{sfc}	- Umidade específica à superfície ($g Kg^{-1}$)
q_*	- Escala de umidade ($g Kg^{-1}$)
$\overline{qq}$	- Variância umidade específica ($g Kg^{-1})^2$
$\overline{qu}$	- Fluxo cinemático de umidade na direção zonal ($m s^{-1} g Kg^{-1}$)
$\overline{qv}$	- Fluxo cinemático de umidade na direção meridional ($m s^{-1} g Kg^{-1}$)
$\overline{qw}$	- Fluxo cinemático de umidade na direção vertical ($m s^{-1} g Kg^{-1}$)
R_a	- Radiação de onda longa emitida pela atmosfera ($W m^{-2}$)
R_{-h}	- Radiação solar incidente à prof. da CMO ($W m^{-2}$)
$(R_1)_B$	- Número de Richardson Bulk
R	- Radiação líquida ($W m^{-2}$)

R_{oc}	- Radiação de onda longa emitida pela superfície ($W m^{-2}$)
R_r	- Radiação solar refletida à superf. ($W m^{-2}$)
R_s	- Radiação solar incidente à superf. ($W m^{-2}$)
R_0	- Radiação solar absorvida pela superfície ($W m^{-2}$)
r	- Ângulo de refração
T	- Temperatura da água do mar (K)
T_e	- Temperatura equivalente de um corpo negro (K)
T_r	- Transmissividade do ar
t	- Tempo (s)
u	- Componente zonal da velocidade ($m s^{-1}$)
u_g	- Componente zonal da velocidade geostrófica ($m s^{-1}$)
u_R	- Velocidade no nível de referência ($m s^{-1}$)
u_*	- Velocidade de atrito ($m s^{-1}$)
$\overline{uu}$	- Variância da componente zonal da velocidade ($m^2 s^{-2}$)
$\overline{uv}$	- Fluxo cinemático de momento zonal na direção meridional ($m^2 s^{-2}$)
$\overline{uw}$	- Fluxo cinemático de momento zonal na direção vertical ($m^2 s^{-2}$)
v	- Componente meridional da velocidade ($m s^{-1}$)
v_g	- Componente meridional da velocidade geostrófica ($m s^{-1}$)
v_*	- Velocidade de atrito na água ($m s^{-1}$)
$\overline{vv}$	- Variância da componente meridional da velocidade ($m^2 s^{-2}$)
$\overline{vw}$	- Fluxo cinemático de momento meridional na direção vertical ($m^2 s^{-2}$)
$\overline{wT}$	- Fluxo cinemático de calor no oceano (Km/s)
$\overline{ww}$	- Variância da componente vertical da velocidade ($m^2 s^{-2}$)
x	- Coordenada zonal (m)
y	- Coordenada meridional (m)

Z	- Ângulo zenital
Z_i	- Altura da camada limite atmosférica (m)
Z_R	- Nível de referência (mais próximo à 10 m)
Z_0	- Comprimento de rugosidade (m)
z	- Coordenada vertical (m)
z^*	- Coordenada vertical transformada
α	- ($= \arctg(u/v)$)
α_c	- Parâmetro de Charnock
β	- Parâmetro de empuxo ($m s^{-2} K^{-1}$)
β_T, β_u	- Constantes utilizadas nas correções da estabilidade
Γ	- Taxa de variação vertical de temperatura na termoclina ($K m^{-1}$)
γ_1	- ($= (1/3) - (2A_1/B_1)$)
γ	- Coeficiente de extinção da água (m^{-1})
ΔH_s	- Calor armazenado na CMO ($W m^{-2}$)
ΔT_B	- Diferença de temperatura entre a camada de mistura e o nível imediatamente abaixo (K)
δ	- Delta de Kronecker
ϵ	- Distância constante utilizada para obter a equação (4.3)
ϵ_d	- Taxa de dissipação viscosa de ECT por unidade de massa ($m^{-2} s^{-3}$)
ϵ_s	- Emissividade da superfície (0.96)
θ	- Temperatura potencial virtual do ar (K)
θ_R	- Temperatura potencial virtual no nível de referência. (K)
$\theta_{sf c}$	- Temperatura potencial virtual da superf. (K)
θ_0	- Temperatura potencial virtual de refer. (K)
$\overline{\theta u}$	- Fluxo cinemático de calor na direção zonal ($K m s^{-1}$)
$\overline{\theta v}$	- Fluxo cinemático de calor na direção meridional ($K m s^{-1}$)
$\overline{\theta w}$	- Fluxo cinemático de calor na direção vertical ($K m s^{-1}$)
$\overline{\theta \theta}$	- Variância da temperatura potencial virtual

	(K ²)
$\overline{\theta q}$	- Covariância entre a temperatura potencial virtual e a umidade específica (K g Kg ⁻¹)
θ_*	- Escala de temperatura (K)
κ	- Constante de Von Kármán (0.4)
μ	- Velocidade de fase da onda do mar (m/s)
ν	- Viscosidade molecular (m ² /s)
ρ_a	- Densidade da água do mar (kg m ⁻³)
ρ_0	- Densidade do ar (1.25 kg m ⁻³)
σ	- Constante de Stefan-Boltzman (5.67E-08 W m ⁻² K ⁻⁴)
τ	- Tensão de Reynolds (N)
τ_{DM}	- Escala de tempo característica da dissipação molecular da variância de momento (s)
τ_{DT}	- Escala de tempo característica da dissipação molecular da variância de temperatura (s)
τ_{IT}, τ_{IM}	- Escalas de tempo características associadas com tendência à isotropia (s)
ϕ	- Latitude
Ω	- Velocidade angular da terra (7.27E-05 s ⁻¹)
$\langle \overline{} \rangle$	- Variável média

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A camada limite planetária atmosférica (CLPA) é a porção da atmosfera, adjacente à superfície, onde os efeitos turbulentos são diretamente sentidos em uma escala de tempo menor que 1 hora (Stull,1988).

Na camada limite planetária atmosférica marítima (CLPAM), o ar é mais úmido do que a CLPA continental e tem uma estratificação térmica aproximadamente neutra. Há pouco contraste de temperatura entre o ar e o mar e, conseqüentemente, pouca produção térmica de energia cinética turbulenta (ECT) (LeMone,1980).

As observações indicam que quando a superfície do oceano está mais quente que o ar adjacente, a CLPAM consiste de uma camada bem misturada em temperatura potencial e umidade específica, denominada camada de mistura atmosférica (CMA), limitada acima por uma camada estável. Se há nuvens, a CLPAM é subdividida em camada de subnuvem e camada de nuvem (Fig. 1.1). Esta estrutura é característica de condições não perturbadas sobre os oceanos em regiões de ventos alísios (Augstein et al.,1973), na zona equatorial (Brümmer,1978) e sobre a terra durante o dia (Ball,1960).

A CLPAM é mais fria e úmida do que a CLPA continental, em latitudes similares. Como consequência, o nível de condensação por levantamento (NCL) e a altura da CMA são mais baixos na atmosfera sobre o oceano quando comparados àquelas sobre o continente. Fitzjarrald e

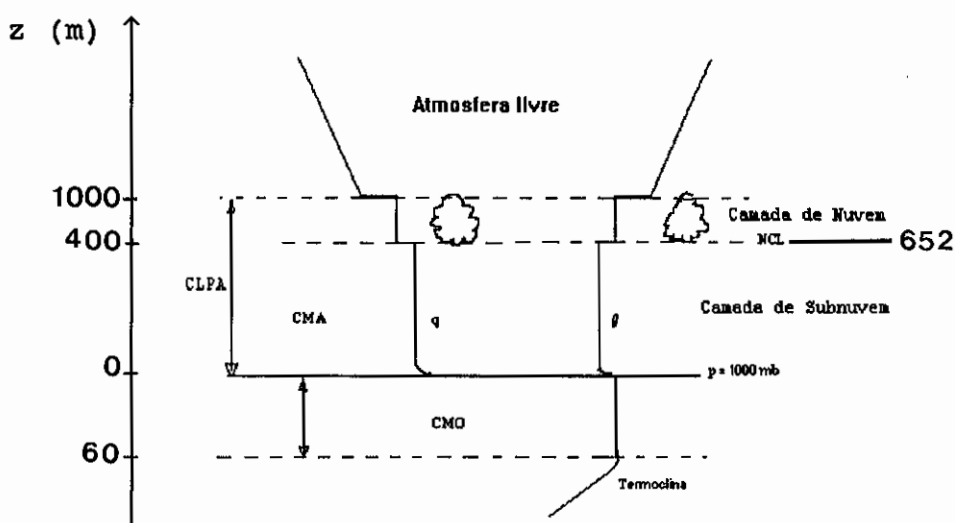


Fig. 1.1 - Esquema da estrutura vertical da camada limite planetária atmosférica e camada de mistura oceânica (CMO).

Garstang (1981) analisando 703 perfis do GARP Atlantic Tropical Experiment (GATE), encontraram valores médios de 424 m para o topo da camada de mistura e 652 m para o nível de condensação por levantamento.

Nos trópicos, a extensão vertical das nuvens cumulus é limitada pela inversão dos alísios. Nicholls e LeMone (1980), mostraram que as nuvens afetam a distribuição de calor e umidade dentro da camada de subnuvem, porém têm pouco efeito sobre o fluxo de calor sensível. O estudo diagnóstico de Esbensen (1978), e as observações feitas por Nicholls e LeMone (1980), indicaram que o principal efeito das nuvens cumulus de bom tempo sobre a subcamada de nuvem é remover umidade através dos movimentos ascendentes.

O crescimento e a manutenção da camada de mistura atmosférica é visualizada como sendo devido às plumas em ascensão desde a superfície até atingir seu nível de empuxo neutro. As sondagens acústicas realizadas durante o GATE (Mandics e Hall, 1976) demonstraram que tais plumas existem sobre o oceano aquecido. O crescimento da camada de mistura atmosférica é inibido pela subsidência e pela estabilidade estática acima da camada e é intensificado com o aumento da produção térmica de ECT à superfície (Fitzjarrald, 1982).

A estrutura vertical do oceano superior é composta por uma camada turbulenta, que é limitada abaixo por uma camada estratificada estável, a termoclina sazonal. Em geral, quantidades escalares tais como temperatura e salinidade estão bem misturadas verticalmente próximo à superfície do oceano. Esta região, chamada de camada de mistura é caracterizada por um regime turbulento, mantido pela tensão de cisalhamento do vento e pelas flutuações na força de empuxo superficial. A profundidade da camada de mistura abrange uma ampla faixa de valores, desde poucos metros até 100 ou 200 metros, sendo que estas últimas são características das latitudes baixas e médias. As poucas observações disponíveis do campo de velocidade horizontal não mostram evidências claras de uniformidade vertical dentro da camada de mistura (Pereira et al., 1988).

A estrutura horizontal da CLPAM reflete a homogeneidade horizontal da superfície do oceano. As maiores variações na CLPAM são causadas por sistemas de escala sinótica ou de mesoescala, tais como movimentos verticais e advecção de diferentes massas de ar sobre a superfície do oceano ou em áreas na vizinhança das correntes e regiões de ressurgência onde possam existir grandes gradientes horizontais de temperatura (Stull, 1988).

No que se refere particularmente à costa de nosso país, objeto desta investigação, os estudos observacionais realizados no trecho do litoral brasileiro entre Cabo Frio e Rio de Janeiro, mostram uma repartição em diagrama TS bem típica onde destacam-se as águas da Corrente do Brasil (temperatura maior que 20°C e salinidade menor que 36‰), água de ressurgência caracterizada como Água Central do Atlântico Sul (ACAS) (temperatura inferior a 18°C e salinidade menor que 35.5‰) e uma contribuição de águas continentais quentes (temperatura maior que 20°C e salinidade menor que 35‰) (Miranda, 1982; Valentin, 1984).

A ressurgência na região de Cabo Frio ocorre, durante todo o verão, de setembro a abril, quando prevalecem os ventos na direção E-NE causando a divergência das águas costeiras e, deste modo, ascensão das águas de ressurgência (ACAS). Durante a passagem de frentes frias, quando os ventos são de S-SW, há convergência das águas quentes da corrente do Brasil e continentais para a costa e, portanto, subsidência da ACAS. De junho a agosto, a passagem de frentes frias de uma maneira mais frequente parece manter uma condição de permanente subsidência (Gonzales-Rodrigues et al., 1992; Stech e Lorenzzetti, 1992).

A presença de águas frias e a alta subtropical do oceano Atlântico na região de Cabo Frio resulta na diminuição da precipitação e, conseqüentemente, num microclima seco.

O objetivo deste trabalho é investigar a CLPAM em regiões subtropicais. Para tanto:

- 1) Foi feita uma campanha de medidas onde foram

realizadas simultaneamente sondagens da atmosfera e do oceano na região de Cabo Frio (23°S e $42^{\circ}08'\text{W}$). A descrição e análise dos dados coletados durante a campanha é apresentada no capítulo 2;

2) No capítulo 3 é apresentado o modelo de fechamento de segunda ordem unidimensional (Oliveira, 1990) ao qual foi incluído um modelo de camada de mistura (Zilitinkevich et al., 1979), descrito no capítulo 4. A coordenada vertical do modelo de CLPA foi modificada para obter uma melhor resolução à superfície;

3) Com o modelo descrito nos capítulos 3 e 4, foram realizadas simulações da CLPAM com o objetivo de testar a sensibilidade do modelo às variações de temperatura da superfície, velocidade do vento, rugosidade da superfície e comparar estes resultados às observações. Estes experimentos numéricos bem como a análise dos resultados são apresentados no capítulo 5.

CAPÍTULO 2

CAMPANHA DE MEDIDAS DA CLP ATMOSFÉRICA MARÍTIMA

A camada limite atmosférica sobre os oceanos tropicais e subtropicais têm um importante papel na determinação dos fluxos de energia e umidade à superfície e no controle da transferência de energia e umidade para a atmosfera livre. Consequentemente, muitos trabalhos de campo nos trópicos e subtropicais têm tentado definir e explicar a estrutura da camada limite convectiva. Entre eles, destacam-se o "Barbados Oceanic and Meteorological Experiment" (BOMEX), realizado em 1969 (Holland e Rasmusson, 1973) e o "Atlantic Trade-Wind Experiment (ATEX)", realizado em 1969 (Augstein et al. 1973). Ambos focalizaram a estrutura da camada limite atmosférica durante a supressão das condições convectivas. "O GARP (Global Atmospheric Res. Program) Atlantic Tropical Experiment" (GATE), 1974, teve como objetivo descrever a estrutura da camada de subnuvem e a base da camada de nuvens em condições de convecção profunda e durante a recuperação da CLPA seguindo condições convectivas perturbadas (Houze, 1977; Zipser, 1977; Fitzjarrald e Garstang, 1981). Medidas feitas por avião têm sido úteis para estudar a estrutura turbulenta da camada de subnuvem (LeMone e Pennell, 1976; Nicholls e LeMone, 1980) e a interação entre a camada de subnuvem e a camada de nuvem (Kloesel and Albrecht, 1989).

Dados de radiossondas têm sido usados para estudar a estrutura da atmosfera sobre o Pacífico tropical (Reed e Recker, 1971; Yanai et al., 1973). Os dados usados nestes estudos foram de insuficiente resolução vertical para fazer estudos detalhados da estrutura da CLPA (Kloesel

and Albrecht, 1989).

Dados de "dropwindsondes" lançadas sobre o Pacífico Tropical durante o "First GARP Global Experiment (FGGE)" durante janeiro e fevereiro de 1979 foram usados para estudar as características da CLPA sobre o Pacífico Central (Firestone e Albrecht, 1986; Betts e Albrecht, 1987). Estas observações são de particular interesse pois elas foram feitas sobre uma grande região do Pacífico tropical (Klosel e Albrecht, 1989).

Os experimentos acima citados representam a maior parte das informações disponíveis sobre a CLPAM no oceano Atlântico tropical e subtropical. Na região litorânea de Cabo Frio, não existe nenhuma informação simultânea do oceano e atmosfera. Assim, foi elaborada uma campanha de medidas simultaneamente da CMO e da CLPAM. Esta campanha foi patrocinada pelo Instituto de Estudos do Mar Almirante Paulo Moreira (IEAPM) como parte do projeto SISPEM.

2.1 Descrição da campanha de medidas

A campanha de medidas foi realizada entre 07 e 10 de julho de 1992 a bordo do Navio Oceanográfico Antares, da Diretoria de Hidrografia e Navegação (DHN), do Ministério da Marinha. O navio ficou fundeado em $23^{\circ}00'S$ e $42^{\circ}08'W$ em uma região do oceano localizada a cerca de 4 milhas náuticas do continente e onde a profundidade é de 60 metros (Figura 2.1).

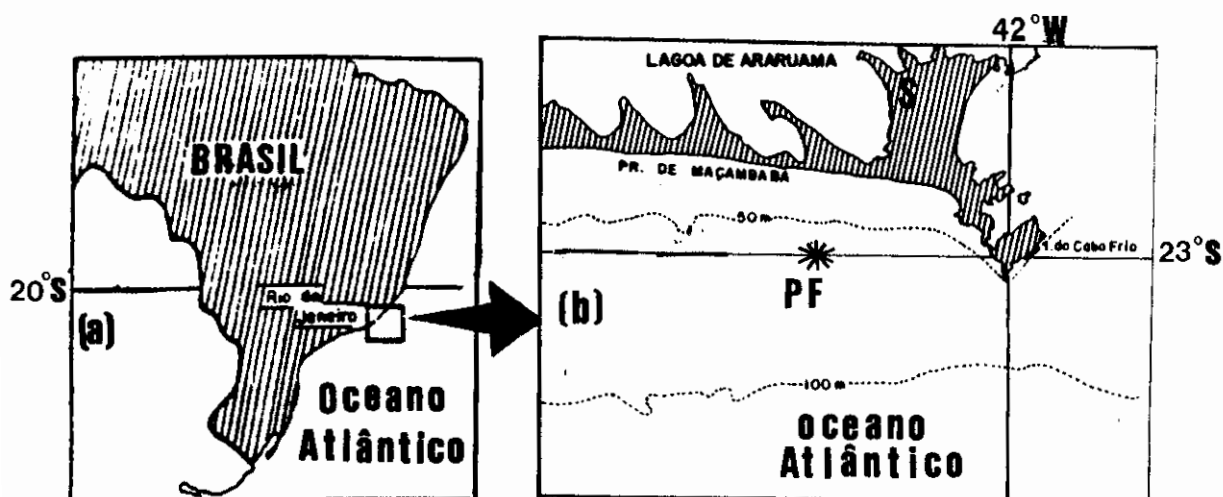


Fig. 2.1 - Localização do ponto de fundeio (PF).

O local onde foram efetuadas as medidas é indicado por *. S = estação São Pedro D'Aldeia ($22^{\circ}48'58''$ S; $42^{\circ}05'31''$ W)

2.2 Instrumentos utilizados

As sondagens na atmosfera foram feitas através das sondas da "A.I.R. INC. AIRSONDE" juntamente com o sistema de aquisição de dados ADAS ("ATMOSPHERIC DATA ACQUISITION SYSTEM"). As precisões envolvidas nestas medidas são: 0.5°C (temperatura), 5% (umidade relativa) e 1 hPa (pressão). Essas precisões instrumentais são válidas para as seguintes faixas: 40°C - -40°C (temperatura); 10% - 100% (umidade relativa) e 5 - 1050 hPa (pressão).

Os dados de temperatura, pressão e umidade do ar foram coletados a cada 10 segundos que, para uma taxa de ascensão de 1 m/s, resulta em uma resolução vertical de 10 metros. A taxa de ascensão do balão foi determinada por um lastro de 180 e 280 gr. utilizado para seu enchimento.

Foram realizadas 21 sondagens durante todo o período, com uma sondagem à cada 4 horas.

Os perfis verticais de temperatura do oceano foram obtidos por meio do sistema MK-9 fabricado pela Sippican, que é composto basicamente de uma sonda descartável, um lançador e um conversor analógico-digital. A taxa de amostragem da sonda é de 10 Hz, com uma velocidade de queda de 6.5 m/s. Foram obtidos 19 perfis verticais de temperatura no oceano, um perfil a cada quatro horas, simultaneamente às sondagens atmosféricas.

Os dados de radiação global foram obtidos com um piranômetro do tipo "LICOR" (DATALOGGER LI-1000) acoplado à um sistema de aquisição de dados do tipo Datalogger. O piranômetro foi instalado sobre uma estrutura localizada à meia-nau do navio. Os registros de radiação global foram obtidos durante o período do dia 07, às 09 horas, até o dia 09 às 18 horas, de modo contínuo, com valores médios horários. A taxa de amostragem dos dados de radiação foi de 10 segundos. Nenhum tipo de correção foi feita para compensar o balanço do navio.

2.3 Determinação da espessura da camada de mistura atmosférica (CMA) e oceânica (CMO)

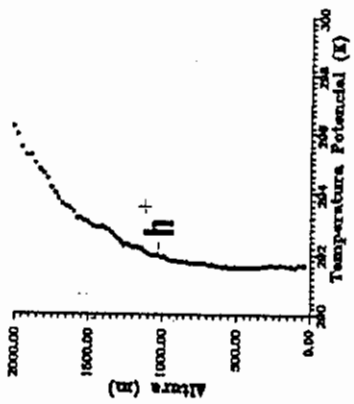
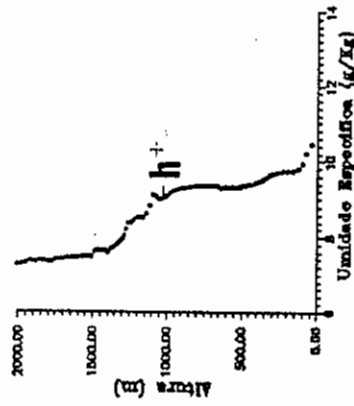
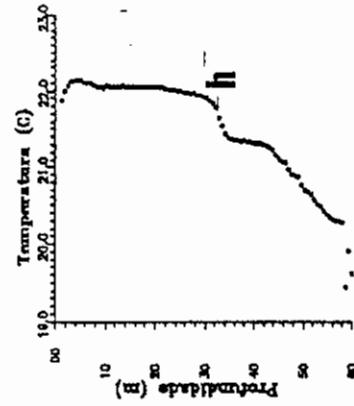
A altura da camada de mistura atmosférica (h^+) foi determinada como sendo o nível superior da região da atmosfera onde os gradientes verticais de temperatura potencial e umidade específica são nulos (Tennekes, 1973). Critério similar foi aplicado aos perfis da temperatura da água do mar para determinar-se a extensão vertical da camada de mistura oceânica (h^-) (Zilitinkevich et al., 1979).

