



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 4473 – TDL / 324

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA REPOSTA DE UMA FRENTE OCEÂNICA A
UMA FORÇANTE ATMOSFÉRICA DE MESOESCALA.**

Cláudio Solano Pereira

Tese de Doutorado em Meteorologia, orientada por Antonio Divino Moura, aprovada
em 14 de dezembro de 1987.

INPE
São José dos Campos
1987



PALAVRAS CHAVES/KEY WORDS

AUTORES/AUTHORS: FRENTE OCEÂNICA
MODELO OCEÂNICO
CONVERGÊNCIA SUBTROPICAL

AUTORIZADA POR/AUTHORIZED BY

Marco Antonio Raupp
Diretor/Geral

AUTOR RESPONSÁVEL
RESPONSIBLE AUTHOR

Cláudio Solano Pereira

DISTRIBUIÇÃO/DISTRIBUTION

INTERNA / INTERNAL
 EXTERNA / EXTERNAL
 RESTRITA / RESTRICTED

REVISADA POR / REVISED BY

Antonio Divino Moura

CDU/UDC

551.46.072

DATA / DATE

Fevereiro, 1988

TÍTULO/TITLE	PUBLICAÇÃO Nº PUBLICATION NO
	INPE-4473-TDL/324
SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA RESPOSTA DE UMA FRENTE OCEÂNICA A UMA FORÇANTE ATMOSFÉRICA DE MESOESCALA	
AUTORES/AUTHORSHIP	Cláudio Solano Pereira

ORIGEM
ORIGIN

PG/CPT

PROJETO
PROJECT

FRH/MET

Nº DE PAG.
NO OF PAGES

174

ULTIMA PAG.
LAST PAGE

H. 3

VERSÃO
VERSION

Nº DE MAPAS
NO OF MAPS

RESUMO - NOTAS / ABSTRACT - NOTES

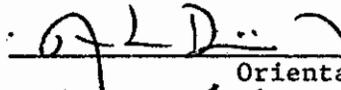
Este é um trabalho de simulação numérica orientado para o estudo da influência da passagem de ciclones extratropicais com as frentes frias associadas sobre frentes oceânicas livres das influências das zonas costeiras. Para isso é desenvolvido um modelo de circulação oceânica associado a um modelo de camada de mistura, análogo ao desenvolvido por Adamec et alii, 1981. Para a solução das equações são utilizados esquemas numéricos no espaço e no tempo em diferenças finitas, numa grade alternada com 5 km de espaçamento, totalizando 300 km de extensão na direção meridional por 500 m de profundidade. São realizados três experimentos numéricos para investigar a resposta de uma frente oceânica similar a convergência subtropical do Atlântico Sul devido a atuação de uma forçante atmosférica de mesoescala (frente fria). Sob o efeito da fase frontal a frente oceânica é alterada em sua estrutura térmica, mas a perturbação induzida no campo de velocidade é provavelmente maior do que aquela se o vento, mesmo mais forte, fosse constante. Sob efeito da eclosão do ar frio, as estruturas térmicas e dinâmica do oceano superior sofrem profundas alterações com a intensificação da taxa de afundamento/resfriamento da camada de mistura. Essa taxa é dependente da magnitude do gradiente térmico no topo da termoclina, e da profundidade da camada de mistura. Devido a taxas diferenciais de afundamento/resfriamento, a frente oceânica pode ser deslocada aproximadamente de 20 km de sua posição inicial devido a um único evento de tempestade, enquanto que sob a influência unicamente da rotação dos ventos a frente oceânica oscila em torno de sua posição média inicial.

OBSERVAÇÕES/REMARKS

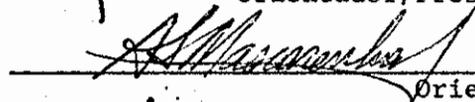
Tese de Doutorado em Meteorologia, aprovada em 14 de Dezembro de 1987.