A Figura 2.2 mostra exemplos de perfis verticais de temperatura potencial e umidade específica do ar e temperatura do mar obtidos durante o experimento para o período noturno e diurno. Observa-se a presença de uma CMA com extensão vertical de 1000 metros no período noturno e 500 metros no diurno. A CMO no período noturno foi de 33 metros e 55 metros no diurno. Importante ressaltar que a CMA é bastante visível no perfil vertical de umidade. A tabela 2.1 mostra que a CMO é mais presente que a CMA.

2.4 Discussão dos resultados observacionais

As condições sinóticas, durante o experimento, foram marcadas pela passagem de um sistema frontal no dia 06 de julho (Fig. 2.3). Comparando-se o valor esperado com o observado, verifica-se que a redução na radiação global medida a bordo do navio está associada ao aumento de nebulosidade com a passagem da frente fria (Fig. 2.4). As únicas informações disponíveis de vento na superfície foram efetuadas na estação de São Pedro D'Aldeia localizada no continente a cerca de 12 Km do local das medidas (Fig. 2.1) e indicam que no dia 06 o vento mudou de direção N-NE (condição pré frontal) para S-SW (pós frontal) (Fig. 2.5a). Existe um aumento de intensidade do vento logo após a passagem da frente fria (Fig. 2.5b).

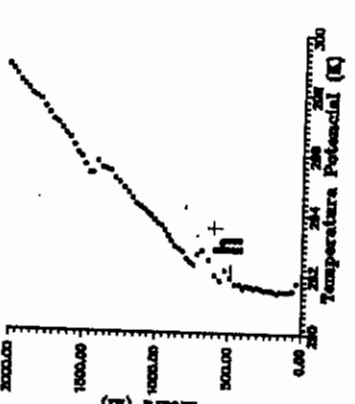
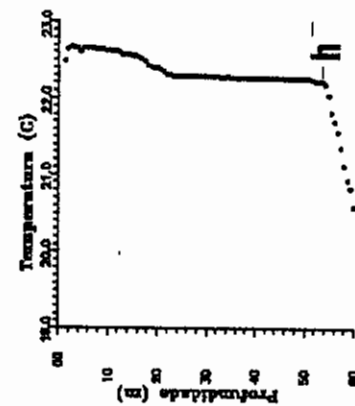
Os dados de radiossondagem indicam que com a entrada da frente fria, ocorreu um resfriamento e secamento da camada de mistura atmosférica (Figs. 2.6 a - b). Comparando-se com observações efetuadas em regiões oceânicas tropicais (vide Fig. 1.1), a CLPA apresentou uma variabilidade grande associada a passagem da frente fria. Considerando-se que não havia vento entre 19 e 22 horas, a CMA de 1000 metros observada no dia 07, sondagem das 20 h. e 46 min. (Fig.2.2a), ou está associada ao progressivo



07-07-92

20:46

(a)



09-07-92

12:53

(b)

Fig. 2.2 - Perfis verticais de temperatura potencial (K), umidade específica (g/Kg) e temperatura do mar durante o experimento.

TABELA 2.1 - ESPESSURA DA CAMADA DE MISTURA ATMOSFÉRICA
(CMA) E OCEÂNICA (CMO)

N	dia	hora da sondagem (atmosfera)	CMA (m)	CMO (m)
01	07/07	01 h 49 min		12.94
02		05 h 36 min		17.46
03		05 h 53 min	200	
04		09 h 05 min	250	18.75
05		13 h 02 min		21.33
06		16 h 52 min		32.95
07		20 h 46 min	1000	32.95
08	08/07	00 h 55 min		56.14
09		05 h 00 min		58.72
10		06 h 53 min		
11		09 h 00 min		56.79
12		13 h 03 min		45.20
13		17 h 00 min		55.50
14		20 h 54 min		56.14
15	09/07	00 h 43 min	250	57.43
16		04 h 46 min		58.07
17		08 h 57 min	200	54.86
18		12 h 53 min	500	54.86
19		16 h 59 min		47.13
20		21 h 20 min		47.13
21	10/07	00 h 49 min		47.13

aquecimento do oceano (Fig. 2.7) ou foi advectada.

Durante o experimento observou-se um aumento da temperatura de 21.3 °C para 22.5°C e um crescimento da CMO de 13 m. para 60 m. a partir das 12 horas do dia 07 (Fig. 2.7). É interessante notar que este crescimento e aumento de temperatura da CMO ocorreram durante o período em que o vento mudou de direção NE para SW. As variações da CMO podem estar associadas à fase da subsidência do fenômeno da ressurgência (Gonzales-Rodrigues, 1992).

Sob a influência do anticiclone subtropical do Atlântico, os ventos são de E-NE e as águas superficiais costeiras, na região de Cabo Frio (Fig. 2.1b), escoam para o oceano aberto e são substituídas pela água de ressurgência (ACAS). Este comportamento inverte-se quando os ventos são de sudoeste, por exemplo, durante a passagem de um sistema frontal. Neste caso, há convergência das águas quentes da corrente do Brasil e continentais em direção a costa e, portanto, subsidência da ACAS (Gonzales-Rodrigues, 1992).

Assim, o aumento de temperatura observado da CMO parece estar associado à advecção das águas quentes da corrente do Brasil e costeiras.

Há duas hipóteses para o aumento da CMA: uma devido a mistura térmica (aumento da temperatura da superfície) ou por advecção. Para o crescimento da CMO também há duas possíveis explicações: uma seria devido à mistura mecânica e outra seria devido a subsidência da ACAS com a convergência de águas superficiais quentes.

Assim, será utilizado o modelo unidimensional de CLPA (acoplado a um modelo de CMO) para investigar as hipóteses de crescimento da CMO e CMA descritas acima.



Fig. 2.3 - Carta sinótica do dia 06/07/92 às 21 horas, hora local. O ponto onde foram efetuadas as medidas (PF) é indicado por um (*).

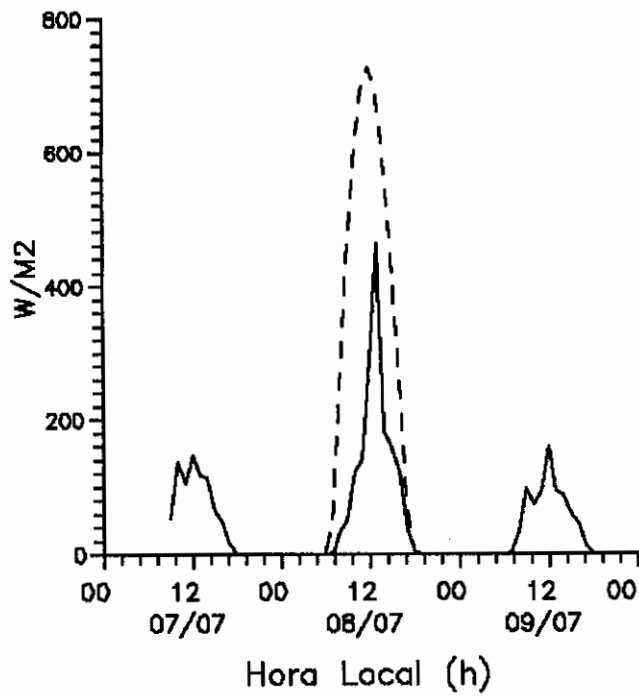


Fig. 2.4 - Radiação global observada durante os dias 07, 08 e 09 de julho de 1992. (---) radiação global estimada para condições de céu claro (Eq. 4.16, Cap.4)

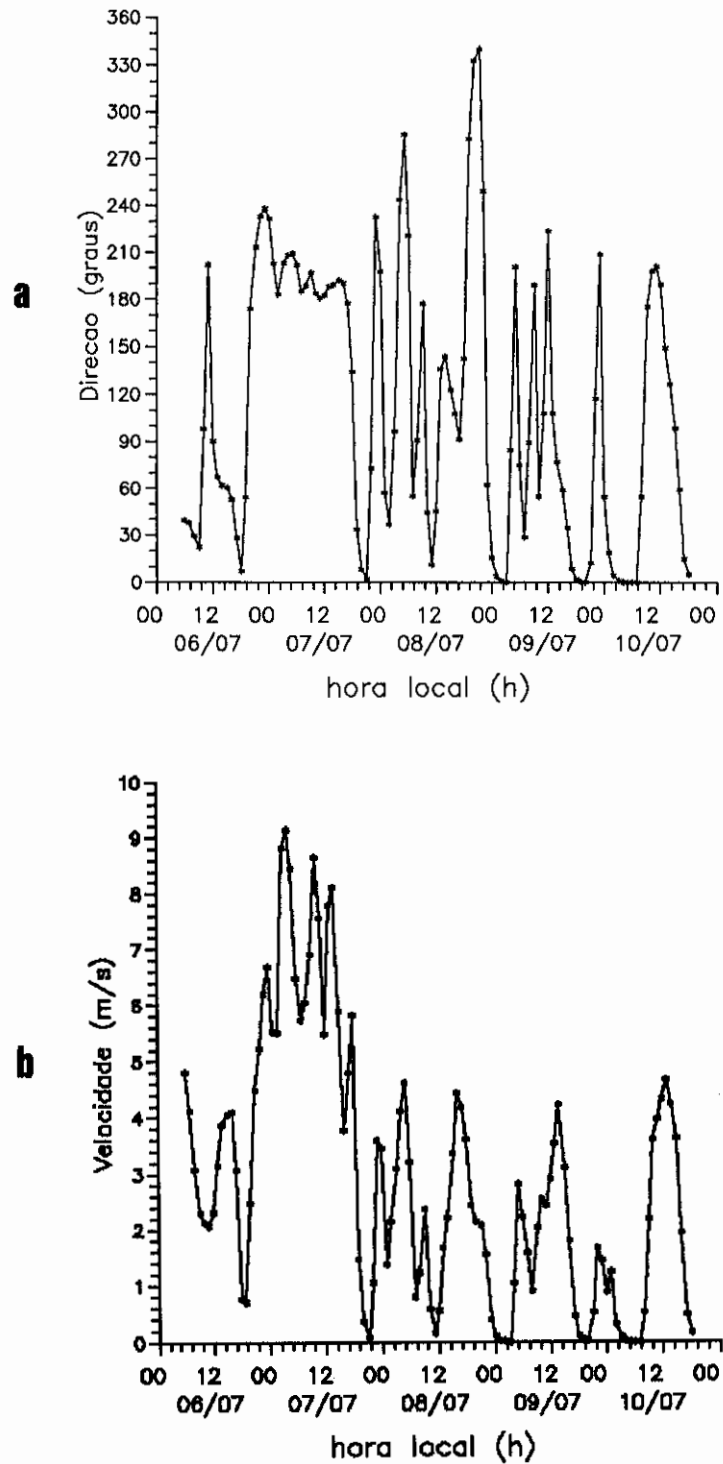


Fig. 2.5- (a) Direção e (b) velocidade do vento de 06 à 10 de julho de 1992 observadas na estação de São Pedro D'Aldeia (ver Figura 2.1).

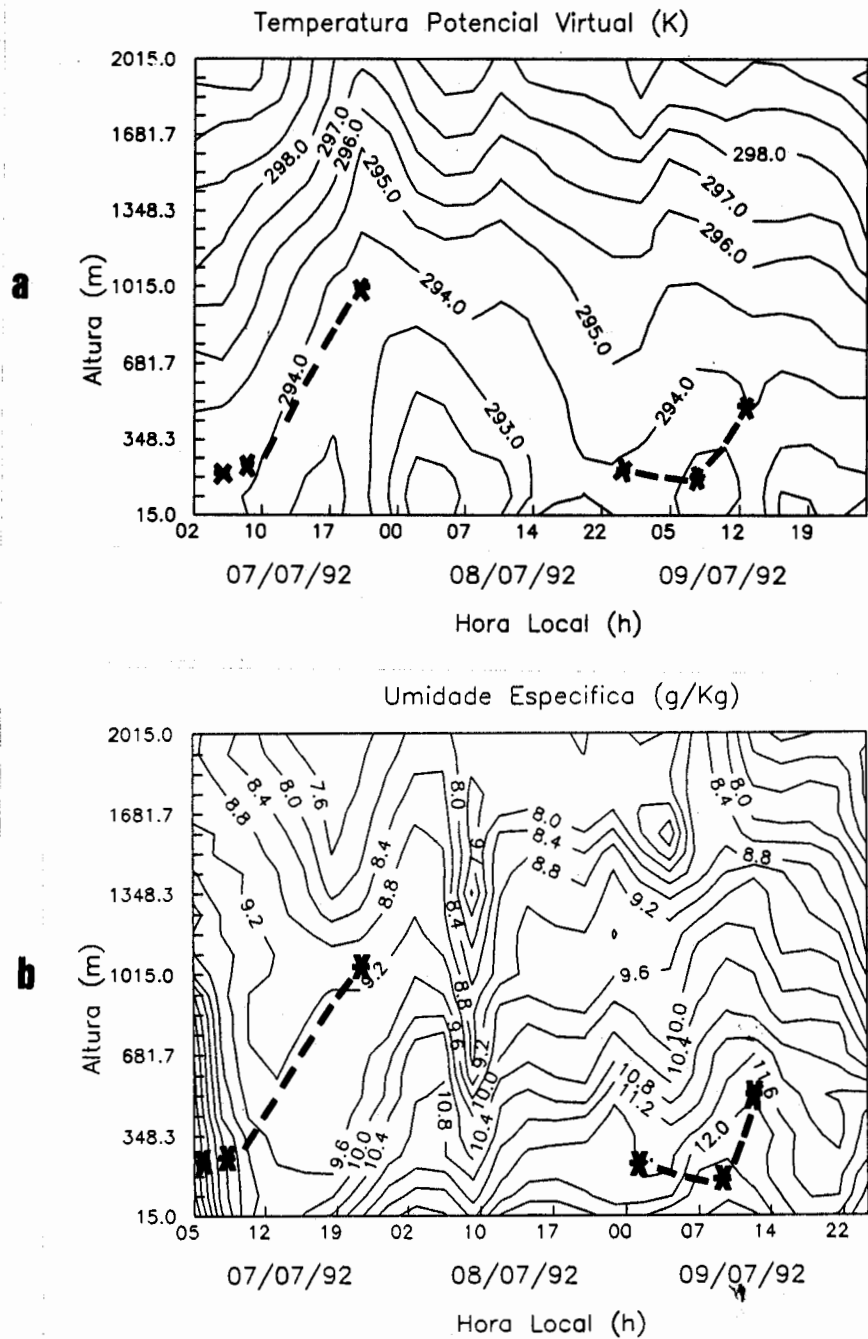


Fig. 2.6 - Evolução de (a) Temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) durante os dias 07, 08 e 09 de julho de 1992. A altura da CMA é indicada por (---). As linhas de contorno foram obtidas através de interpolação das radiossondagens pelo método da mínima curvatura.

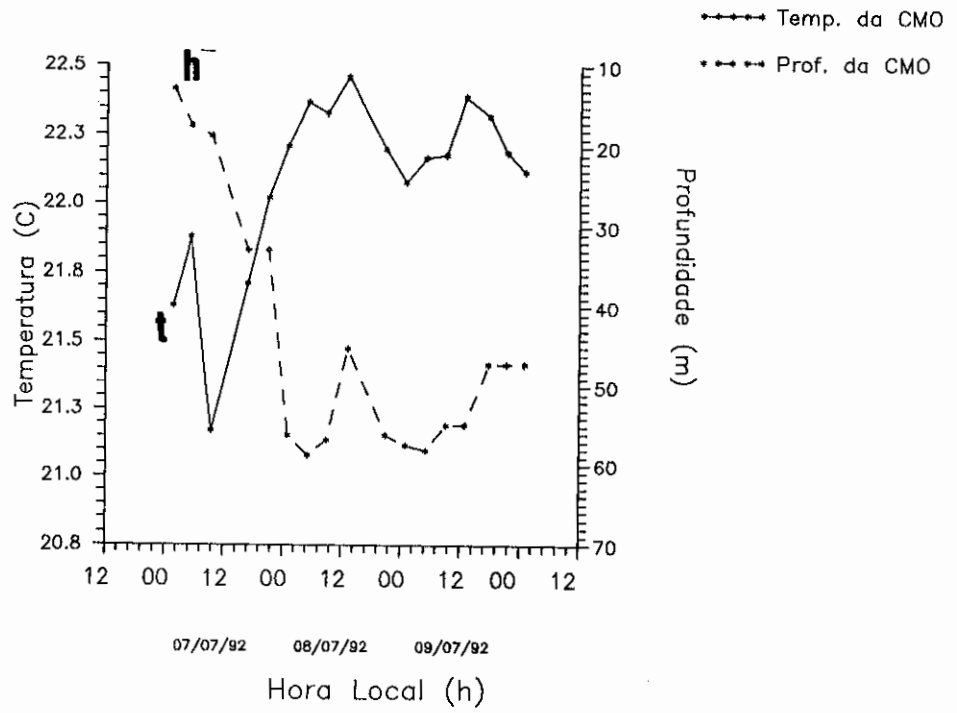


Fig. 2.7 - Evolução da temperatura (°C) e da profundidade (m) da CMO durante os dias 07, 08 e 09 de julho de 1992.

CAPÍTULO 3O MODELO DE CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ATMOSFÉRICA

O modelo de fechamento de segunda ordem consiste em resolver as equações para os momentos de segunda ordem, obtidas das equações de Reynolds do movimento e da termodinâmica, fechando-as através de parametrizações dos momentos de terceira ordem. A maioria das parametrizações são baseadas em observações do escoamento turbulento sobre condições específicas. Quando o escoamento desvia destas condições o escoamento modelado pode levar a um comportamento irrealístico (Mellor e Yamada, 1982).

3.1 Equações

Considerando que o ar na CLPA satisfaz as condições de Boussinesq,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -f \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{uw}}{\partial z} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = f \bar{u} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{vw}}{\partial z} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{\theta w}}{\partial z} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{q w}}{\partial z} \quad (3.4)$$

onde $\bar{u}$ e $\bar{v}$ são as componentes zonal e meridional da velocidade, P e ρ_0 são respectivamente pressão e densidade do ar, $f = 2 \Omega \sin \phi$ é o parâmetro de Coriolis, $\bar{\theta}$ é a temperatura potencial virtual e $\bar{q}$ é a umidade específica.

Ao obtermos as variáveis médias, produzimos novos termos em cada uma das equações acima. Estes são interpretados como a divergência dos fluxos turbulentos, onde os fluxos são dados pela variância e covariância entre diferentes componentes de momentum (tensão de Reynolds), momentum e temperatura (fluxo de calor) e momentum e umidade específica (fluxo de umidade).

O sistema de equações diferenciais acima tem mais variáveis desconhecidas (8) do que equações (4); portanto ele não é fechado (a pressão é especificada nos experimentos numéricos supondo o equilíbrio geostrófico; ver capítulo 5). Para fechar este sistema, pode-se determinar os valores do campo de variância e covariância em termos de quantidades médias. Assim, mais 11 equações são necessárias. A equação (3.16) é incluída para obter campos da variância da umidade específica não sendo utilizada para fechar o sistema de equações.

A distribuição temporal das variâncias e covariâncias de momentum, temperatura e umidade num fluxo turbulento são obtidas a partir das seguintes equações:

$$\frac{\partial \overline{uu}}{\partial t} = -2\overline{uw} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{E}{\tau_{DM}} - (\overline{uu} - \frac{E}{3}) \frac{1}{\tau_{IM}} + \frac{\partial}{\partial z} (K_1 \frac{\partial \overline{uu}}{\partial z}) \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \overline{vv}}{\partial t} = -2\overline{vw} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{E}{\tau_{DM}} - (\overline{vv} - \frac{E}{3}) \frac{1}{\tau_{IM}} + \frac{\partial}{\partial z} (K_1 \frac{\partial \overline{vv}}{\partial z}) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \overline{ww}}{\partial t} = 2 \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta w} - \frac{2}{3} \frac{E}{\tau_{DM}} - (\overline{ww} - \frac{E}{3}) \frac{1}{\tau_{IM}} + \frac{\partial}{\partial z} (K_1 \frac{\partial \overline{ww}}{\partial z}) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \overline{uw}}{\partial t} = -\overline{ww} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta u} - \frac{\overline{uw}}{\tau_{IM}} + \frac{\partial}{\partial z} (K_1 \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z}) \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \overline{vw}}{\partial t} = -\overline{ww} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta v} - \frac{\overline{vw}}{\tau_{IM}} + \frac{\partial}{\partial z} (K_1 \frac{\partial \overline{vw}}{\partial z}) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta u}}{\partial t} = -\overline{\theta w} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{uw} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - \frac{\overline{\theta u}}{\tau_{IT}} + \frac{\partial}{\partial z} (K_2 \frac{\partial \overline{\theta u}}{\partial z}) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta v}}{\partial t} = - \bar{\theta w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \bar{v w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta v}}{\tau_{IT}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_2 \frac{\partial \bar{\theta v}}{\partial z} \right) \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta w}}{\partial t} = - \bar{w w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \bar{\theta \theta} - \frac{\bar{\theta w}}{\tau_{IT}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_2 \frac{\partial \bar{\theta w}}{\partial z} \right) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta \theta}}{\partial t} = - 2 \bar{\theta w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta \theta}}{\tau_{DT}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_2 \frac{\partial \bar{\theta \theta}}{\partial z} \right) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \bar{q w}}{\partial t} = - \bar{w w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \bar{\theta q} - \frac{\bar{q w}}{\tau_{IT}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_2 \frac{\partial \bar{q w}}{\partial z} \right) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta q}}{\partial t} = - \bar{\theta w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - \bar{q w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{q \theta}}{\tau_{DT}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_2 \frac{\partial \bar{\theta q}}{\partial z} \right) \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \bar{q q}}{\partial t} = - 2 \bar{q w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - \frac{\bar{q q}}{\tau_{DT}} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_2 \frac{\partial \bar{q q}}{\partial z} \right) \quad (3.16)$$

onde K_1 , K_2 são os chamados coeficientes de troca turbulenta dados por:

$$K_1 = 0.12 L E^{1/2}$$

$$K_2 = 0.20 L E^{1/2},$$

τ_{DM} e τ_{DT} são, respectivamente, a escala de tempo característica da dissipação molecular da variância de momentum e temperatura, dadas por:

$$\frac{\tau_{DM}}{16.6} = \frac{\tau_{DT}}{10.1} = \frac{L}{E^{1/2}},$$

τ_{IM} e τ_{IT} são as escalas de tempo características associadas com tendência à isotropia, elas são dadas por:

$$\frac{\tau_{IM}}{0.92} = \frac{\tau_{IT}}{0.74} = \frac{L}{E^{1/2}}$$

onde E é igual a duas vezes a energia cinética turbulenta por unidade de massa.

3.2 Escala de comprimento

A determinação das escalas de comprimento é a tarefa mais difícil na parametrização da turbulência em um modelo de fechamento de segunda ordem. Mellor e Yamada (1982) mostraram que a seleção da escala de comprimento é muito mais crítica que a própria parametrização. O procedimento comum é definir todas as escalas de comprimento em termos de uma escala de comprimento mestra e por tentativa e erro avaliar as relações entre a escala mestra e as outras escalas de comprimento.

Assim, o problema restante é encontrar uma relação para a escala mestra de comprimento.

Seguindo o procedimento de Mellor e Yamada, a escala mestra é proporcional à altura acima do nível do solo nos baixos níveis e, acima de um certo nível, ela é assumida como constante. A fim de exprimir este comportamento, a escala mestra de comprimento é definida por :

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{L_0} \quad (3.17)$$

onde κ é a constante de Von Kármán e L_0 é dado por:

$$\frac{L_0}{0.1} = \frac{\int_0^{\infty} E^{1/2} z \, dz}{\int_0^{\infty} E^{1/2} \, dz} \quad (3.18)$$

A escala mestra de comprimento (L) descrita acima foi inicialmente introduzida por Blackadar (1962). Próximo à superfície ($1/\kappa z \gg 1/L_0$) L é proporcional à altura como previsto pela hipótese de similaridade na camada superficial, enquanto que acima da camada superficial ($1/\kappa z \ll 1/L_0$) L é constante e proporcional à profundidade da CLP como previsto pela hipótese da similaridade (Tennekes, 1982; Holt e Raman, 1988).

3.3 Esquema numérico

O método numérico utilizado para resolver as equações do estado médio para o momentum, a temperatura, e a umidade específica consiste em expressar estas equações em diferenças finitas avançadas no tempo e centradas no espaço. As equações para as variâncias e covariâncias são

resolvidas pelo esquema implícito.

Estas equações foram discretizadas em uma grade vertical espaçada de acordo com uma relação que varia logaritmicamente na camada superficial e linearmente nos níveis superiores, isto é,

$$z^* = C_1 z + C_2 \ln [(z + C_3)/C_3] \quad (3.19)$$

onde z^* é uma coordenada vertical transformada, C_1 , C_2 e C_3 são constantes iguais a 0.01 m^{-1} , 1.0 e 30.0 m , respectivamente (Yamada, 1979). A grade tem 81 pontos com uma altura total de 1000 metros.

A vantagem deste tipo de grade é de permitir um número maior de pontos mais próximos da superfície onde os gradientes verticais de vento e temperatura são maiores. Além disto, como os perfis de temperatura, umidade e vento variam logaritmicamente com a altura, na camada superficial, os erros nos calculos das derivadas utilizando o método de diferenças finitas tendem a ser mínimos (Yamada, 1979).

As equações médias são do tipo da equação para o momentum:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - f \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \left(\frac{\partial \bar{u} \bar{w}}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial z} \right) \quad (3.20)$$

As equações turbulentas são do tipo:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \overline{uw}}{\partial t} = & - \overline{ww} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta u} - \frac{\overline{uw}}{\tau_{IM}} + K_1 \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z^*} \frac{\partial^2 z^*}{\partial z^2} \\
& + \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right)^2 \left(\frac{\partial}{\partial z^*} K_1 \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z^*} \right) \quad (3.21)
\end{aligned}$$

A forma discretizada destas equações é apresentada no apêndice A.

3.4 Condições iniciais e de contorno

A condição de contorno superior para a equação da componente zonal do vento é:

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = - f \overline{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x}$$

onde a divergência do fluxo turbulento vertical é assumida igual a zero no topo do modelo. Esta condição é justificada pelo fato de que a turbulência converge para zero em algum nível (topo do modelo) longe o suficiente da superfície.

As condições de contorno inferiores, no caso das quantidades médias são:

$$\overline{u} = 0$$

$$\overline{v} = 0$$

$$\bar{\theta} = \theta_{sfc}$$

$$\bar{q} = q_{sfc}$$

θ_{sfc} e q_{sfc} são calculados pelo balanço de calor à superfície, descrito no capítulo 4.

De acordo com Mellor e Yamada (1974), as condições de fronteira inferior para os momentos de segunda ordem são escritos como:

- Tensão de Reynolds:

$$\overline{uw} = - u_*^2 \cos \alpha$$

$$\overline{vw} = - u_*^2 \sin \alpha$$

$$\begin{bmatrix} \overline{uu} \\ \overline{vv} \\ \overline{ww} \end{bmatrix} = \frac{E_1^2}{3} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} + \frac{A_1 E_1^2}{B_1} \begin{bmatrix} 4 \cos^2 \alpha - 2 \sin^2 \alpha \\ 4 \sin^2 \alpha - 2 \cos^2 \alpha \\ - 2 \end{bmatrix}$$

- Fluxo cinemático de calor:

$$\overline{\theta w} = - \theta_* u_*$$

$$\begin{bmatrix} \overline{\theta u} \\ \overline{\theta v} \end{bmatrix} = \theta_* u_* \begin{bmatrix} 3 A_2 (Pr_t + 1) \\ B_1^{1/3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}$$

- Fluxo cinemático de umidade:

$$\overline{qw} = - q_* u_*$$

$$\begin{bmatrix} \overline{qu} \\ \overline{qv} \end{bmatrix} = q_* u_* \begin{bmatrix} 3 A_2 (Pr_t + 1) \\ B_1^{1/3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}$$

- As variâncias de temperatura e umidade específica e a covariância entre temperatura e razão de mistura são dadas por (Mellor e Yamada, 1974):

$$\overline{\theta\theta} = \left(\frac{B_2 Pr_t}{B_1^{1/3}} \right) \theta_*^2$$

$$\overline{qq} = \left(\frac{B_2 Pr_t}{B_1^{1/3}} \right) q_*^2$$

$$\overline{\theta q} = \left(\frac{B_2 Pr_t}{B_1^{1/3}} \right) \theta_* q_*$$

$$E_1^3 = B_1 u_*^3$$

onde $\alpha = \arctg(\bar{v}/\bar{u})$ e $A_1 = 0.92$, $B_1 = 16.6$
 $A_2 = 0.74$, $B_2 = 10.1$, $C = 0.08$, Pr_t é o número de Prandtl,
 expresso por $A_1(\gamma_1 - C)/(\gamma_1 A_2)$, $\gamma_1 = (1/3) - (2A_1/B_1)$.

As escalas de velocidade (u_*), temperatura (θ_*) e umidade (q_*) serão calculadas no capítulo 4.

CAPÍTULO 4O MODELO DE CAMADA DE MISTURA OCEÂNICA

A temperatura da superfície do mar depende da profundidade da camada de mistura oceânica, da intensidade da mistura turbulenta, da presença de ressurgência ou subsidência e transporte advectivo de calor pelas correntes oceânicas. Dentre os fatores meteorológicos que afetam a temperatura da superfície do oceano estão a radiação de onda curta, que durante o período diurno tende a aquecer a superfície, a radiação de onda longa, que durante o período noturno tende a resfriar a superfície, as trocas de calor sensível com a atmosfera, a evaporação e a precipitação que regulam a salinidade e, deste modo, influenciam a força de empuxo da superfície (Ivanoff, 1977).

A troca de calor sensível entre a atmosfera e o oceano é muito menor que a de calor latente e as trocas radiativas. Ela depende da diferença de temperatura entre o ar e o mar, que tipicamente é de 1 K sobre a maioria dos oceanos e mares abertos. Durante breves períodos quando ar mais frio avança sobre a superfície do oceano, esta diferença pode exceder 5 K. O fluxo de calor sensível da superfície do oceano para a atmosfera torna-se importante nestes casos (Ivanoff, 1977).

O balanço de energia da CMO pode ser expresso por

$$R = H + LE + G + \Delta H_s$$

onde, R é a radiação líquida, H é o fluxo de calor

sensível, LE é o fluxo de calor latente, G é o fluxo de calor sensível na interface inferior e ΔH_s é a energia armazenada na camada de mistura oceânica.

A radiação líquida pode ser expressa pela seguinte equação:

$$R = R_0 - R_{-h} + R_a + R_{oc}$$

onde $R_0 = R_s - R_r$

sendo R_s a radiação solar incidente, R_r é a radiação solar refletida, R_0 é a radiação solar absorvida pela superfície do oceano, R_{-h} é a radiação solar absorvida no nível $-h$, R_a é a radiação de onda longa emitida pela atmosfera e R_{oc} é a radiação de onda longa emitida pelo oceano (Fig. 4.1).

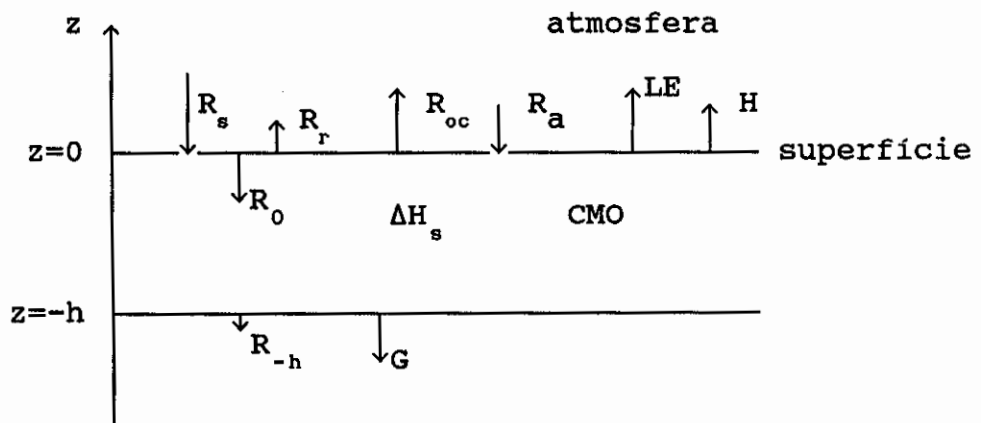


Fig. 4.1 - Esquema do balanço de energia na CMO.

O termo de armazenamento é igual a,

$$\Delta H_s = \int_{-h}^0 \frac{\partial (\rho_a c_a T)}{\partial t} dz ,$$

onde ρ_a , c_a e T são a densidade, o calor específico e a temperatura da água do mar.

O fluxo de radiação é positivo quando orientado no sentido da atmosfera (ou oceano) para a superfície. Por exemplo, a radiação solar incidente durante o dia é positiva e a radiação de onda longa emitida pela superfície é negativa. Por outro lado, os fluxos turbulentos são positivos quando forem orientados da superfície para a atmosfera. Por exemplo, o fluxo de calor sensível durante o dia, em condições normais, representando um fluxo da superfície para o ar, é positivo.

Neste trabalho, o balanço de energia no oceano, será determinado através de um modelo de camada de mistura oceânica.

Os modelos são de dois tipos básicos: diferencial ou integrado. Os modelos diferenciais são aqueles cujas equações para o momentum, calor, salinidade e energia cinética turbulenta são usadas em sua forma primitiva e não são integrados sobre a camada de mistura. A camada de mistura para estes modelos é definida como a região onde a taxa local de ECT é suficientemente grande para prover uma certa mistura vertical. Os modelos de Munk e Anderson (1948), Mellor-Yamada (1974), Mellor e Durbin (1975), Svensson (1979), Kundu (1980) e Klein e Coantic (1981) são alguns exemplos de modelos diferenciais. Nos

modelos integrados, assume-se que a temperatura e a salinidade sejam uniformes na camada de mistura. As equações governantes para os modelos integrados são obtidas por integração das equações primitivas na profundidade da camada de mistura. São exemplos de modelos integrados, os de Kraus e Turner (1967), Niller (1975), Thompson (1976) e Garwood (1977).

Neste capítulo será descrito o modelo de camada de mistura oceânica utilizado no cálculo do balanço de energia no oceano para determinar os fluxos de calor latente e sensível e de momentum para a atmosfera. Optou-se por um modelo de tipo integrado por estes representarem bem fisicamente a CMO (ver, por exemplo, Cap. 2, Fig. 2.2a e b) e por serem de resolução numérica mais simples.

As parametrizações utilizadas no presente modelo do tipo integrado estão baseadas em Zilitinkevich et al. (1979). O modelo de tipo integrado foi inicialmente proposto por Kraus e Turner, 1967, e os efeitos associados à advecção, difusão horizontal e movimentos verticais de grande escala não foram considerados. O sistema de equações é composto pela equação da conservação do calor e por uma equação para a energia cinética turbulenta, utilizada para determinar a evolução da profundidade da CMO.

4.1 Equações

A equação de conservação do calor, supondo o oceano horizontalmente homogêneo e desprezando movimentos verticais de grande escala,

$$\begin{array}{ccccc}
 \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} & + & \frac{\partial (\bar{wT})}{\partial z} & = & \frac{1}{\rho_a C_a} \frac{\partial \bar{R}}{\partial z} \\
 \text{(A)} & & \text{(B)} & & \text{(C)}
 \end{array} \quad (4.1)$$

onde R é a radiação líquida. Os termos (A), (B) e (C) são os termos de armazenamento, divergência do fluxo vertical de calor e divergência da radiação.

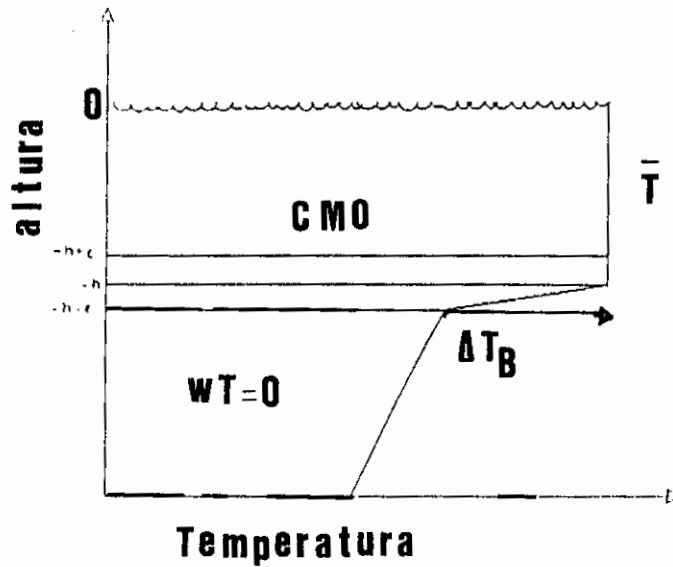


Fig. 4.2 - Esquema da Camada de Mistura Oceânica.

Integrando a equação (4.1) de $-h(t)$ até zero, de acordo com a figura (4.2), obtém-se a seguinte expressão:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{1}{h} \left[\bar{wT}|_{-h} - \bar{wT}|_0 - \bar{R}|_{-h} + \bar{R}|_0 \right] \quad (4.2)$$

Do mesmo modo, no limite inferior, integrando (4.1) de $(-h-\epsilon)$ até $-h$, onde ϵ é uma distância constante, obtem-se, utilizando a fórmula de Leibnitz, no limite quando $\epsilon \rightarrow 0$,

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\overline{wT}|_{-h}}{\Delta T_B} \quad (4.3)$$

onde ΔT_B é a diferença de temperatura entre a camada de mistura e o ponto imediatamente abaixo da camada (Fig. 4.2).

A equação (4.3) pode ser interpretada somente para o caso $\partial h / \partial t \geq 0$, quando a água de temperatura T_{-h} penetra a camada superior homogênea e é misturada, desta forma, resfriando a camada. Supõe-se, para o caso de $\partial h / \partial t < 0$, que a troca de calor é ausente na interface inferior, i.e., $\overline{wT}|_{-h} = 0$ (Zilitinkevich et al., 1979).

A taxa de variação da temperatura da base da CMO é função do seu aprofundamento de acordo com Zilitinkevich et al., 1979,

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t}|_{-h-\epsilon} = - \Gamma \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.4)$$

onde Γ é a taxa de variação vertical da temperatura na termoclina.

Combinando (4.2), (4.3) e (4.4) obtemos,

$$\frac{\partial(\Delta T_B)}{\partial t} = \left[\left(\Gamma - \frac{\Delta T_B}{h} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) + \left(\bar{R}|_0 - \bar{R}|_{-h} - \overline{wT}|_0 \right) \frac{1}{h} \right] \quad (4.5)$$

4.2 Equação para cálculo da profundidade da CMO devido à forçante térmica

A equação do balanço de energia cinética turbulenta (Zilitinkevich et al., 1979),

$$\begin{array}{cccccc} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} & = & - \overline{uw} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} & + & \beta \overline{wT} & - & \frac{\partial(\bar{ew})}{\partial z} & - & \epsilon_d \\ (A) & & (B) & & (C) & & (D) & & (E) \end{array} \quad (4.6)$$

$\bar{u}$ é a componente zonal da velocidade, β ($= a_T g$, onde a_T é o fator de expansão térmica da água do mar e g é a aceleração da gravidade) é o parâmetro de empuxo.

O termo (A) representa a variação local ou tendência de ECT. Para escalas de tempo de um dia, este termo é da ordem de $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}^3$. Comparado com valores de ϵ_d , por exemplo, este termo é sempre menor do que 1% e a ECT pode ser considerada em estado quasi-estacionário (Niiler e Krauss, 1977; Davis et al., 1981; Oakey e Elliot, 1982).

O termo (B) é o termo de produção mecânica. O termo (C) representa a produção ou perda térmica. O termo (D) representa o transporte de ECT e o termo (E) a dissipação viscosa de ECT. Um valor típico de ϵ_d dentro da CMO, mas abaixo da zona de arrebentação das ondas, é da ordem de $10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ (Grant et al., 1968). A escala de tempo

característica de dissipação molecular, $(\varepsilon_d/\nu)^{-1/2}$, onde ν é a viscosidade, é da ordem de dezenas de segundos (Pereira et al., 1988).

Integrando (4.6) de $(-h-\varepsilon)$ a $(-h+\varepsilon)$, Figura (4.2), desprezando os termos de produção mecânica e dissipação molecular e considerando a energia cinética em estado estacionário (Zilitinkevich et al., 1979),

$$\frac{\beta}{h} \int_{-h-\varepsilon}^{-h+\varepsilon} \overline{wT} dz - \frac{\overline{ew}_{(-h+\varepsilon)}}{h} = 0 \quad (4.7)$$

Os termos desta expressão são parametrizados de acordo com Zilitinkevich et al., 1979,

$$\frac{1}{h} \int_{-h-\varepsilon}^{-h+\varepsilon} \overline{wT} dz = \overline{wT}|_{-h}$$

$$\overline{ew}_{(-h+\varepsilon)} = -D_1 e^{3/2}$$

portanto,

$$\beta \overline{wT}|_{-h} + D_1 \frac{e^{3/2}}{h} = 0 \quad (4.8)$$

Uma expressão típica para a energia cinética turbulenta é dada por Monin e Yaglom, 1965:

$$e = D_3 \left(\beta \overline{wT}|_0 h \right)^{2/3} \quad (4.9)$$

onde D_1 , D_3 são constantes adimensionais empíricas.

Substituindo (4.3) e (4.9) em (4.8),

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{e_1 \overline{wT}|_0}{\Delta T_B} \quad (4.10)$$

onde $e_1 = D_1 D_3^{3/2} \approx 0.5$ (Zilitinkevich et. al., 1979).

Comparando (4.3) e (4.10), temos que

$$\overline{wT}|_{-h} = -e_1 |\overline{wT}|_0| \quad (4.11)$$

A expressão (4.11) indica que o fluxo de calor na fronteira inferior da CMO é sempre no sentido da CMO para a termoclina, assim tendendo a resfriar a camada de mistura oceânica. Este fluxo é função do fluxo de calor sensível à superfície.

4.3 Equação para o cálculo da profundidade da CMO devido à forçante mecânica

Considerando, agora, o caso correspondendo ao aprofundamento da CMO no qual a mistura é devido a quebra das ondas à superfície. Neste caso o fluxo de calor na fronteira superior da camada de mistura $\overline{wT}|_0$ é zero. A energia cinética turbulenta pode ser parametrizada por

$$e = D_2 v_*^2 \quad (4.12)$$

onde v_* é a velocidade de atrito na água e D_2 é uma constante adimensional (Zilitinkevich et al., 1979).

Substituindo (4.12) e (4.3) em (4.8),

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{e_2 v_*^3}{\beta h \Delta T_B} \quad (4.13)$$

onde $e_2 = D_1 D_2^{3/2} \approx 3.4$ (Zilitinkevich et al., 1979).

A velocidade de atrito na água pode ser obtida (Chu e Garwood, 1991),

$$v_*^2 = \frac{\rho_0}{\rho_a} |\overline{uw}| \quad (4.14)$$

As versões simplificadas das equações de previsão para h consideradas acima, eq. 4.10 e 4.13, podem ser combinadas pela seguinte equação de interpolação (Zilitinkevich et al., 1979):

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{e_2 v_*^3 + e_1 \beta h \overline{wT}|_0}{\beta h \Delta T_B} \quad (4.15)$$

A expressão (4.15) não inclui todos os possíveis mecanismos de evolução da camada de mistura. Basta lembrar que o termo de produção mecânica foi desprezado na obtenção da equação (4.8). De acordo com Zilitinkevich et al. (1979), este termo seria importante na presença de um forte cisalhamento de velocidade horizontal na fronteira inferior. Garwood (1977), observou que este termo não influi significativamente na previsão da evolução

da camada de mistura.

4.4 Cálculo dos fluxos radiativos e turbulentos

A radiação solar incidente foi estimada através da seguinte expressão,

$$R_s = T_r I_0 \cos Z \quad (4.16)$$

onde I_0 é a constante solar (1380 W/m^2), e Z é o ângulo zenital (uma função da latitude, da declinação solar e da hora local) e T_r é a transmissividade da atmosfera.

A transmissividade foi determinada de acordo com Burridge e Gadd, 1974, para condições de céu claro,

$$T_r = 0.6 + (0.2 \cos Z)$$

O parâmetro que caracteriza a refletividade integrada (sobre todos os comprimentos de onda) da superfície é o albedo. A radiação solar refletida pode ser expressa como:

$$R_r = - a R_s \quad (4.17)$$

onde a é o albedo.

A dependência do albedo da água com relação a variáveis tais como altura das ondas é complexa, porém uma boa aproximação é considerar uma superfície plana de água pura sob radiação direta, para a qual a equação de Fresnel é,

$$a = 0.5 \left[\frac{\frac{\sin^2 (Z-r)}{2}}{\frac{\sin^2 (Z+r)}{2}} + \frac{\frac{\tan^2 (Z-r)}{2}}{\frac{\tan^2 (Z+r)}{2}} \right]$$

onde r é o ângulo de refração.

$$\frac{\sin Z}{\sin r} = n$$

Aqui n é o índice de refração da água, igual a 1.33 ± 0.01 sobre os comprimentos de onda de importância quantitativa no espectro da radiação à superfície da terra (Cogley, 1979).