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

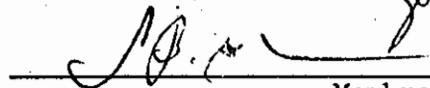
Dr. Antonio Divino Moura


Orientador/Presidente

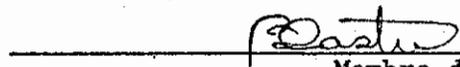
Dr. Affonso da Silveira Mascarenhas Jr.


Orientador

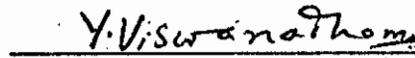
Dr. Luiz Bruner de Miranda


Membro da Banca
-convidado-

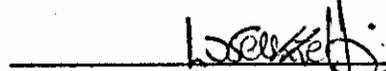
Dr. Belmiro Mendes de Castro Filho


Membro da Banca
-convidado-

Dr. Y. Viswanadham


Membro da Banca

Dr. João Antonio Lorenzzetti


Membro da Banca

Candidato: Claudio Solano Pereira

São José dos Campos, 14 de dezembro de 1987



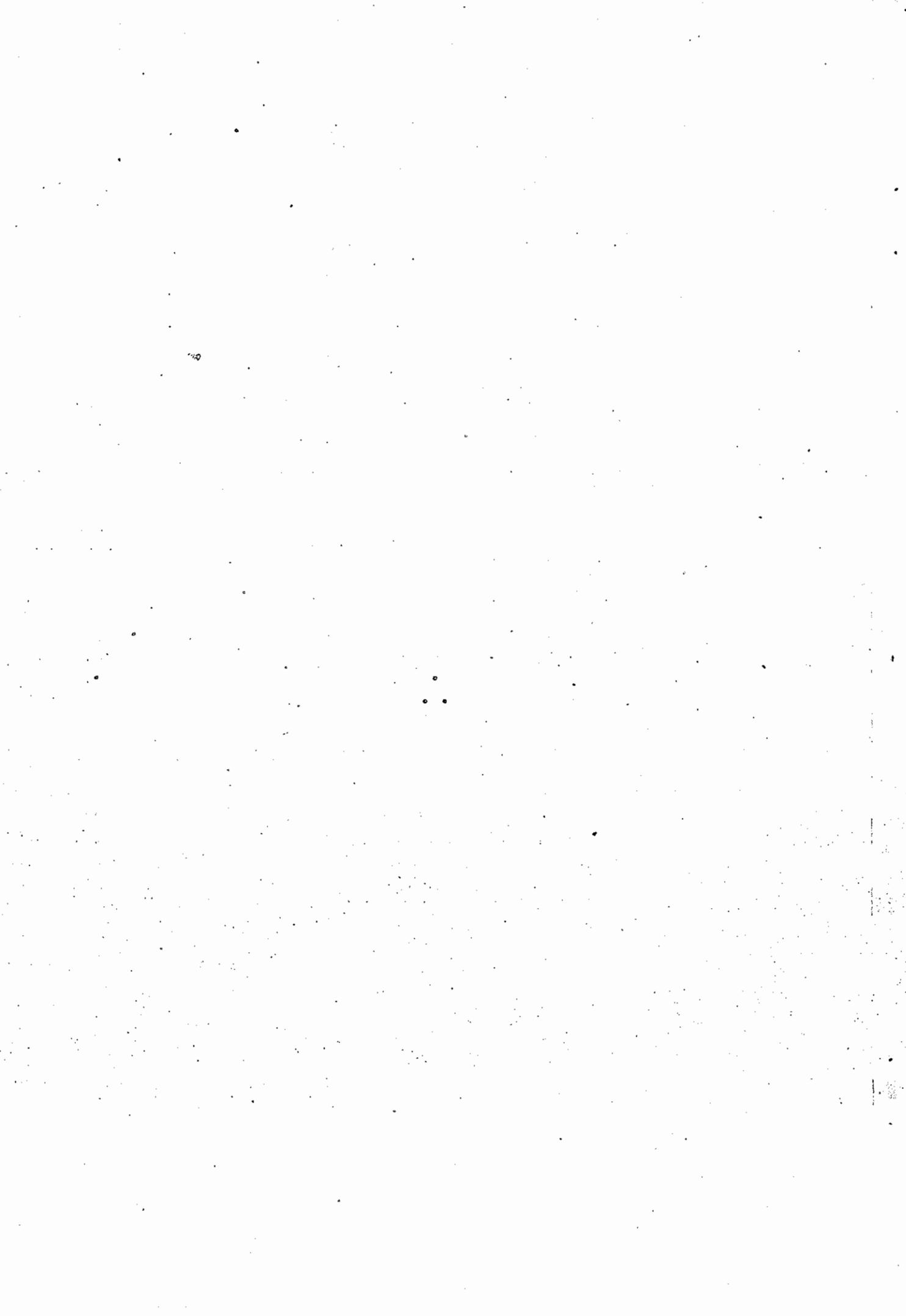
A

Helena Angela Florian



AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus orientadores Dr. Antonio Divino Moura e Dr. Affonso da Silveira Mascarenhas Junior pelo incentivo e confiança recebidos na condução deste trabalho, cuja realização só foi possível graças ao apoio dado por Clovis Solano Pereira com quem o compartilho. Uma palavra de reconhecimento aos meu colegas de trabalho, em particular a Marco Antonio Maríngolo Lemes e Yoshihiro Yamazaki.



ABSTRACT

The influence of middle-latitude cyclones and their associated cold fronts on open-ocean fronts is studied with the approach of numerical simulation. An embedded mixed layer ocean circulation model is developed analogous to that of Adamec et alii, 1981. Finite differences with horizontal resolution of 5 km in a staggered grid are used to solve the model equations within a domain of total meridional extension of 300 km and 500 m deep. Three numerical experiments were performed to investigate the response of an oceanic front, similar to the South Atlantic subtropical convergence zone, to a mesoscale atmospheric forcing (cold front). Under the effect of the frontal phase, the oceanic front is not