As medidas e cálculos do albedo da superfície de água em condições de céu claro e na ausência de rugosidade, Fig. (4.3), mostram que há uma certa diferença entre os resultados medidos e calculados. Esta diferença é explicada pela influência de dois fatores: (1) a turbidez da água ; e (2) a contribuição da radiação difusa refletida cuja dependência da altura solar é mais complexa do que a sugerida pela fórmula de Fresnel. Também é importante o fato de que a superfície do mar não é realmente tão suave (Kondratyev, 1969).

A radiação na CMO pode ser calculada por,

$$R_{-h} = R_0 \exp (-\gamma z)$$

onde γ é o coeficiente de extinção igual a 0.2 m^{-1} (Sui et al., 1991).

A radiação de onda longa emitida pela atmosfera foi

avaliada no modelo de acordo com a seguinte fórmula usada por Kondo e Gambo (1979):

$$R_a = (0.52 + 0.064 \sqrt{e_v}) \sigma \theta_R^4 \quad (4.18)$$

onde e_v é a pressão de vapor da atmosfera em hPa, θ_R é a temperatura da atmosfera no nível de referência (nível mais próximo de 10 metros) e σ é a constante de Stefan-Boltzman.

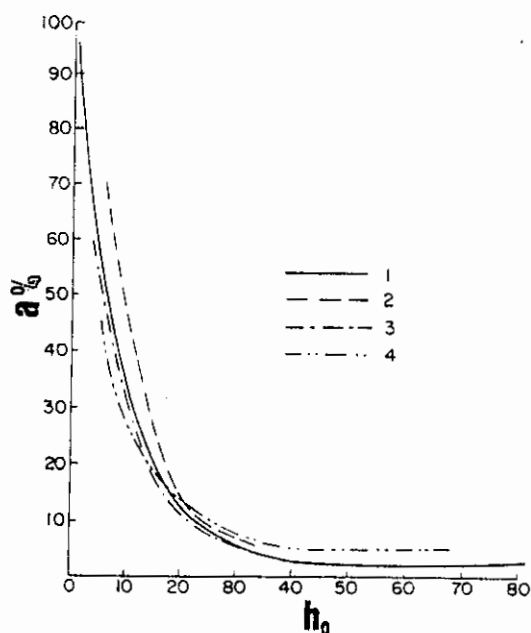


Fig. 4.3 - Albedo da superfície de água para diferentes elevações solares na ausência de nebulosidade.

(1) Fórmula de Fresnel; (2) Observações de Ångström; (3) Observações de Kuzmin; (4) dados do Observatório Karadag.

Fonte: Kondratyev (1969), p. 433.

A irradiância de onda longa pela superfície pode ser avaliada considerando-se que a superfície irradia como um corpo negro à temperatura equivalente (T_e). A lei de Stefan - Boltzman pode ser aplicada de acordo com a expressão:

$$R_{oc} = - \varepsilon_s \sigma T_e^4 \quad (4.19)$$

onde ε_s é a emissividade da superfície, T_e é a temperatura equivalente de um corpo negro.

Esta equação é resolvida considerando-se a temperatura equivalente igual à temperatura da superfície e a emissividade da superfície do mar igual a 0.96 (Kondo, 1976).

A tensão de Reynolds (τ), o fluxo de calor sensível (H) e latente (LE) podem ser expressos pelas seguintes equações:

$$|\vec{\tau}_1| = \rho_0 C_D \bar{u}_R^2$$

$$H_1 = -\rho_0 C_P C_H \bar{u}_R (\theta_R - \theta_1)$$

$$LE_1 = -\rho_0 L_e C_H \bar{u}_R (q_R - q_1)$$

onde $\bar{u}_R$ é a velocidade no nível de referência; θ_1 é a temperatura no primeiro nível do modelo; C_P é o calor específico do ar; L_e é o calor latente de evaporação; C_H e C_D são os coeficientes de transferência e de arrasto.

Os coeficientes de transferência de calor e de arrasto, obtidos por Deardorff (1968) para o oceano são:

$$C_D = C_{DN} F_M [(Ri)_B]$$

$$C_H = C_{DN} F_N [(Ri)_B]$$

onde C_{DN} é o coeficiente de arrasto para uma atmosfera

neutra, F_M e F_N são as correções da estabilidade e $(Ri)_B$ é o número de Richardson (Bulk).

Para avaliar o coeficiente de arrasto é assumido que a velocidade média do vento na camada superficial é descrita pela lei logarítmica, sob condições neutras,

$$C_{DN} = \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{Z_0} \right) \right]^{-2}$$

onde Z_0 é o comprimento de rugosidade, assumido igual a $10^{-3}m$ (Stull, 1988).

As correções de estabilidade para os coeficientes são dados pelas seguintes expressões (Deardorff, 1968):

$$F_N[(Ri)_B] = \begin{cases} \exp[-2\beta_u(Ri)_B] & ; (Ri)_B > 0 \\ \left\{ 1 + \frac{7}{a_1} \ln [1 - a_1(Ri)_B] \right\} & ; (Ri)_B < 0 \end{cases}$$

onde $a_1 = 0.83 C_{DN}^{-0.62}$ e $\beta_u = 7.0$.

$$F_N[(Ri)_B] = \begin{cases} \exp[-(\beta_u + \beta_t)(Ri)_B] & ; (Ri)_B > 0 \\ \left\{ 1 + \frac{11}{b_1} \ln [1 - b_1(Ri)_B] \right\} & ; (Ri)_B < 0 \end{cases}$$

onde $b_1 = 0.25 C_{DN}^{-0.8}$ e $\beta t = 11.0$.

Nestas expressões $(Ri)_B$ é avaliado como:

$$(Ri)_B = \frac{g}{\theta_0} (z_R - z_1) \left(\frac{\theta_R - \theta_1}{u_R^2} \right)$$

onde θ_0 é a temperatura potencial virtual de referência, z_1 é o primeiro nível do modelo e z_R é nível de referência.

4.5 Convecção livre

De acordo com Deardorff (1968) as expressões acima podem ser aplicadas a regimes de convecção livre com coeficientes de arrasto e de transferência de calor convergindo para um valor constante quando $(Ri)_B$ tende para menos infinito.

Contudo, é fácil verificar que para um fluxo de calor sensível fixo, a diferença de temperatura entre a superfície e o nível de referência do modelo aumenta de maneira inversamente proporcional ao quadrado da velocidade do vento no nível de referência (nível mais próximo de 10 metros). Por exemplo, para velocidade igual a 0.1 m/s e fluxo cinemático de calor de 0.1 Km/s e $C_H = 0.1$, a diferença de temperatura seria de 10 K.

Portanto, para valores muito pequenos da velocidade do vento a fórmula Bulk apresentada acima não pode ser usada para avaliar os fluxos de momentum e de calor à superfície.

A fim de levar em consideração a presença do regime convecção livre, a temperatura da superfície é avaliada de modo diferente quando $(Ri)_B$ está acima de um valor considerado crítico (-1) (Oliveira, 1991). A expressão usada para avaliar o fluxo de calor sensível à superfície é dado por:

$$H_1 = -\rho_0 C_P C_F (\theta_R - \theta_1) \quad (4.20)$$

onde C_F é dado por

$$C_F = A_5 (\theta_1 - \theta_R)^{1/2} \quad (4.21)$$

onde A_5 é uma constante.

As expressões (4.20) e (4.21) são obtidas desde a equação para previsão da convecção livre para gradiente de temperatura. A constante A_5 é obtida combinando o fluxo de calor e a diferença de temperatura a um número de Richardson crítico de acordo com a seguinte expressão (Zhang e Anthes, 1982):

$$A_5 = \frac{C_H^2 [(Ri^*)_B] g (z_R - z_1)}{\theta_0 (-Ri^*)_B}$$

onde $C_H [(Ri^*)_B]$ é o coeficiente de transferência de calor ao número de Richardson crítico $(Ri^*)_B$.

Os parâmetros u_* , θ_* e q_* são determinados pelas seguintes expressões,

$$u_* = (u_R^2 C_{DN})^{1/2}$$

$$\theta_* = - (H_1 / \rho_0 C_p u_*)$$

$$q_* = - (LE_1 / \rho_0 L_e u_*)$$

onde H_1 é o fluxo turbulento de calor sensível na superfície e LE_1 é o fluxo turbulento de calor latente na superfície.

CAPÍTULO 5EXPERIMENTOS NUMÉRICOS

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações numéricas da camada limite planetária atmosférica marítima utilizando o modelo de fechamento de segunda ordem, acoplado ao modelo de camada de mistura oceânica. O objetivo destas simulações é testar a sensibilidade do modelo às variações de temperatura da superfície, velocidade do vento, rugosidade da superfície e comparar estes resultados às observações (cap.2).

O modelo foi inicializado utilizando-se dados do experimento. A Tabela 5.1 mostra os parâmetros utilizados para simular a CLPAM. Os perfis de temperatura potencial virtual e umidade específica (Fig. 5.1 a e b) usados na inicialização são perfis médios do período do experimento.

TABELA 5.1 - PARÂMETROS UTILIZADOS NAS SIMULAÇÕES

Latitude (graus).....	-23.
Declinação (graus).....	22.7
Profundidade da CMO (m).....	13.
Emissividade da Superfície.....	0.96
Domínio do modelo (m).....	1000.
Número de pontos da grade.....	81
Passo no tempo (s).....	5
Tempo de Integração (h).....	10

Deve ser ressaltado que durante a campanha de medidas não foram coletados dados de vento. Deste modo, os perfis de vento, figuras 5.1 c-e, foram escolhidos de modo a abranger a faixa de valores observados naquela região. A ordem de grandeza do vento foi obtida a partir das cartas do Instituto de Pesquisas Meteorológicas (IPMET) de Bauru. A componente zonal é mantida constante até a camada superficial (200 m.) onde varia logaritmicamente com a altura (Fig. 5.1 c-d). A componente meridional é igual a zero (Fig. 5.1 e).

O balanço geostrófico foi assumido, sendo que U_g e V_g são iguais aos valores iniciais de u e v no topo do modelo, respectivamente. Estes valores foram mantidos constantes no tempo e no espaço durante as simulações.

Os dados iniciais para o oceano foram obtidos do experimento, com exceção da temperatura da CMO, que foi inicializada de acordo com cada simulação.

A inicialização é levada a cabo com o objetivo de fazer com que o campo turbulento esteja em equilíbrio com o campo médio antes do início da simulação. Deste modo, uma versão modificada do modelo, na qual as variáveis médias são mantidas constantes com o tempo, é utilizada para gerar os perfis das variáveis turbulentas. Estes perfis turbulentos e os perfis médios são, então, usados como variáveis iniciais na simulação.

A versão unidimensional deste modelo requer 10 minutos de CPU para cada simulação de 10 horas, com passo no tempo de 5 s, utilizando uma Workstation tipo HP apollo, Series 700.

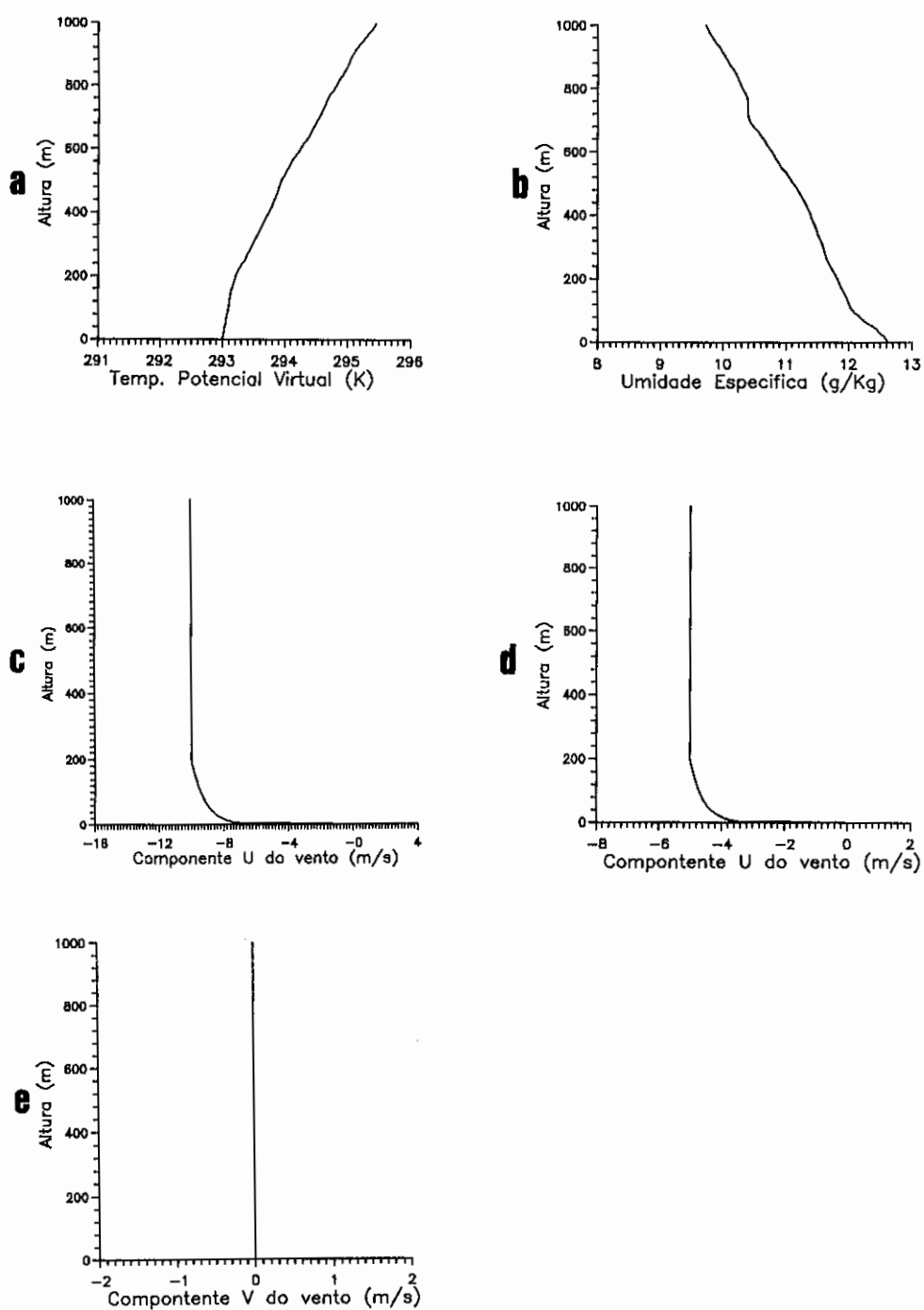


Fig. 5.1 - Perfis iniciais de (a) temperatura potencial virtual, (b) umidade específica, (c) componente zonal caso com $u_g = -10$ m/s, (d) componente zonal caso com $u_g = -5$ m/s e (e) componente meridional do vento.

A Tabela 5.2 mostra a diferença de temperatura entre o ar (θ_R) e o mar (T), o comprimento de rugosidade (Z_0) e os perfis de vento utilizados para inicializar cada experimento. No caso 5, é utilizada a relação de Charnock (1955) para determinar o comprimento de rugosidade, com $\alpha_c = 0.015$ (Stull, 1988).

TABELA 5.2 - CONDIÇÕES INICIAIS DAS SIMULAÇÕES

	$\theta_R - T$ (K)	Z_0 (m)	VENTO
CASO 1	0	0.001	$u_g = -10$ m/s (Fig. 5.1c) $v_g = 0$ (Fig. 5.1e)
CASO 2	+2	0.001	$u_g = -10$ m/s (Fig. 5.1c) $v_g = 0$ (Fig. 5.1e)
CASO 3	-2	0.001	$u_g = -10$ m/s (Fig. 5.1c) $v_g = 0$ (Fig. 5.1e)
CASO 4	-2	0.001	$u_g = -5$ m/s (Fig. 5.1d) $v_g = 0$ (Fig. 5.1e)
CASO 5	-2	$\alpha_c \frac{u_*^2}{g}$	$u_g = -10$ m/s (Fig. 5.1c) $v_g = 0$ (Fig. 5.1e)

5.1 Campos médios

As Figuras 5.2a-f mostram os resultados da simulação para o caso 1. Analisando o campo de temperatura, observa-se que a forçante mecânica (vento) não parece capaz de "quebrar" a estabilidade da atmosfera e, assim, gerar mistura. Deste modo, não há variação de temperatura durante a simulação até as 16 horas quando o fluxo de calor sensível da superfície para a atmosfera parece ser o responsável pelo aumento de temperatura. A altura da CLPA, definida como o nível mais baixo onde a ECT é igual a 10% do seu valor à superfície (Stull, 1988), é plotada. Observa-se um aumento da altura da CLPAM devido ao vento.

As temperaturas do ar (10 metros) e do mar (Fig. 5.2c) acompanham o ciclo diurno da radiação (Fig. 5.2d). Durante o dia, a radiação solar é a principal fonte de calor para a superfície do mar, favorecendo o aumento da temperatura da CMO até as 17 horas, quando o balanço de onda longa e os fluxos turbulentos contribuem para a sua diminuição. A temperatura da CMO tem uma variação de aproximadamente 0.2 K, valor consistente com a variação diurna observada durante os dois últimos dias do experimento (Cap. 2, 2.7) e com o encontrado por LeMone, 1980, durante a fase III do GATE. Os fluxos de calor sensível, latente e radiativos parecem consistentes com as observações (ver, por exemplo, Godfrey et al., 1991). O fluxo de calor sensível, uma ordem de magnitude menor que o fluxo de calor latente, e o balanço de onda longa contribuem para o resfriamento da CMO (Fig. 5.2d).

As Figuras 5.2e-f mostram um forte cisalhamento da componente zonal do vento e a formação de um jato, em baixos níveis, na componente meridional. Este jato é consequência da diferença entre a componente zonal

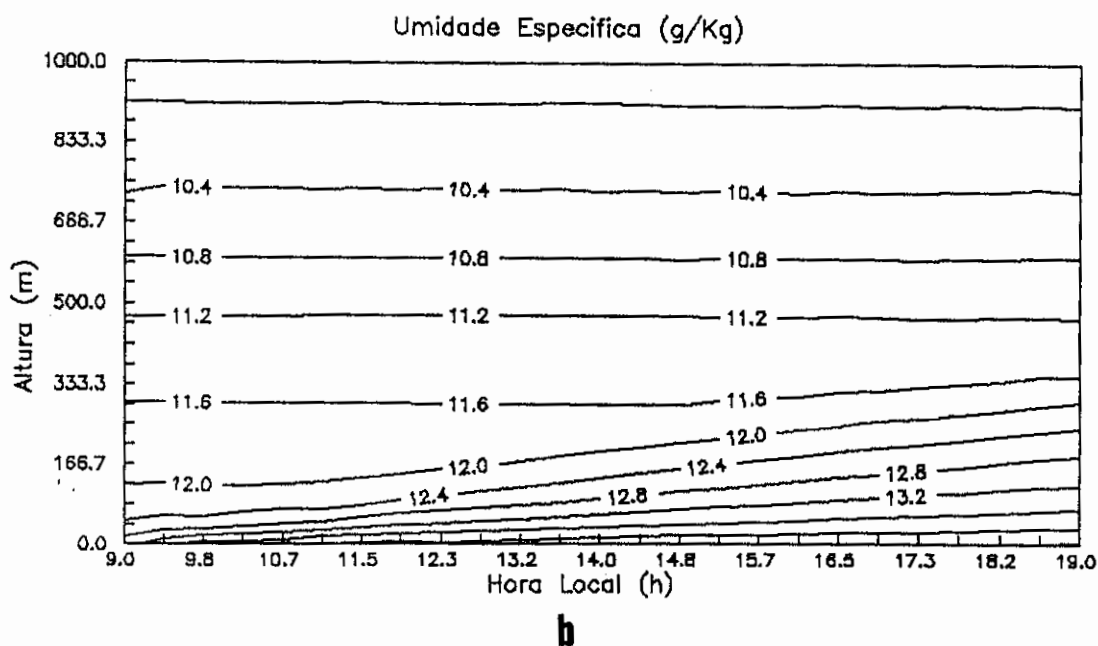
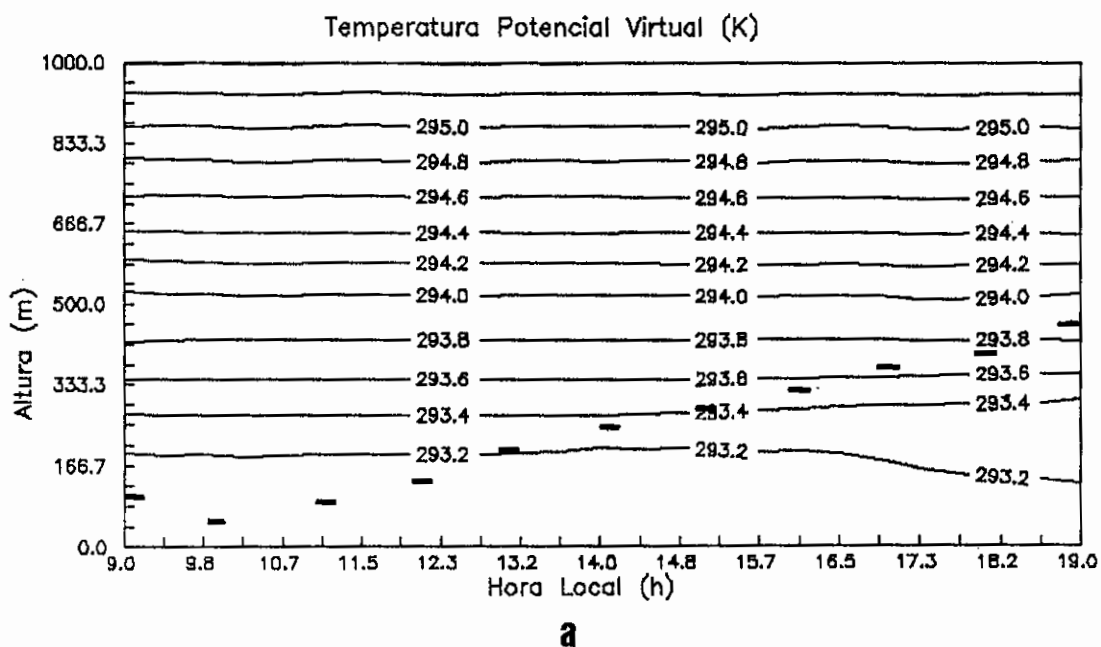


Fig. 5.2 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (CASO 1). (----) Altura da CLPAM.

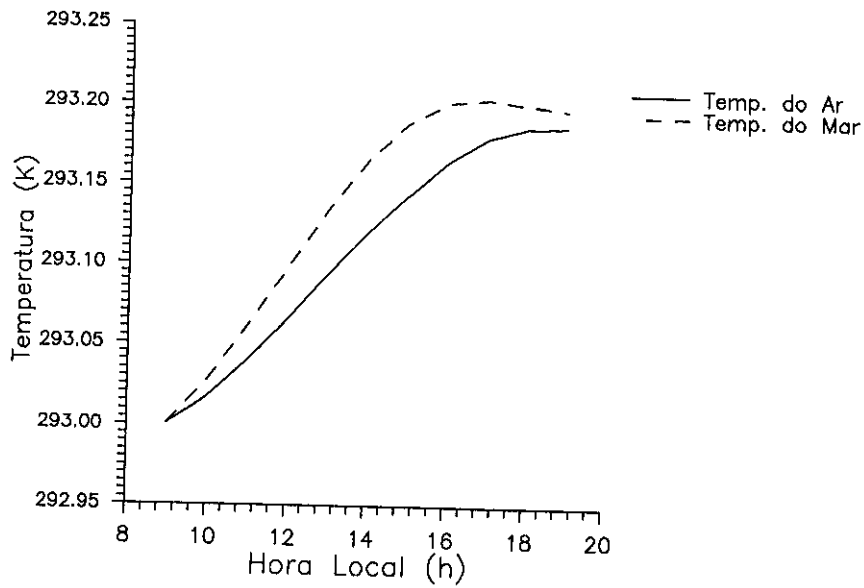
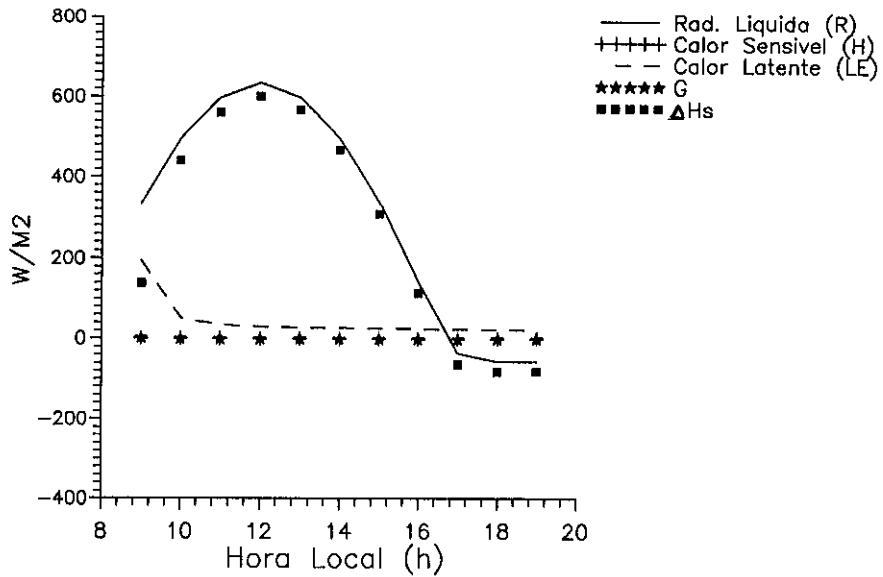
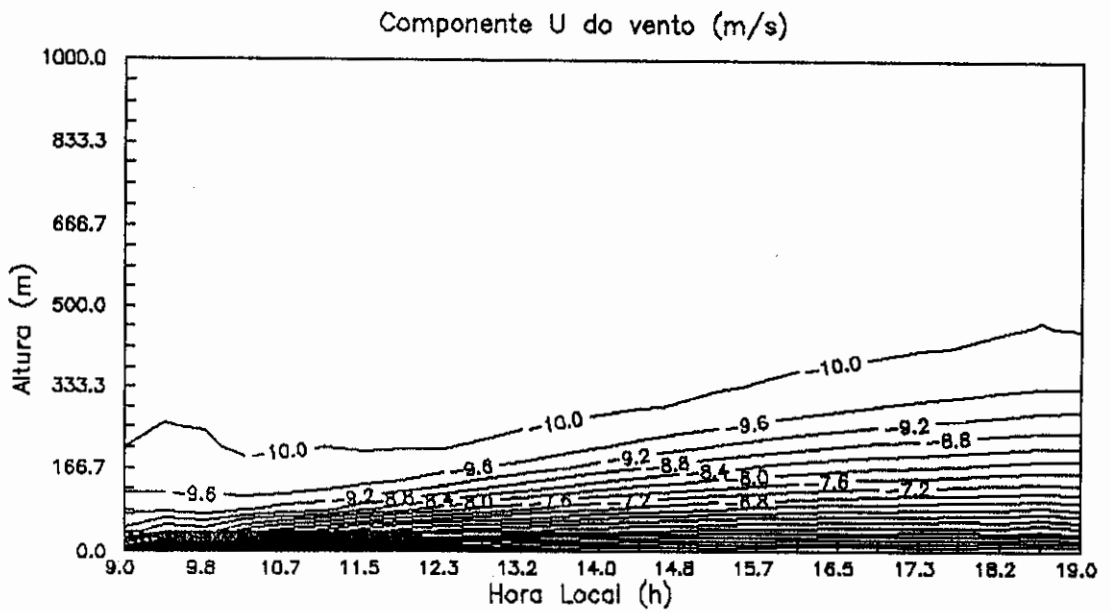
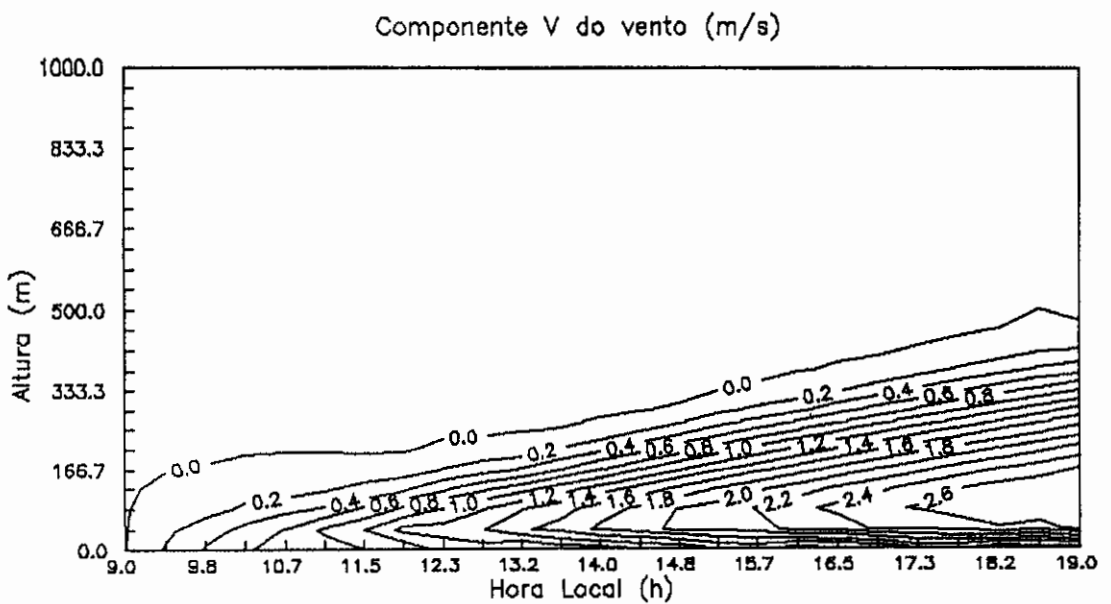
**c****d**

Fig. 5.2 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO (CASO 1).



e



f

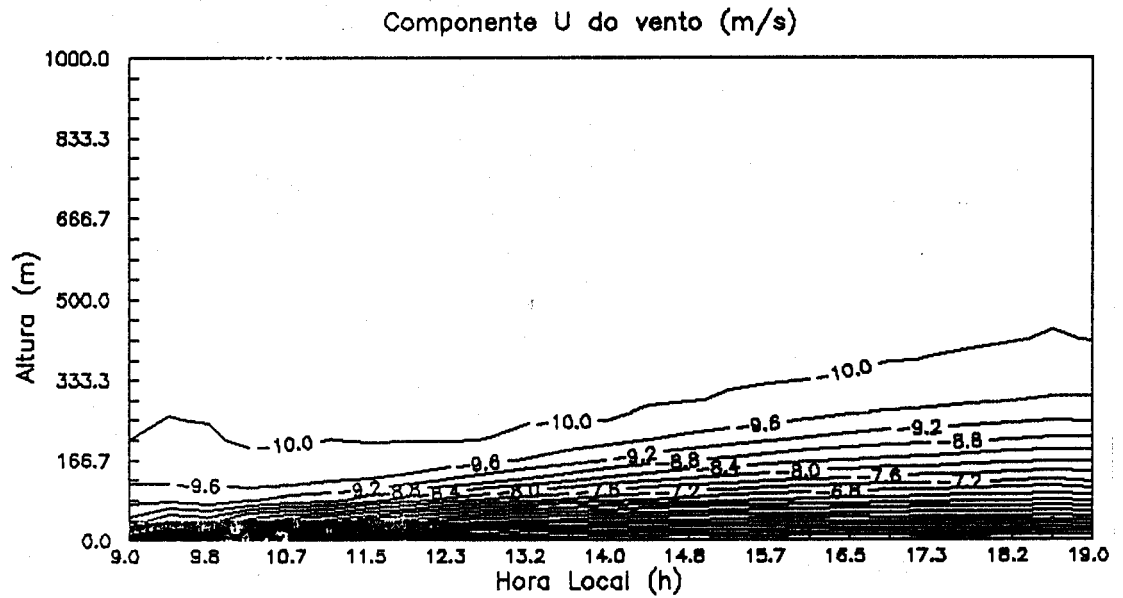
Fig. 5.2 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento (CASO 1).

e o valor geostrófico ($u_g > u$).

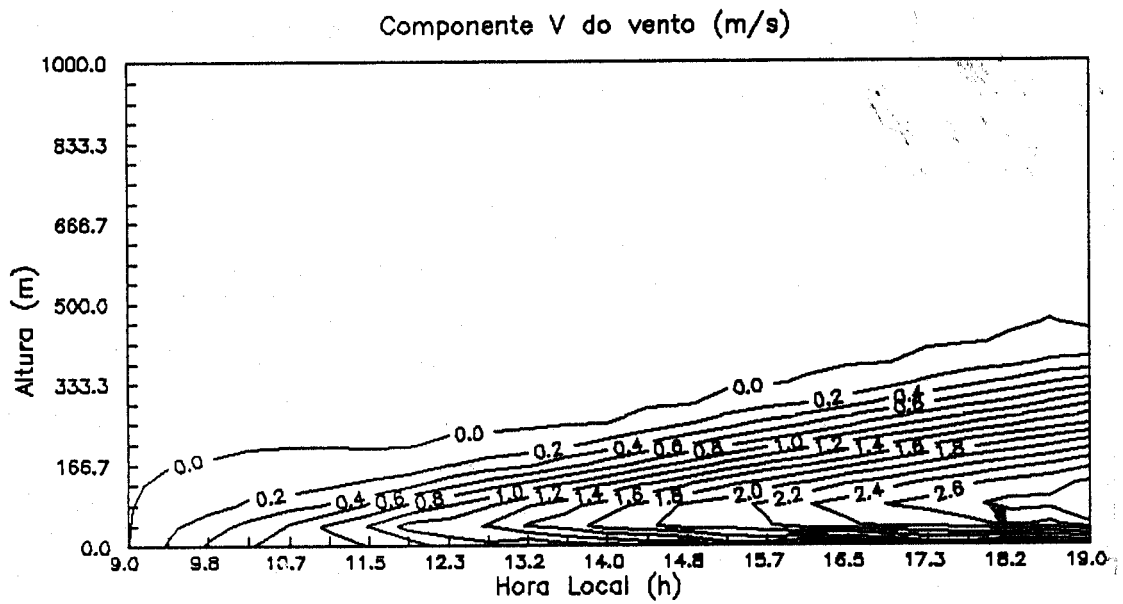
As Figuras 5.3 a-f mostram os resultados para o caso 2. Observa-se uma significativa diminuição da temperatura durante a simulação, como consequência do fluxo de calor sensível em direção à superfície. Neste caso, o termo de produção mecânica não é suficiente para superar a perda de ECT, e assim, gerar turbulência. O aumento da CLPAM também é devido à ação da velocidade do vento. O gráfico da evolução da umidade com o tempo mostra que a estabilidade tem importante papel na regulação do fluxo de umidade para a atmosfera. A estabilidade inibe a formação da CMA e, deste modo, o fluxo de umidade. Assim, no caso estável, há um pequeno aumento da umidade, quando comparado aos demais casos. Os fluxos de calor sensível e latente são semelhantes, em ordem de magnitude, embora de sinais contrários (Fig. 5.3d). Isto implica numa diminuição da temperatura do ar (1.5 K) e um aumento na temperatura do oceano de 0.22 K (Fig. 5.3c). As componentes zonal e meridional do vento apresentam comportamento semelhante ao caso 1.

Os resultados do modelo para o caso 3 são mostrados nas Figuras 5.4a-f. Observa-se a formação de uma CMA com topo em torno de 500 metros. Este resultado é consistente com as observações (cap. 2, Fig. 2.6), se considerarmos que radiação solar incidente no caso das simulações foi determinada para casos de céu claro, bem como com o valor médio encontrado por Fitzjarrald e Garstang (1981), 500 metros (os quais estudaram a estrutura da CLPA, utilizando dados do GATE, em condições não perturbadas). Neste caso, as forças térmica e mecânica contribuem para o aumento da CLPAM.

A evolução da umidade mostra um significativo aumento com o tempo. Há, neste caso, dois fortes gradientes

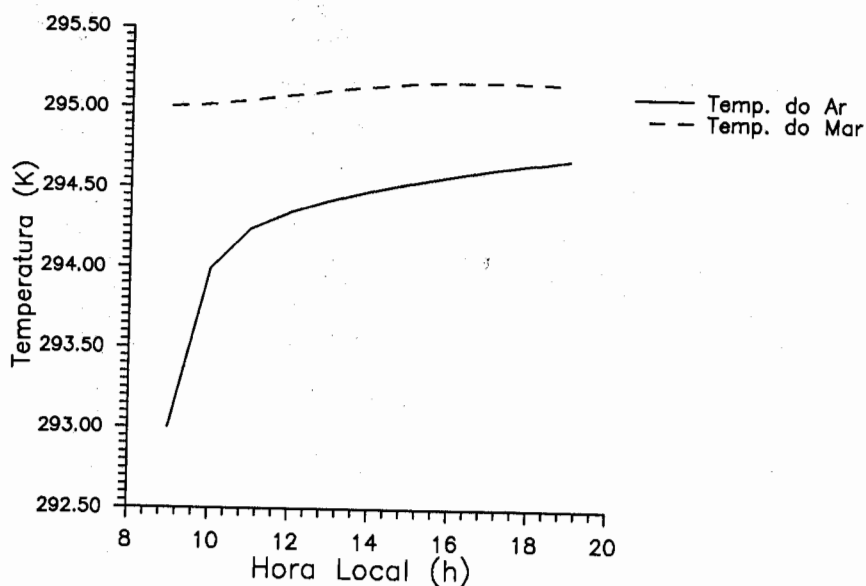


e

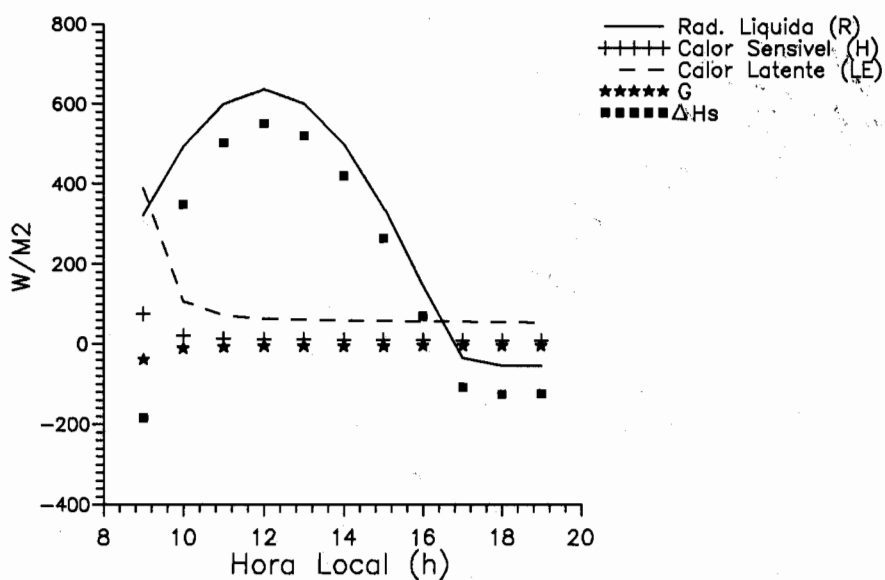


f

Fig. 5.3 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento (CASO 2).

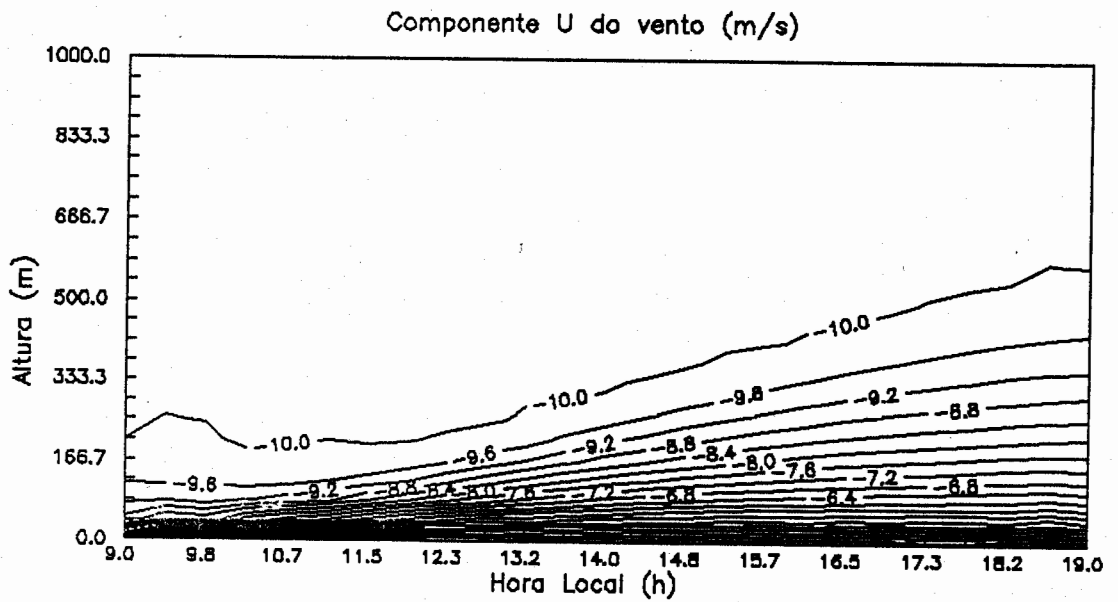


c

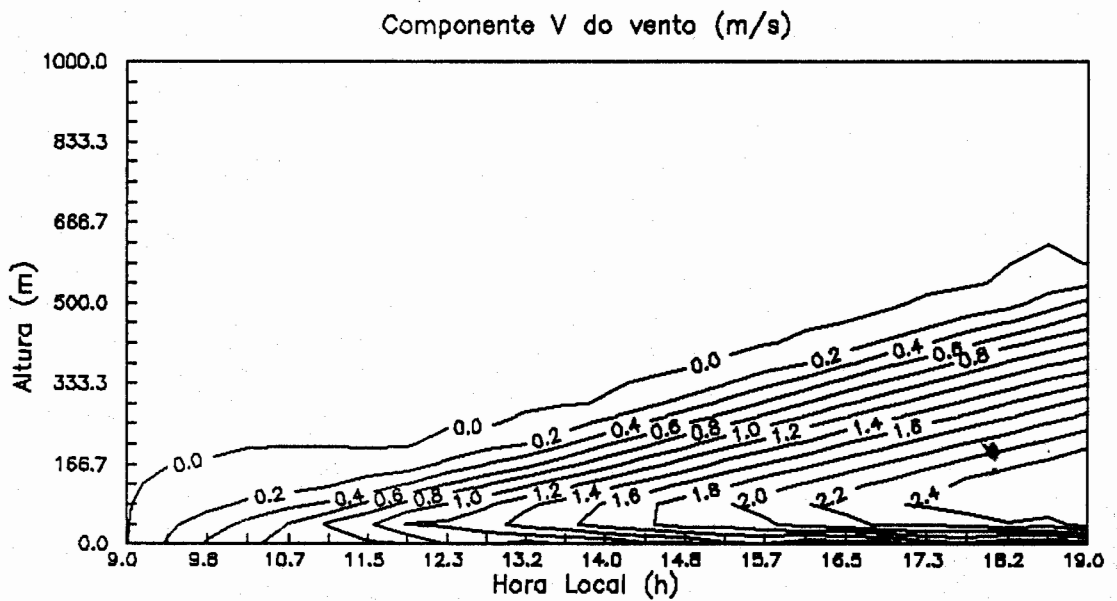


d

Fig. 5.4 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO (CASO 3).



b



f

Fig. 5.4 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento (CASO 3).

de umidade: um à superfície, principal fonte de umidade para a atmosfera e outro em torno de 500 metros, onde há o entranhamento de ar mais seco para dentro da CMA.

A temperatura da CMO varia menos neste caso, quando comparado aos casos 1 e 2, com flutuações da ordem de 0.17 K. Isto está associado ao fato dos fluxos turbulentos da superfície para a atmosfera serem maiores neste caso. Estes fluxos são, também, responsáveis pelo aumento de 1.5 K na temperatura do ar (Fig. 5.4c). As componentes zonal e meridional apresentam as mesmas características que os dois casos anteriores. Entretanto, neste caso, os fluxos de momentum são maiores atingindo níveis ligeiramente mais altos.

As Figuras 5.5a-f mostram os resultados do modelo para o caso 4. Como no caso 3, observamos a formação de uma CMA, com topo em 500 metros, ligeiramente mais fria e seca. Isto é consequência da diminuição dos fluxos de calor sensível e latente a um valor igual à metade do caso anterior devido ao perfil inicial do vento utilizado.

Os resultados do modelo para o caso 5 são apresentados nas figura 5.6a-f. Analisando estas Figuras, observamos que a variação de Z_0 como função de u_* (Fig. 5.7, utilizando a relação de Charnock), não parece modificar a estrutura média da atmosfera, pelo menos no intervalo de valores obtidos. Os valores encontrados na simulação são próximos àqueles utilizados por Fitzjarrald e Garstang, 1981, (0.0002 m) e por Chu e Garwood, 1991, (0.00015 m).

Deve-se ressaltar, no entanto, que as ondas na superfície do mar não dependem somente de u_* , mas variam com a profundidade do local, a duração do vento e com a condição de pista (Johnson e Vested, 1992).