altered in its thermal structure, but the induced velocity field perturbation is probably larger than that caused by a constant strong wind field. On the other hand, during the cold air outbreak the thermal and dynamic structures of the upper layers are substantially modified with a more intense sinking/cooling rate of the mixed layer. The sinking/cooling rate depend strongly on the magnitude of thermal gradient at the thermocline top and on the mixed layer depth. Due to different sinking/cooling rates, a single storm can move the oceanic front 20 km from its initial position, while under the influence of the wind rotation only this oceanic front will oscillate about its initial location.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
1.1 - A razão da investigação	1
1.2 - Expectativa de contribuição	4
1.3 - O método de abordagem	5
<u>CAPÍTULO 2 - FRENTES NA ATMOSFERA E NO OCEANO</u>	9
2.1 - Conceituação de frentes	9
2.2 - Características de uma frente atmosférica	9
2.3 - Características de uma frente oceânica	11
2.4 - Analogia entre frentes atmosféricas e oceânicas	14
2.5 - Relações com outras áreas de pesquisa	18
<u>CAPÍTULO 3 - MODELO DE CIRCULAÇÃO ASSOCIADO A MODELO DE CAMADA DE MISTURA</u>	21
3.1 - Modelo de circulação de multiníveis. Hipóteses e equações .	21
3.1.1 - Condições iniciais e de contorno	24
3.1.2 - Parametrização dos fluxos turbulentos	25
3.2 - Modelo de camada de mistura. Hipóteses e equações.....	28
3.2.1 - Análise do modelo de c.m.	32
3.2.2 - Condição de estabilidade dinâmica	34
<u>CAPÍTULO 4 - MODELO NUMÉRICO</u>	37
4.1 - Tipo de grade e esquemas numéricos	37
4.2 - A condição de contorno e o passo de tempo	40
4.3 - Definição de parâmetros	41
4.4 - Passos para a integração no tempo	41
<u>CAPÍTULO 5 - SIMULAÇÃO NUMÉRICA</u>	45
5.1 - Campos iniciais para integração numérica	45