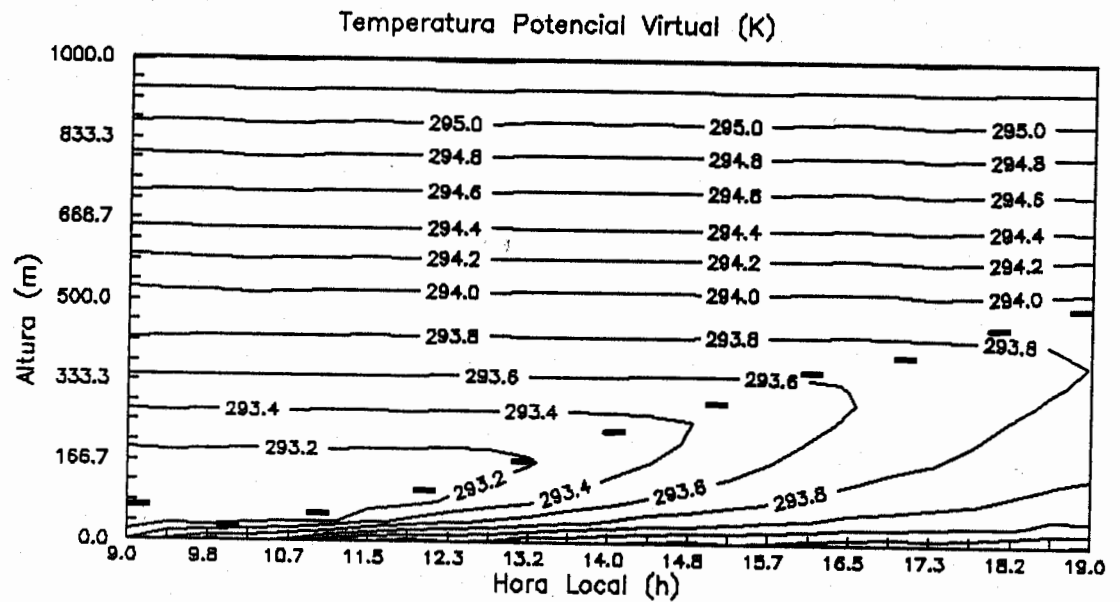
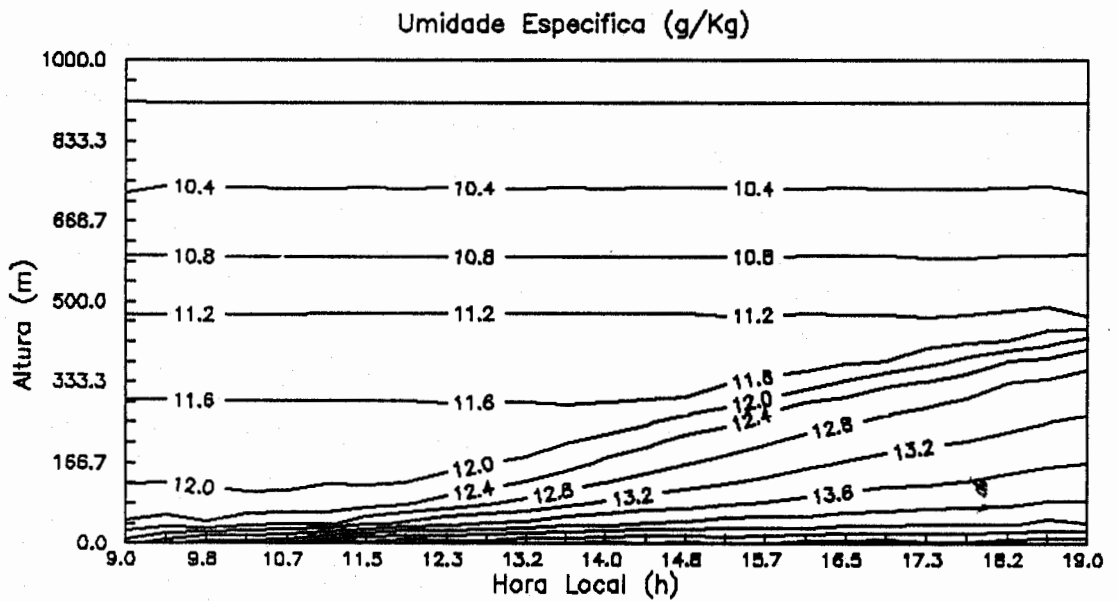
**a****b**

Fig. 5.5 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (CASO 4). (----) Altura da CLPAM.

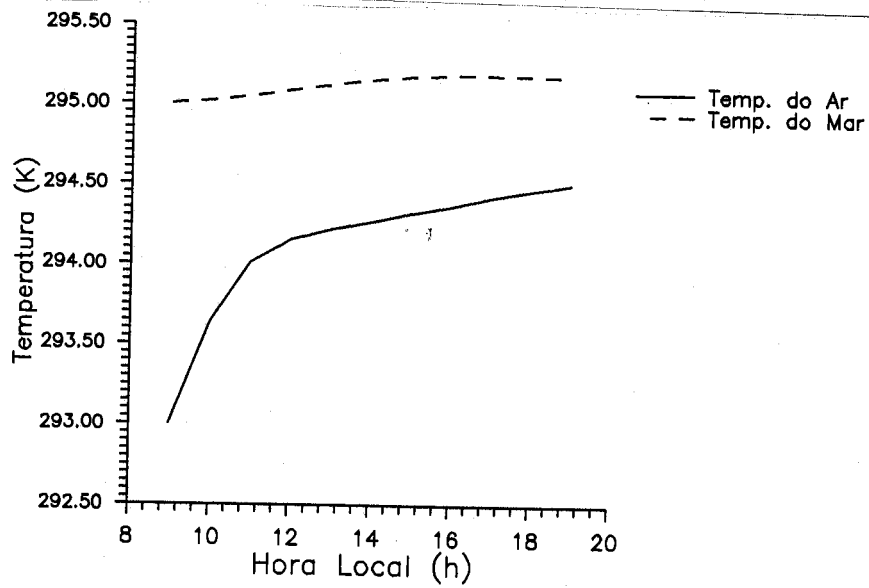
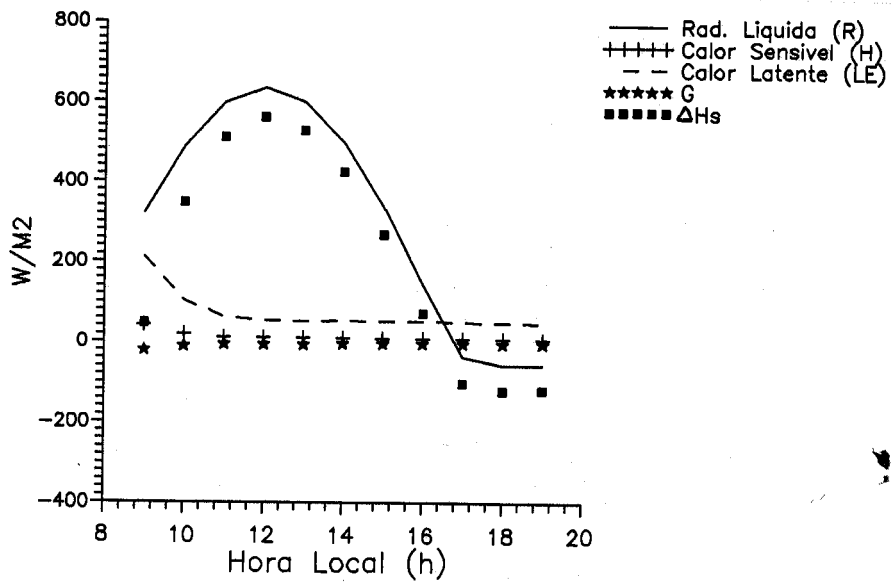
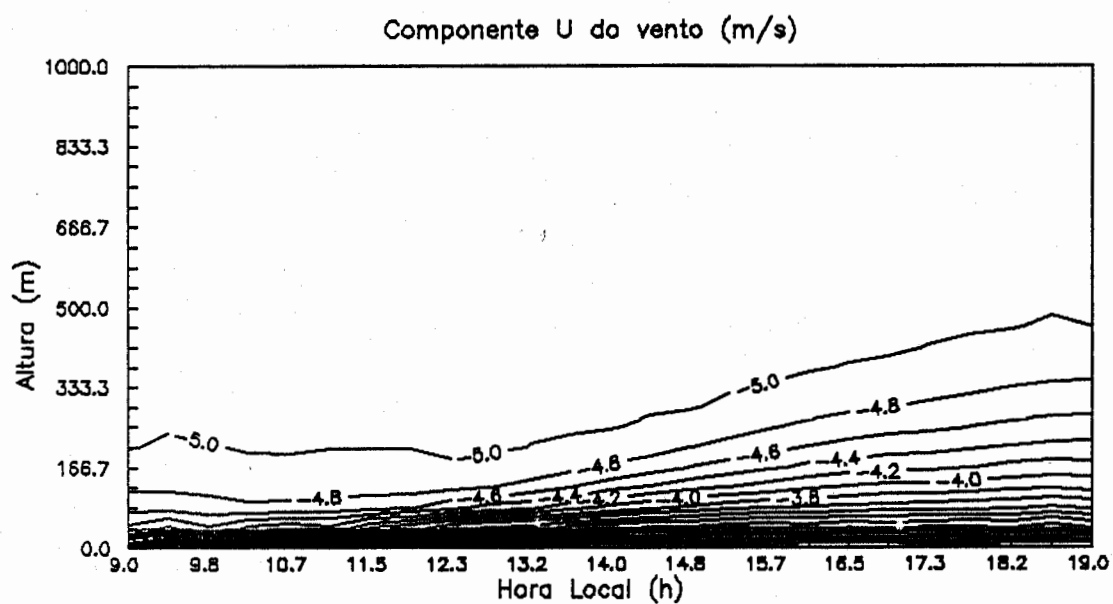
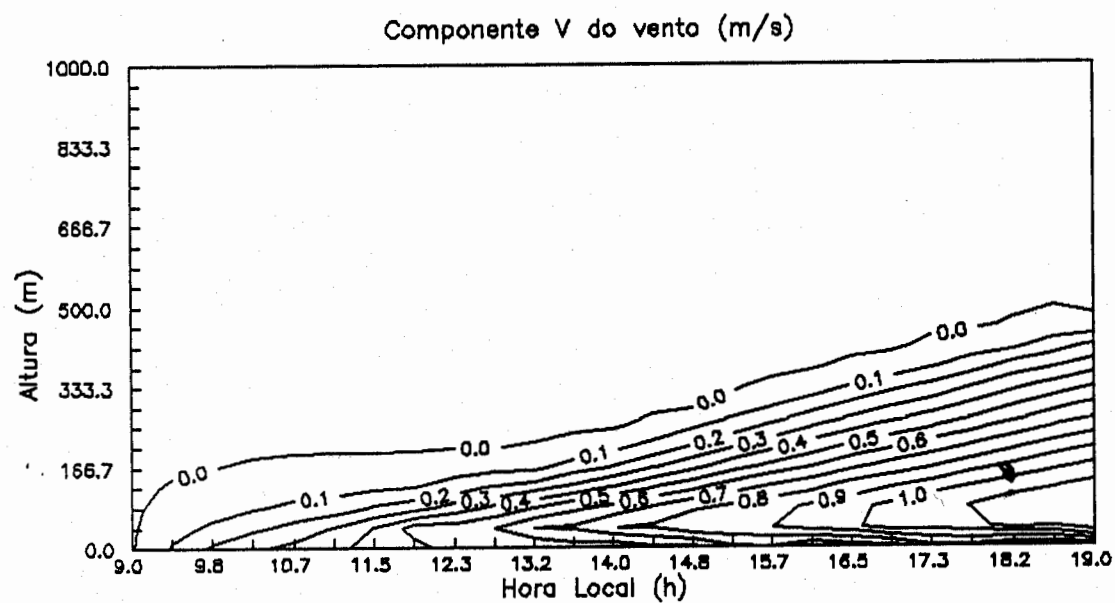
**c****d**

Fig. 5.5 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO (CASO 4).

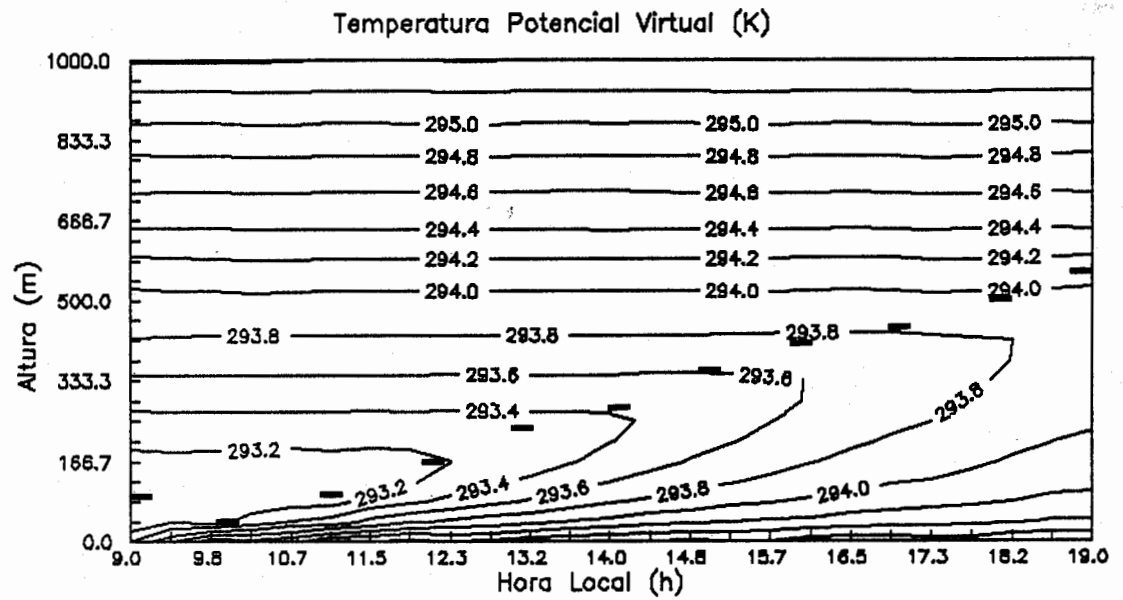


e

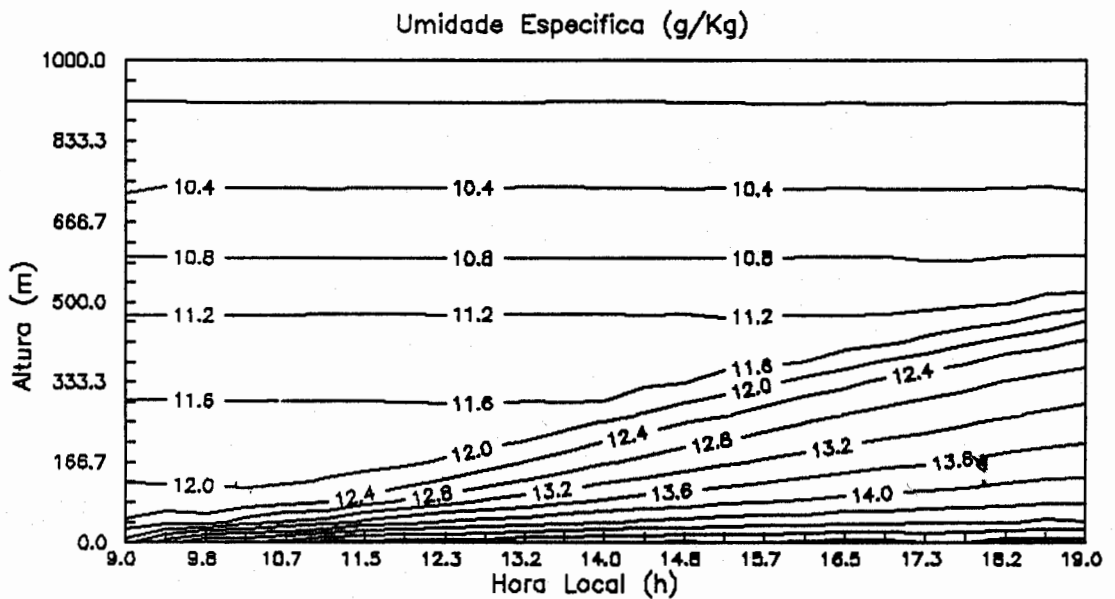


f

Fig. 5.5 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento (CASO 4).

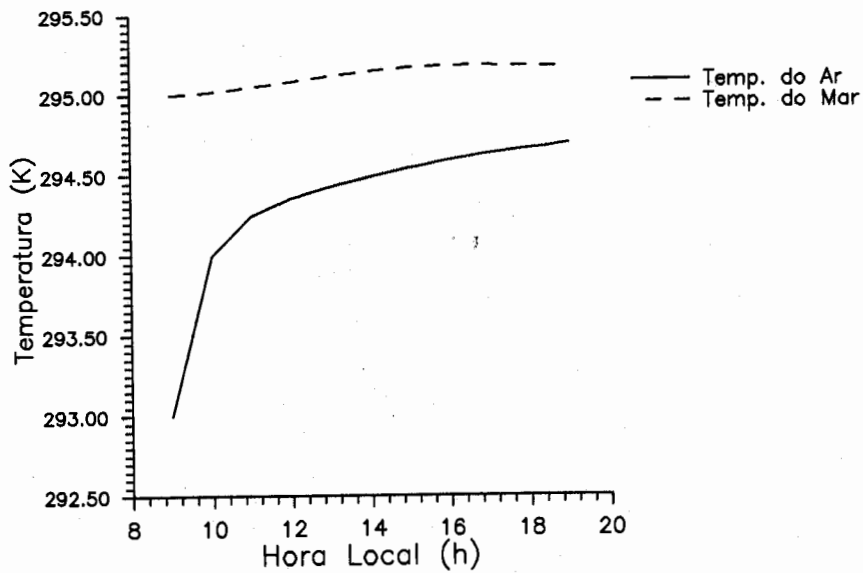


a

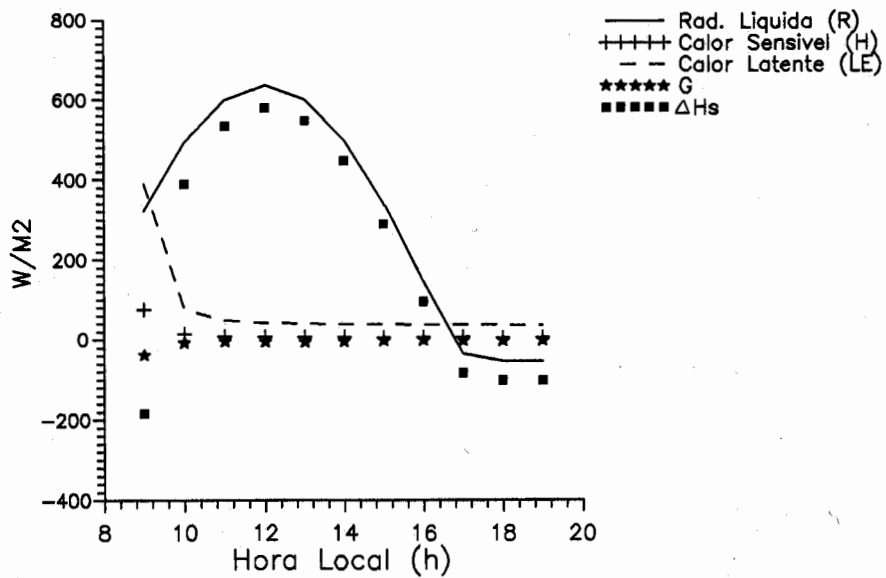


b

Fig. 5.6 - Evolução temporal da (a) temperatura potencial virtual (K) e (b) umidade específica (g/Kg) (CASO 5). (----) Altura da CLPAM.

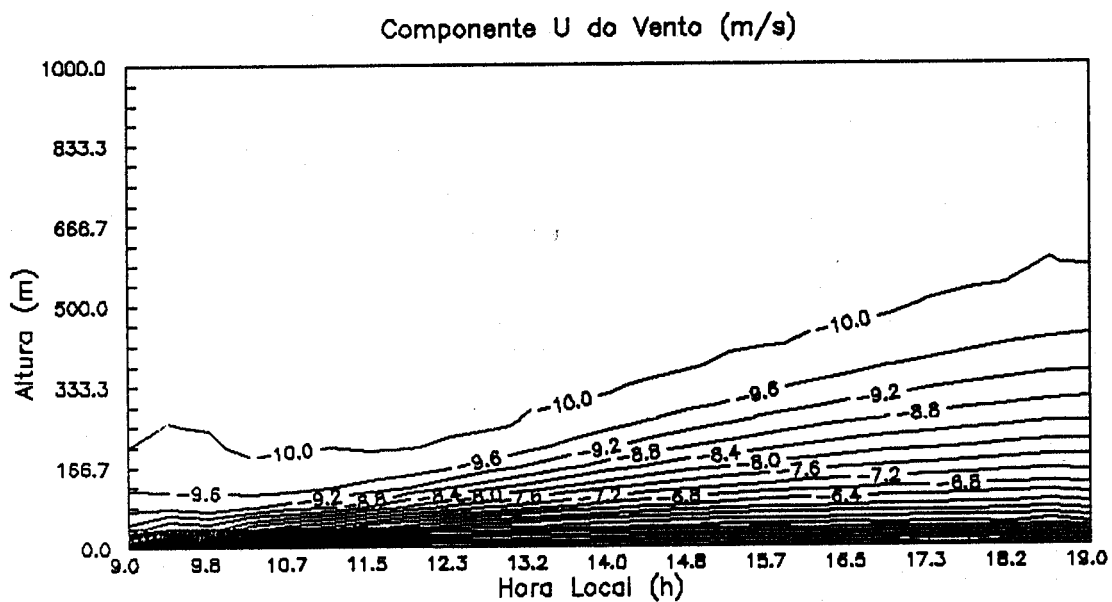


c

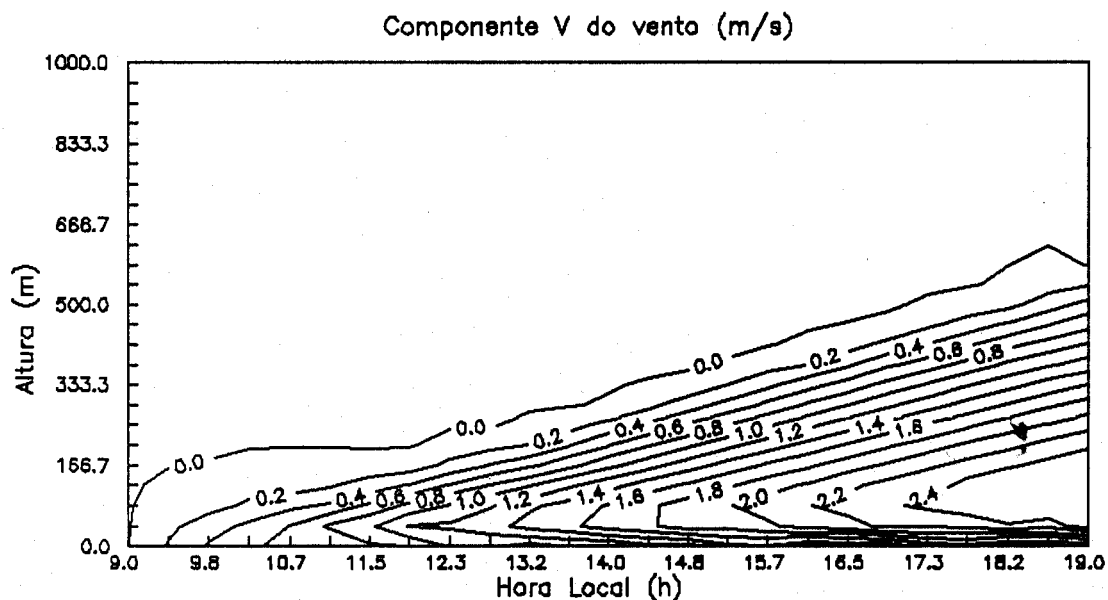


d

Fig. 5.6 - Evolução temporal da (c) temperatura do ar e do mar, (d) balanço de energia na CMO (CASO 5).



e



f

Fig. 5.6 - Evolução temporal das componentes (e) zonal e (f) meridional do vento (CASO 5).