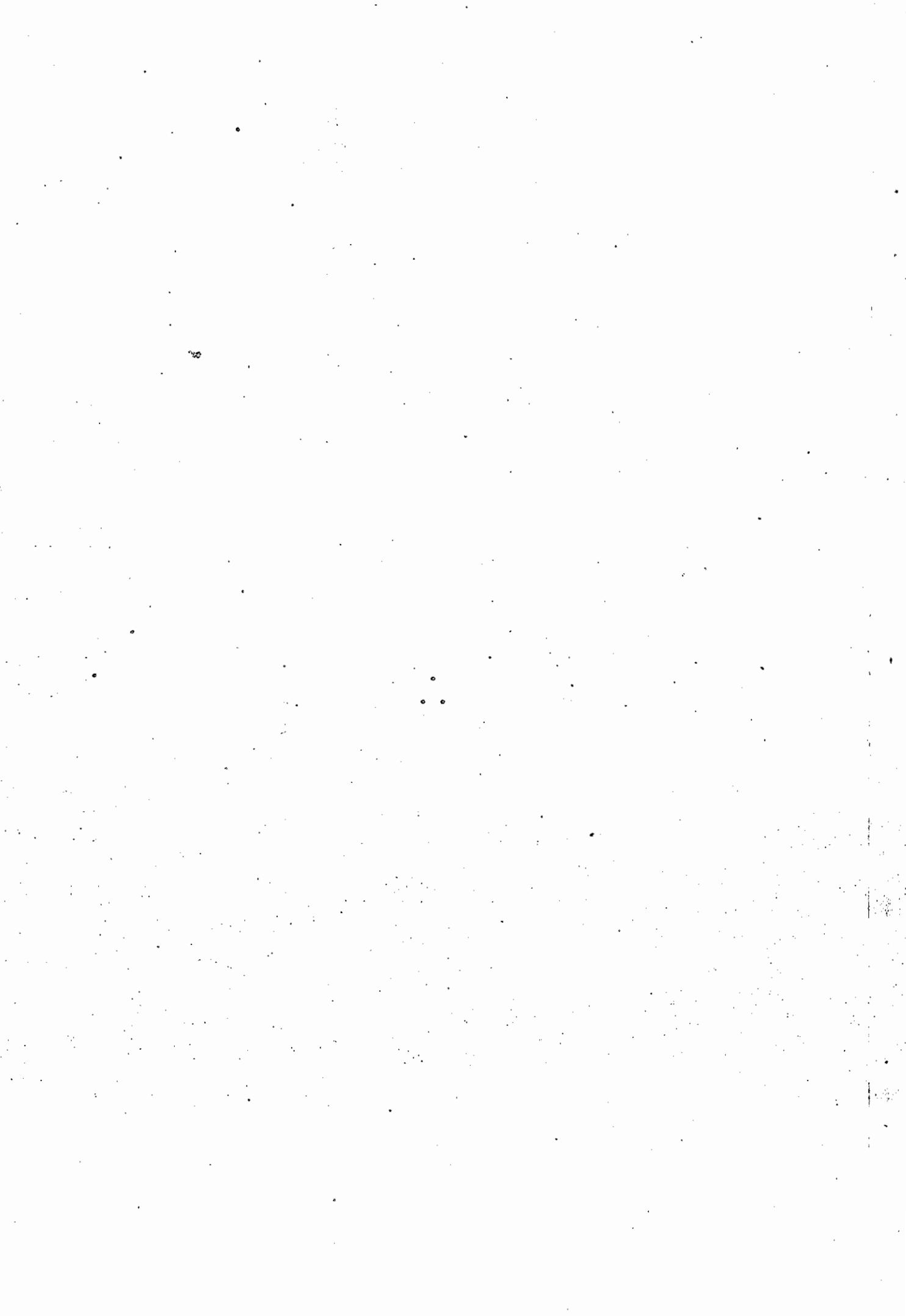
	<u>Pág.</u>
5.2 - Discussão dos resultados do experimento numérico I	49
5.3 - Discussão dos resultados do experimento numérico II	68
5.4 - Discussão dos resultados do experimento numérico III	72
<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES</u>	81
6.1 - Análise crítica das limitações do modelo	81
6.2 - Resumo das principais conclusões	85
6.3 - Sugestões	88
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	91
APÊNDICE A - CAMADA LIMITE PLANETÁRIA OCEÂNICA	
APÊNDICE B - BALANÇO DA E.C.T. NO OCEANO SUPERIOR	
APÊNDICE C - AS OSCILAÇÕES INERCIAIS NA C.M. OCEÂNICA	
APÊNDICE D - DERIVAÇÃO DA EQUAÇÃO DE "BUOYANCY"	
APÊNDICE E - FLUXO DE "BUOYANCY" NA BASE DA C.M.	
APÊNDICE F - DESCONTINUIDADE NAS VARIÁVEIS U, V E B DEVIDO A ADVECÇÃO/DIFUSÃO E AO "ENTRAINMENT"	
APÊNDICE G - EQUAÇÕES EXPRESSAS EM DIFERENÇAS FINITAS	
APÊNDICE H - FÓRMULAS AERODINÂMICAS GLOBAIS PARA FLUXO DE CALOR	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Situação sinótica no continente Sulamericano no dia 13 NOV 1981, 18:17 Hora Local, detetada através de uma fotografia no visível obtida pelo satélite GOES-E	2
1.2 - Esboço da convergência subtropical do Atlântico Sul, a partir da imagem infravermelho obtida pelo satélite NOAA-6, dia 13 SET 1980, 7:25 Hora Local	3
2.1 - Representação esquemática da analogia geométrica e disparidade dinâmica entre frente atmosférica de superfície e frente oceânica	15
3.1 - Representação esquemática do sistema de coordenadas y (meridional), z (vertical), formando um plano normal a uma frente oceânica causada pela convergência de duas correntes oceânicas (mais fria do lado Sul).....	22
3.2 - Representação esquemática da estrutura vertical do modelo de c.m.: d , espessura da região dominada pelas ondas; h , espessura da c.m.; δ , espessura da c.e.	29
4.1 - Distribuição das variáveis na grade segundo o plano yz	38
4.2 - Representação em diagrama de blocos da sequência de integração numérica	44