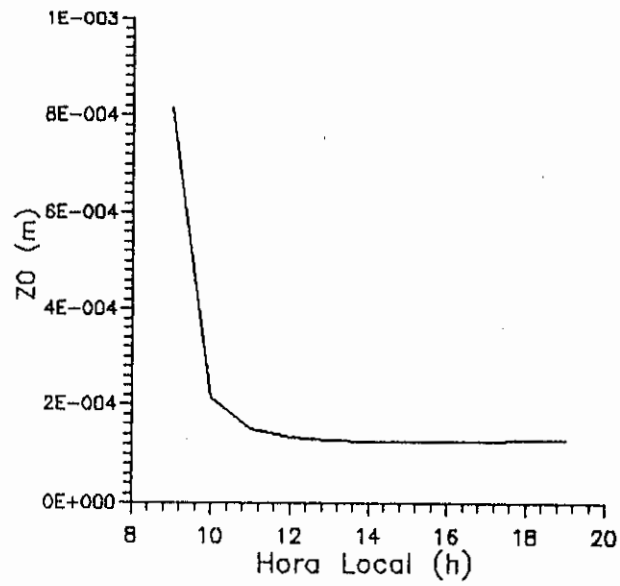


Fig. 5.7 - Evolução temporal do comprimento de rugosidade (CASO 5).

5.2 Variáveis turbulentas

As Figuras 5.8a-d mostram os perfis das covariâncias para os 5 casos obtidos após 3 horas de integração numérica, ou seja, 12 horas, hora local.

Os valores de u_* , θ_* e q_* utilizados para adimensionalizar os perfis das variâncias e covariâncias, foram determinados a partir dos fluxos no segundo nível do modelo. Isto foi feito porque o método bulk subestimou os valores em superfície. Uma possível explicação para estes resultados pode ser a não inclusão da influência das características das ondas no cálculo do coeficiente de arrasto.

De acordo com McBean et al., 1979, como a estabilidade acima da água é aproximadamente neutra, o efeito da rugosidade da superfície e os parâmetros de onda teriam um efeito maior do que a estabilidade sobre o coeficiente de arrasto. Kitaigorodski (1970) mostrou que a tensão de Reynolds, para velocidade do vento constante, depende das ondas através da relação μ/u_* onde μ é a velocidade de fase da onda. Hicks et al. (1974) mostraram que o coeficiente de arrasto é menor para águas rasas do que para águas profundas. Assim, parece importante incluir as características das ondas nos estudos do coeficiente de arrasto.

Os valores de u_* , θ_* , q_* utilizados para adimensionalizar as variâncias e covariâncias e Z_1 utilizado para a altura são mostrados na tabela 5.3.

Os fluxos de calor são mostrados na figura 5.8a. Nesta, observa-se que, nos casos 3, 4 e 5 os perfis de $\overline{w\theta}$ apresentam valores positivos indicando fluxos da superfície para a atmosfera, os quais decaem linearmente

com a altura. A inclinação deste perfil implica num aumento de temperatura da atmosfera com o tempo. O caso 2, ao contrário, mostra um fluxo de calor em direção à superfície (θ_* é positivo, Fig. 5.9b). A inclinação, neste caso, indica uma diminuição da temperatura do ar com o tempo. Isto é consistente com os campos de temperatura observados (ver a evolução da temperatura nos campos médios).

Os perfis dos fluxos de umidade, figura 5.8b, decaem de maneira aproximadamente linear com a altura. Como nos casos dos fluxos de calor sensível, estes perfis indicam um aumento de umidade com o tempo, o que também está de acordo com os campos de umidade obtidos.

As Figuras 5.8c-d mostram os perfis verticais de $\overline{uw}$ e $\overline{vw}$ respectivamente. Estes fluxos têm sinal de modo a indicar transferência de momentum da atmosfera em direção à superfície. Assim, o fluxo é positivo em 5.8c porque a componente zonal do vento é de leste (ou seja, u é negativo). Do mesmo modo, $\overline{vw}$ é negativo em superfície atingindo um máximo, positivo, coincidente com o jato na componente meridional.

**TABELA 5.3 - ESCALAS UTILIZADAS PARA ADMENSIONALIZAR
AS VARIÂNCIAS, COVARIÂNCIAS E ALTURA**

	u_* (m/s)	θ_* (K)	q_* (g/Kg)	Z_1 (m)
CASO 1	0.268	-0.0024	-0.0585	152
CASO 2	0.261	0.039	-0.0145	149
CASO 3	0.28	-0.0568	-0.122	164
CASO 4	0.162	-0.0787	-0.164	102
CASO 5	0.28	-0.057	-0.123	166

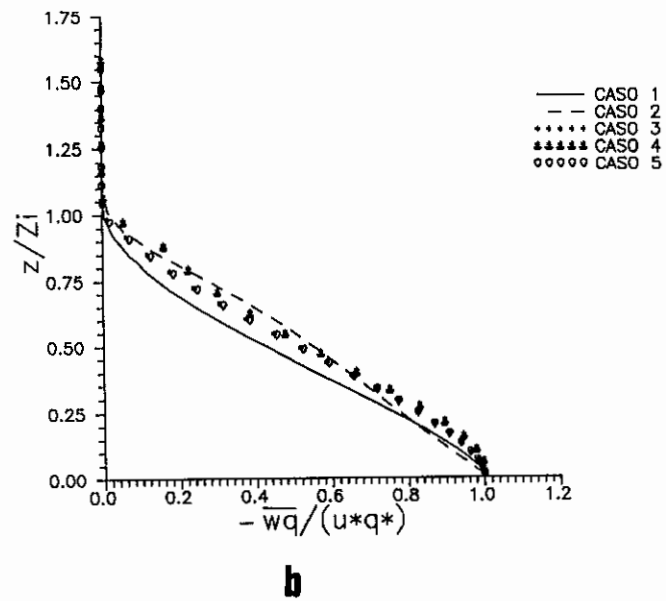
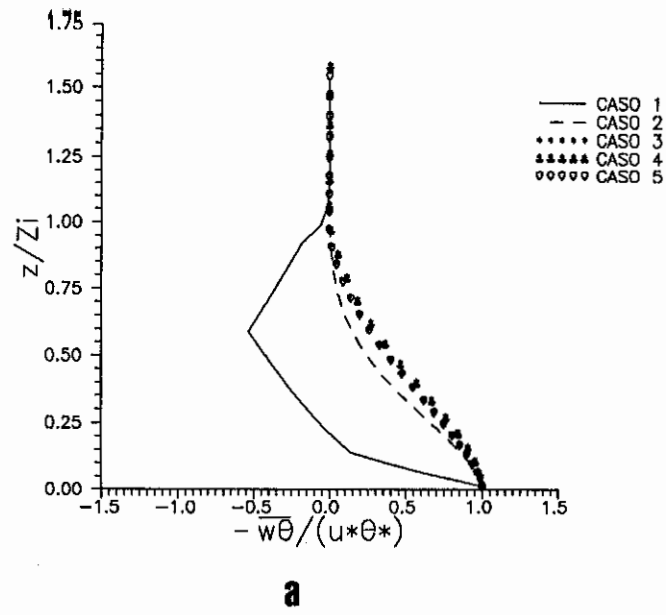


Fig. 5.8 - Perfis verticais de fluxo vertical de (a) calor sensível e (b) umidade para os cinco casos simulados com três horas de integração.

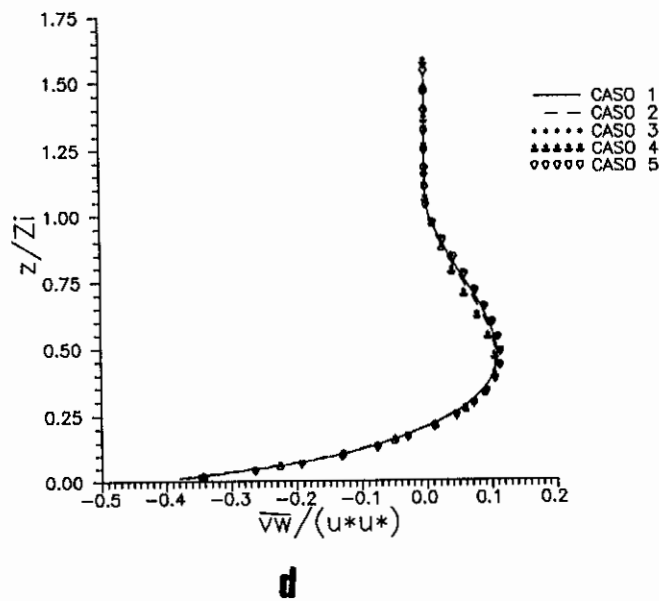
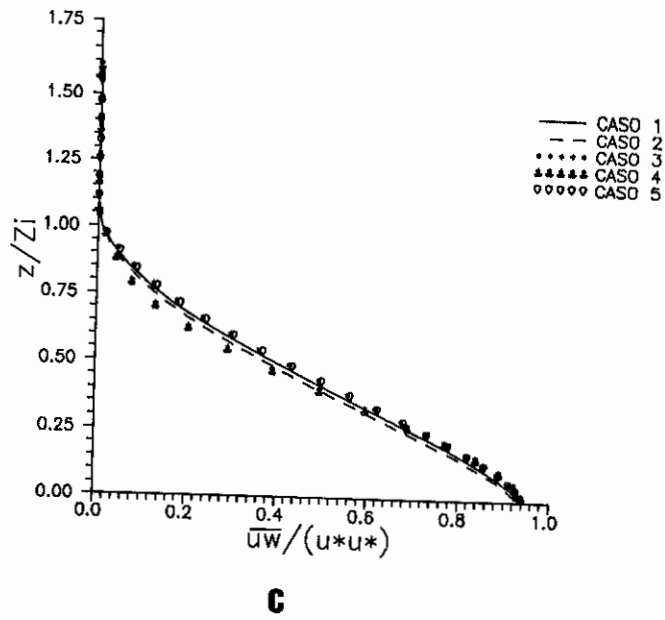
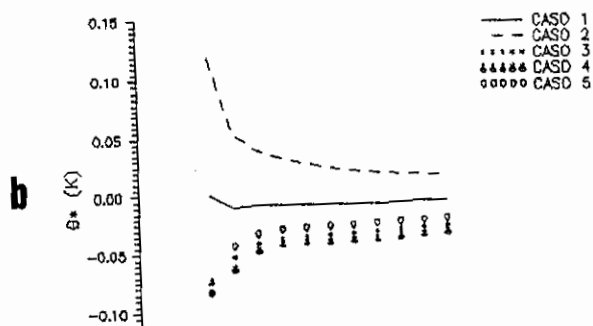
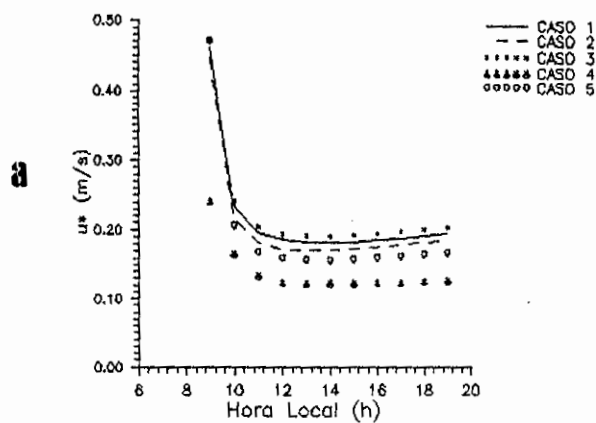


Fig. 5.8 - Perfis verticais de fluxo vertical da componente (c) zonal e (d) meridional do vento para os cinco casos simulados com três horas de integração.



As variâncias de temperatura são mostradas na Figura 5.10a. Nesta, observa-se que os maiores valores encontram-se à superfície em todos os casos. Isto ocorre porque os maiores gradientes estão em superfície (ver campos médios). É interessante observar o mínimo de variância no perfil do caso 1. Este está associado ao perfil inicial de temperatura, aproximadamente adiabático na parte inferior da camada limite planetária.

A Figura 5.10b mostra as variâncias de umidade. Nesta observa-se que a maiores variâncias encontram-se à superfície, fonte de umidade para a atmosfera. Os grandes valores encontrados para o caso 2, podem estar associados aos pequenos fluxos de umidade à superfície, o que permite que a atmosfera mantenha grandes gradientes de umidade em toda a CLP.

As variâncias das componentes zonal, meridional e vertical são apresentadas nas Figuras 5.10 c-e. Para todos os casos o valor máximo encontra-se em superfície. Considerando que a ECT por unidade de massa é igual a 0.5 ($\overline{uu} + \overline{vv} + \overline{ww}$), observa-se que a ECT é maior à superfície, decaindo de maneira aproximadamente linear com a altura. Este perfil é típico de períodos noturnos ou de ocasiões em que a forçante mecânica é maior que a forçante térmica, ou seja em condições de mistura mecânica (Stull, 1988). Isto sugere que as camadas de mistura atmosféricas simuladas, casos 3, 4 e 5, foram geradas pela forçante mecânica.

Este resultado indica que a CMA observada durante o experimento teria sido advectada do continente com a entrada da frente fria. Com efeito, observando-se a figura 2.6, nota-se que com a entrada do sistema frontal há um resfriamento e secamento da atmosfera o que caracteriza

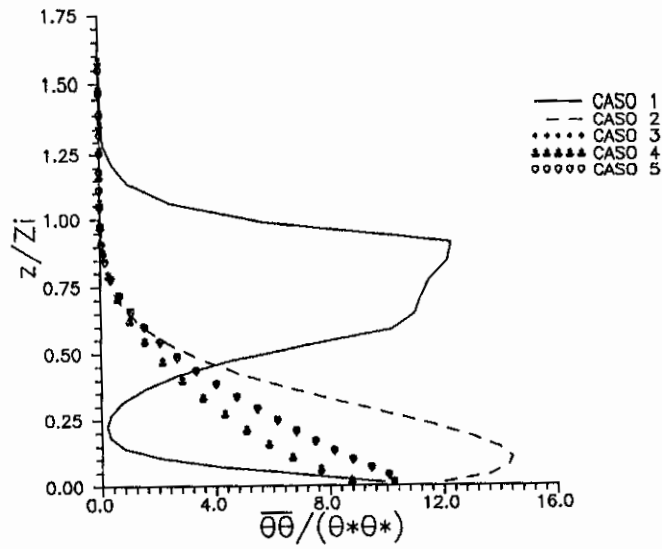
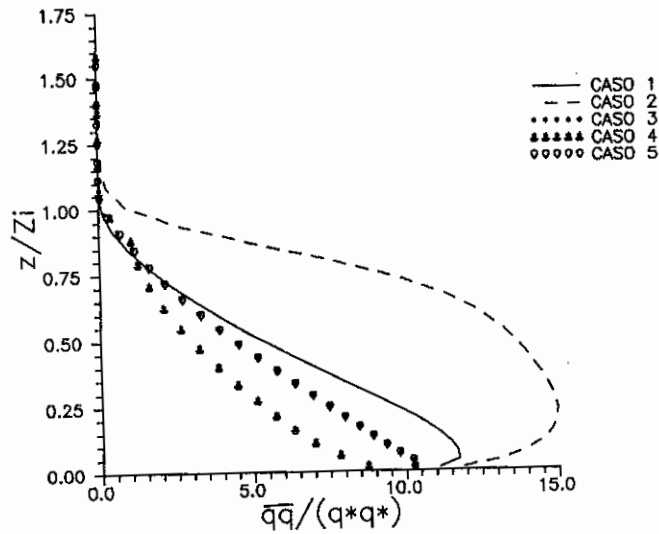
**a****b**

Fig. 5.10 - Perfis verticais da variância de (a) temperatura e (b) umidade para os cinco casos simulados com três horas de integração.

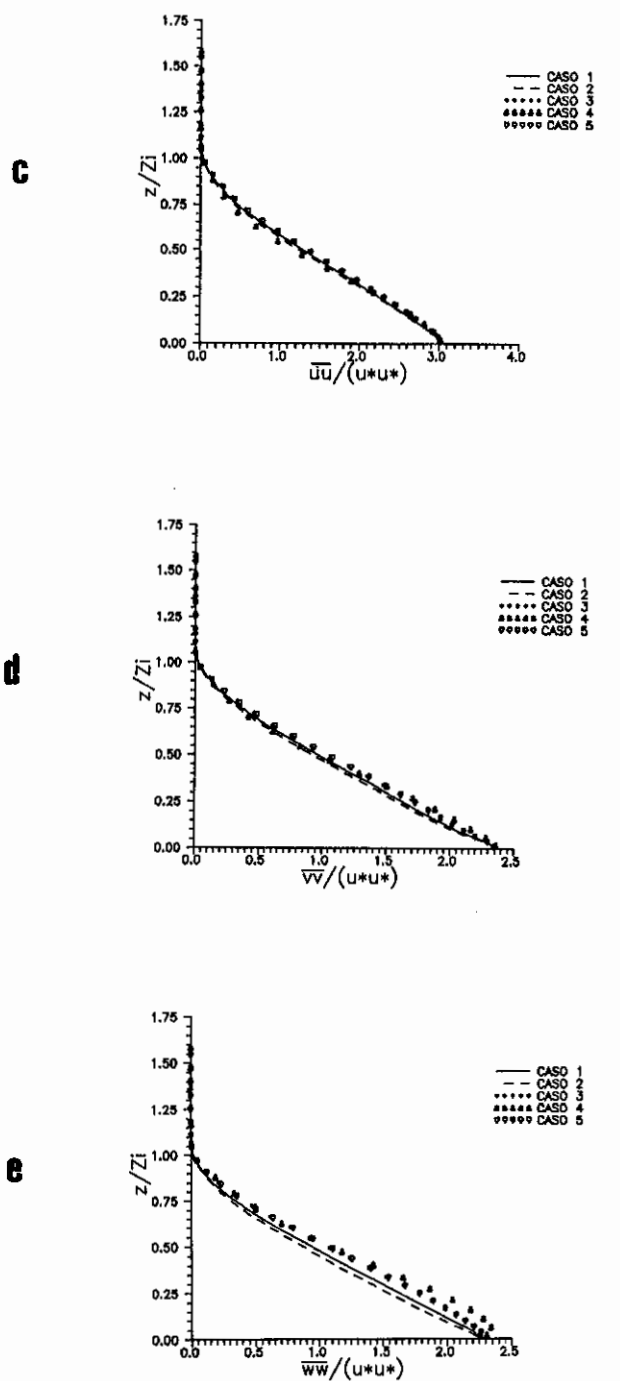


Fig. 5.10 - Perfis verticais da variância da (c) componente zonal (d) meridional e (e) vertical para os cinco casos simulados com três horas de integração.

a advecção de uma massa de ar continental.

5.3 A profundidade da CMO

Há dois fatores locais que determinam o crescimento da CMO: o primeiro é a forçante térmica. Quando o balanço de energia é responsável por um aquecimento da CMO, esta torna-se menos densa que a água abaixo, tendendo a inibir os fluxos turbulentos e, assim, o aprofundamento da camada. Quando há um resfriamento da CMO, esta torna-se mais densa tendendo a gerar turbulência e a aprofundar a CMO (Pereira et al., 1988). O segundo fator é a intensidade do vento (forçante mecânica). O aumento da intensidade do vento gera turbulência e, assim, favorece o crescimento da CMO. Outro fator determinante no crescimento da CMO é a própria profundidade da camada, como pode ser visto da equação 4.15, capítulo 4. Assim, quanto maior for a camada, menor será o seu aprofundamento tendendo a um valor de equilíbrio.

O modelo reproduz bem o impacto da estabilidade da atmosfera no crescimento da CMO (Fig. 5.11). A camada tende a se aprofundar mais nos casos convectivos, nos quais os fluxos turbulentos são maiores e a camada é mais fria (e densa), quando comparado, por exemplo, ao caso 2 onde os fluxos turbulentos são pequenos. O papel predominante da forçante mecânica no crescimento da CMO pode ser observado no pequeno aprofundamento ocorrido no caso 4. A diminuição na rugosidade (caso 5), função da intensidade do vento, causa uma redução no aprofundamento da camada.

Comparando os resultados das simulações às observações, estes indicam que a forçante mecânica (vento) não é capaz de gerar o aprofundamento observado de 50 metros da CMO (fig. 2.7). Deste modo, a advecção das águas

quentes da corrente do Brasil e costeiras e a consequente subsidência da água de ressurgência (ACAS) atua de maneira a intensificar o crescimento da CMO.

(Uma simulação feita com o modelo precisou de 600 horas para gerar uma CMO semelhante à observada).

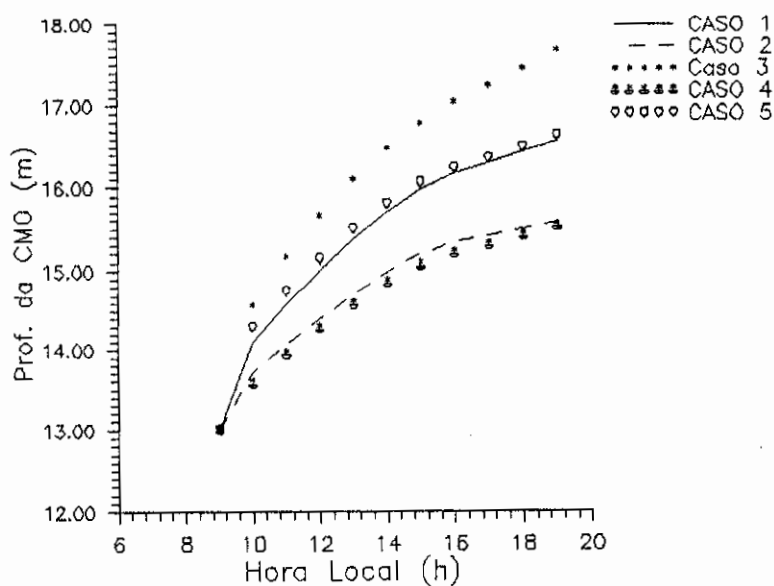


Fig. 5.11 - Evolução temporal da CMO para os cinco casos simulados.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

O objetivo deste estudo foi investigar a evolução temporal e espacial (vertical) da camada limite planetária atmosférica sobre o oceano em regiões subtropicais da costa brasileira utilizando-se um modelo de fechamento de segunda ordem, proposto por Mellor e Yamada (1982). Este foi acoplado a um modelo de camada de mistura oceânica, tipo integrado, para determinar a temperatura da CMO em termos do balanço de energia no oceano (Zilitinkevich et al., 1979).

Um estudo observacional (capítulo 2) foi feito a partir dos dados obtidos na campanha de julho de 1992. Embora as medidas tenham sido feitas durante a passagem de um sistema frontal, algumas características gerais podem ser definidas:

1) - A camada Limite Planetária atmosférica apresentou-se rasa, quando comparada àquelas observadas em terra. A entrada de um sistema frontal foi responsável pela grande variabilidade observada na CMA;

2) - Os dados de velocidade do vento e as simulações numéricas indicam que a camada de mistura atmosférica de 1000 metros foi advectada do continente;

3) - O aquecimento de 1 K da CMO observado durante a passagem do sistema frontal é resultante da subsidência da água de ressurgência, caracterizada como Água Central do Atlântico Sul (ACAS) e advecção de águas quentes da corrente do Brasil e águas costeiras;

4) - Com a passagem do sistema frontal, a inversão da

direção do vento de E-NE para S-SW e a subsidência da ACAS, foi observado o aprofundamento e aquecimento da CMO. Este mecanismo foi caracterizado como a fase de subsidência da ressurgência de acordo com Gonzales-Rodriguez et al., 1991;

O estudo numérico da CLPA e CMO indica que:

5) - Os fluxos de calor sensível, latente e radiativos bem como as variações diurnas da temperatura da CMO, são consistentes com as observações realizadas, por exemplo durante o GATE (LeMone, 1980);

6) - A altura da CMA simulada é semelhante às observações feitas durante o experimento, bem como com a observada por Fitzjarrald e Garstang (1981) para condições de tempo bom;

7) - Os perfis verticais das variâncias das componentes zonal, meridional e vertical da velocidade do vento modelados são semelhantes àqueles para períodos em que a forçante mecânica é o fator determinante na formação da CMA. Isto parece indicar que a CMA formada no oceano é gerada principalmente devido à mistura mecânica (vento);

8) - A profundidade da CMO é fortemente influenciada pela estabilidade da atmosfera. Quando a convecção é maior, há mais turbulência e, conseqüentemente, mais mistura. Deste modo o crescimento é maior que, por exemplo, nos casos estáveis, quando os fluxos turbulentos são inibidos pela estabilidade. Este mecanismo foi bem representado pelo modelo;

9) - Os resultados obtidos com as simulações indicam que o aprofundamento da CMO observado durante o experimento deveu-se, principalmente, à subsidência da ACAS. No oceano,

ascensão de águas inibe a formação da CMO e a subsidência intensifica esta formação.

De acordo com os resultados alcançados, sugerem-se, para estudos posteriores:

1) A realização de campanhas de medidas naquela região em diferentes períodos, com o objetivo de melhor caracterizar a estrutura da CLPAM. Deve ser ressaltado que a campanha descrita neste trabalho foi feita durante a passagem de um sistema frontal;

2) Como o método bulk subestima os cálculos de u_* , θ_* e q_* , propõe-se a utilização da teoria de Monin Obukhov para a determinação destes parâmetros;

3) A utilização do modelo para diagnosticar as condições de propagação eletromagnética na atmosfera.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Augstein E.; Riehl H.; Ostapoff F.; Wagner, V. Mass and Energy Transports in an Undisturbed Atlantic Trade Wind Flow. *Monthly Weather Review*, 101(2):101-111, Feb. 1973.
- Ball, F.K. Control of Inversion Height by Surface Heating. *Quarterly Journal Royal Meteorological Society*, 86(370):483-494, Oct. 1960.
- Betts, A.K.; Albrecht, B.A. Conserved Variable Analysis of the Convective Boundary Layer Thermodynamic Structure over the Tropical Oceans. *Journal of Atmospheric Sciences*, 44:83-99, Jan. 1987.
- Blackadar, A.K. The Vertical Distribution of Wind and Turbulence Exchange in Neutral Atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 67(8), 3095-3102, July 1962.
- Brümmer, B. Mass and Energy Budgets of 1 Km High Atmospheric Box over the GATE C-scale Triangle During Undisturbed and Disturbed Conditions. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 997-1011, 1978.
- Burridge, D.M.; Gadd, A.J. The Meteorological Office Operational 10 level Numerical Weather Prediction Model. London, British Met. Office, Dec. 1974. 57 p. (Tech. Notes N. 12 e 48).
- Cogley, J.G. The Albedo of Water as Function of Latitude. *Monthly Weather Review*, 107(6):775-781, June 1979.

- Chu, P.C.; Garwood Jr., R.W. On the Two - Phase thermod. of the Coupled Cloud - Ocean Mixed Layer. *Journal of Geophysical Research*, 96:3425-3436, Feb. 1991.
- Davis, R.E.; Halpern, D.; Niiler, P. Variability in the Upper Ocean During MILE. Part I: The Heat and Momentum Balances. *Deep-Sea Research*, 28A (12):1427-1451, Dec. 1981.
- Deardorff, J. Dependence of Air - Sea Transfer Coefficients on Bulk Stability. *Journal of Geophysical Research*, 73(8): 2549-2557. Apr.1968.
- Esbensen, S. Bulk Thermodynamic Effects and Properties of Small Tropical Cumuli. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35: 826-831. 1978.
- Firestone, J.K.; Albrecht, B.A. The Structure of the Atmospheric Boundary Layer in the Central Equatorial Pacific during January and February of FGGE. *Monthly Weather Review*, 114 (11):2219-2231, Nov. 1986.
- Fitzjarrald, D.R. New Applications of a Simple Mixed Layer Model. *Boundary Layer Meteorology*, 22(4):431-451, Apr. 1982.
- Fitzjarrald, D.R.; Garstang M. Vertical Structure of the Tropical Boundary Layer. *Monthly Weather Review*, 109(7): 1512-1526, July 1981.
- Garwood, R.W. An Oceanic Mixed Layer Model Capable of Simulation Cyclic States. *Journal of Physical Oceanography*, 7(3): 455-468, May 1977.

- Godfrey, J.S.; Nunez, M.; Bradley, E.F.; Coppin, P.A.; Lindstrom, E.J. On the Net Surface Heat Flux into the Western Equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 96:3391-3400, Feb.1991.
- Gonzalez-Rodrigues, E; Valentin, J. L.; André, D.L.; Jacob, S.A. Upwelling and Downwelling at Cabo Frio (Brazil): Comparison of Biomass and Primary Production Responses. *Journal of Plankton Research*, 14(2):289-306, 1992.
- Grant, H.L.; Moilliet, A.; Vogel, W.M. Some Observations of the Occurrence of Turbulence in and above the Thermocline. *Journal of Fluid Mechanics*, 34: 443-448. 1968.
- Hicks, B.B.; Drinkrow R.L.; Grouse, G. Drag and Bulk Transfer Coefficients Associated with a Shallow Water Surface. *Boundary Layer Meteorology*, 6:287-298, 1974.
- Holland, J.Z.; Rasmusson, B.M. Measurements of the Atmospheric Mass, Energy, and Momentum Budgets over a 500 Kilometer Square of Tropical Ocean. *Monthly Weather Review*, 101(1):44-55, Jan. 1973.
- Holt, T.; Raman, S. A Review and Comparative Evaluation of Multilevel Boundary Layer Parameterizations for First-Order and Turbulent Kinetic Energy Closure Schemes. *Reviews of Geophysics*, 26(4):761-780, Nov. 1988.
- Houze Jr., R.A. Structure and dynamics of a tropical squall line system observed during GATE. *Monthly Weather Review*, 105(12):1540-1567, Dec. 1977.

- Ivanoff, A. Oceanic Absorption of Solar Energy. In: Kraus, E.B., ed. *Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean*. Oxford, Pergamon Press, 1977. p. 47-71.
- Johnson, H.K.; Vested, H.J. Effects of Water Waves on Wind Shear Stress for Current Modeling. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 9:850-861, Dec. 1992.
- Kitaigorodsky, S.A. *The Physics of the Interaction between the Atmosphere and the Ocean*. Leningrado, Gidrometeoizdat, 1970, 284 pp.
- Klein, P.; Coantic, M. A Numerical Study of Turbulent Processes in the Marine Upper Layers. *Journal of Physical Oceanography*, 11(6): 849-863, June 1981.
- Kloesel, K.A.; Albrecht, B.A. Low-Level Inversions over the Tropical Pacific - Thermodynamic Structure of the Boundary Layer and the Above - Inversion Moisture Structure. *Monthly Weather Review*, 117(1):87-101, Jan.1989.
- Kondo, J. Heat Balance of the East China Sea during the Air Mass Transformation Experiment. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 54(6):382-398, Dec. 1976.
- Kondo, H.; Gambo, K. The Effect of the Mixing Layer on the Sea Breeze Circulation and the Diffusion of Pollutants Associated with Land-Sea Breezes. *Journal of the Meteorological Society*, 94: 292-309. 1979.
- Kondratyev, K. YA. *Radiation in the Atmosphere*. New York, Academic Press, 1969. 912 p.

- Kraus, E.B.; Turner, J.S. A One-dimensional Model of the Seasonal Thermocline. Part II: The General Theory and its Consequences. *Tellus*, 19(1):98-106, 1967.
- Kundu, P.K. A Numerical Investigation of Mixed Layer Dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, 10(2): 220-236, 1980.
- LeMone, M.A. The Marine Boundary Layer. In: Workshop on the Planetary Boundary Layer, Boulder, E.U.A., 14-18 Aug. 1978. Proceedings. Boulder, A.M.S., 1981.
- LeMone, M.A.; Pennell, W.T. The relationship of trade wind cumulus distribution to subcloud layer fluxes and structure. *Monthly Weather Review*, 104(5):524-539, May 1976.
- McBean, G.A.; Bernhardt, K.; Bodin, S.; Litynska, Z.; Van Ulden, A.P.; Wyngaard, J.C. The Planetary Boundary Layer. Geneva, WMO, 1979. 201 p. (WMO Technical Note No. 165/WMO-No. 530).
- Mandics, P.A.; Hall, F.F.JR. Preliminary Results from that GATE Acoustic Echo Sounder. *Bull. American Meteorological Society*, 57 (9):1142-1147, Sept.1976.
- Mellor, G.L.; Durbin, P.A. The Structure and Dynamics of the Ocean Surface Mixed Layer. *Journal of Physical Oceanography*, 5(4):718-728, Oct. 1975.
- Mellor, G.L.; Yamada, T. Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20(4); 851-875, Nov. 1982.

- Mellor, G.L.; Yamada, T. A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31(7);1791-1806, Oct.1974.
- Miranda L.B. *Análise de Massas de Água da Plataforma Continental e da Região Oceânica Adjacente: Cabo de São Tomé (RJ) a Ilha de São Sebastião (SP)*. (Tese de Livre-Docência) - Universidade de São Paulo, 1982. 123 p.
- Monin, A.S.; Yaglom, A.M. *Statistical Fluid Mechanics*. Moscou, Nauka, 1965. 639p. p.1.
- Munk, W.H.; Anderson, E.R. Notes on a Theory of the Thermocline. *Journal Marine Research*, 7:276-295, 1948.
- Nicholls, S.; LeMone, M.A. The Fair Weather Boundary Layer in GATE: The Relationship of Subcloud Fluxes and Structure to the Distribution and Enhancement of Cumulus Clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 37(9):2051-2067, Sept.1980.
- Niiler, P.P. Deepening of the Wind-Mixed Layer. *Journal of Marine Research*, 33(3): 405-422, 1975.
- Niiler, P.P.; Kraus, E.B. One-dimensional Models of Upper Ocean. In: Kraus, E.B., ed. *Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean*. Oxford, Pergamon Press, 1977. p. 143-172.
- Oakey, N.S.; Elliot, J.A. Dissipation within the Surface Mixed Layer. *Journal of Physical Oceanography*, 12(2): 171-185, 1982.

- Oliveira, A.P. Planetary Boundary Layer Dynamics over the Amazon Rain Forest. (Doctoral Dissertation) - State University of New York, Albany, 1990. 296p.
- Pereira, C.S.; Moura, A.D.; Mascarenhas Jr., A.S. Balanço de Energia da Camada de Mistura Superior Oceânica - Uma Revisão. *Revista Brasileira de Meteorologia*, 3 (2):233-245, Dec. 1988.
- Reed, R.J.; Recker, E.E. Structure and properties of synoptic-scale wave disturbances in the equatorial western Pacific. *Journal of Atmospheric Sciences*, 28(7):1117-1133, Oct. 1971.
- Stech, J.L.; Lorenzzetti J.A. The Response of the South Brazil Bight to the Passage of Wintertime Cold Fronts. *Journal of Geophysical Research*, 97(C6):9507-9520, June 1992.
- Sui, C.-H.; Lau, K.-M.; Betts, A.K. An Equilibrium Model for the Coupled Ocean-Atmosphere Boundary Layer in the tropics. *Journal of Geophysical Research*, 96:3151-3163, Feb. 1991.
- Stull, R.B. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht, Kluwer Academic, 1988.
- Svensson, U. The Structure of the Turbulent Ekman Layer. *Tellus*, 31: 340-350, 1979.
- Tennekes, H. A Model for the Dynamics of the Inversion Above a Convection Boundary Layer. *Journal Atmospheric Sciences*, 30(4): 558-567, May 1973.

- Tennekes, H. Similarity Relations, Scaling Laws and Spectral Dynamics. In: Nieuwstadt, F.T.M.; Van Dop, H. **Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling**. Dordrecht, Reidel, 1982. p. 37-68.
- Thompson, R.O.R.Y. Climatological Numerical Models of the Surface Mixed Layer of the Ocean. **Journal of Physical Oceanography**, 6(4):496-503, July 1976.
- Valentin, J.L. Analyse des Paramètres Hydrobiologiques dans la Remontée de Cabo Frio (Brésil). **Marine Biology**, 82:259-276, 1984.
- Yamada, T. An Application of a Three-Dimensional, Simplified Second-Moment Closure Numerical Model to Study Atmospheric Effects of a Large Cooling-Pond. **Atmospheric Environment**, 13 :693-704, 1979.
- Yanai, M.; Esbensen, S.; Chu, J. Determination of Bulk Properties of Tropical Cloud Clusters from Large-Scale Heat and Moisture Budgets. **Journal of Atmospheric Sciences**, 30(4):611-627, May 1973.
- Zhang, D.; Anthes, R.A. A High Resolution Model of the Planetary Boundary Layer - Sensitivity Tests and Comparisons with the SESAME-79 Data. **Journal Applied Meteorology**, 21(11):1594-1609. Nov. 1982.
- Zilitinkevich, S.S.; Chalikov D.V.; Resnyansky, Y.D. Modelling the Oceanic Upper Layer. **Oceanologica Acta**, 2(2): 219-240, Feb. 1979.
- Zipser, E.J. Mesoscale and Convective-scale Downdrafts as Distinct Components of Squall-line Circulations. **Monthly Weather Review**, 105(12):1568-1589, Dec. 1977.

APÊNDICE A

DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MODELO DE CAMADA LIMITE PLANETÁRIA ATMOSFÉRICA (CLPA)

A.1 Equações para variáveis médias

Em diferenças finitas, as equações para variáveis médias, como a equação para o momento (eq. 3.22), são:

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \Delta t f v_j^n + \Delta t \left[\left(\frac{\overline{uw}_{j+1/2}^{n+1} - \overline{uw}_{j-1/2}^{n+1}}{\Delta z^*} \right) \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right) \right. \\ \left. + \Delta t \left[- \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \right] \right]$$

onde n é um inteiro representando o incremento no tempo ($t = n \Delta t$) e j é o equivalente para a coordenada vertical ($z^* = j \Delta z^*$), Δt é o passo no tempo, Δz^* é o espaçamento da grade.

A.2 Método implícito

As equações para as variáveis turbulentas, tais como a equação (3.23), foram resolvidas utilizando-se o método implícito. Assim discretizando-se esta equação obtemos:

$$\begin{aligned}
& \left\{ \left[-\frac{\Delta t}{(\Delta z^*)^2} \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right)^2 + \frac{\Delta t}{2(\Delta z^*)} \left(\frac{\partial^2 z^*}{\partial z^2} \right) \right] \left(\frac{K_{1j} + K_{1j-1}}{2} \right) \right\} uw_{j-1}^{n+1} + \\
& + \left[\frac{2\Delta t}{(\Delta z^*)^2} \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right)^2 \left(\frac{K_{1j+1} + 2K_{1j} + K_{1j-1}}{4} \right) + \frac{\Delta t}{\tau_{IM}} + 1 \right] uw_j^{n+1} + \\
& \left\{ \left[-\frac{\Delta t}{(\Delta z^*)^2} \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right)^2 - \frac{\Delta t}{2(\Delta z^*)} \left(\frac{\partial^2 z^*}{\partial z^2} \right) \right] \left(\frac{K_{1j} + K_{1j+1}}{2} \right) \right\} uw_{j+1}^{n+1} = \\
& = uw_j^{n+1} + \Delta t F^n
\end{aligned}$$

onde

$$F^n = -ww^n \left(\frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta z^*} \right) \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right) + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta u}^n$$

Assim, considerando A, B e C os coeficientes dos três termos do lado esquerdo da expressão, obtemos,

$$A \overline{uw}_{j-1}^{n+1} + B \overline{uw}_j^{n+1} + C \overline{uw}_{j+1}^{n+1} = \overline{uw}_j^n + \Delta t F^n$$

em forma matricial,

$$\begin{bmatrix} B & C & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ A & B & C & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & A & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} uw_1^{n+1} \\ uw_2^{n+1} \\ \dots \\ uw_j^{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} uw_1^n \\ uw_2^n \\ \dots \\ uw_j^n \end{bmatrix} + \Delta t \begin{bmatrix} F_1^n \\ F_2^n \\ \dots \\ F_j^n \end{bmatrix}$$

ou

$$D \mathbf{M}^{n+1} = \mathbf{M}^n + \Delta t \mathbf{F}^n$$

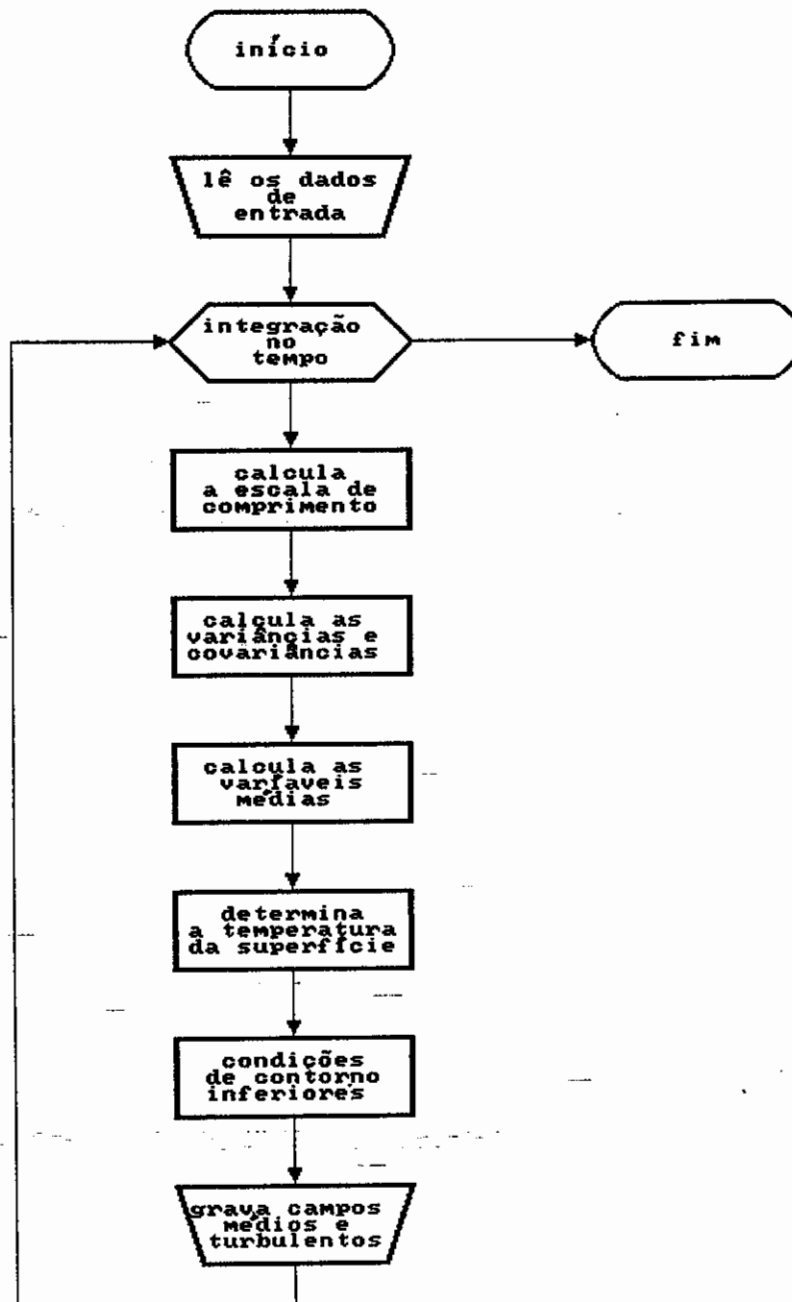
$$\mathbf{M}^{n+1} = D^{-1} (\mathbf{M}^n + \Delta t \mathbf{F}^n)$$

onde D^{-1} é a inversa da matriz tridiagonal.

APÊNDICE B

FLUXOGRAMA DO MODELO

Uma visualização gráfica dos procedimentos utilizados para a integração no tempo das equações para variáveis médias e turbulentas é apresentado no fluxograma da figura B.1.



B.1 - Fluxograma do modelo de turbulência