5.1 - Estrutura térmica inicial dos 500 m superiores transversal a frente oceânica	47
5.2 - Profundidade inicial da c.m. (h)	48
5.3 - Variação temporal da velocidade do vento U_a (linhas cheias) e da t.c.v. $ T $ (linhas pontilhadas)	50
5.4 - Fluxo de calor na superfície do oceano.....	51
5.5 - Variação temporal da temperatura (--- linha pontilhada) e da profundidade (— linha cheia) da c.m. para a região S..	52
5.6 - Variação temporal da temperatura (--- linha pontilhada) e da profundidade (— linha cheia) da c.m. para a região F.	53
5.7 - Variação temporal da temperatura (--- linha pontilhada) e da profundidade (— linha cheia) da c.m. para a região N.	54
5.8 - Perfis de temperatura para S, F e N, referentes ao início (--- linha pontilhada) e término (— linha cheia) da tempestade	57
5.9 - Campo de velocidade vertical na secção transversal a frente para os instantes do início (— linha cheia) e fim (--- linha pontilhada) da tempestade	58

5.10 - Variação temporal da velocidade de corrente para as regiões S (— linha cheia), F (--- linha pontilhada), N (—.— linha ponto-pontilhada) na c.m., e na camada adjacente inferior à c.m.	60
5.11 - Variação temporal da velocidade de corrente $ v $ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada) e da componente zonal u (—.— linha ponto-pontilhada) para a região S	61
5.12 - Variação temporal da velocidade de corrente $ v $ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada), e da componente zonal u (—.— linha ponto-pontilhada) para a região F	62
5.13 - Variação temporal da velocidade de corrente $ v $ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada), e da componente zonal u (—.— linha ponto-pontilhada) para a região N	62
5.14 - Hodógrafo da velocidade para a região S	64
5.15 - Hodógrafo da velocidade para a região F	65
5.16 - Hodógrafo da velocidade para a região N	66
5.17 - Variação temporal da profundidade da c.m. para F comparativamente para os experimentos I (— linha cheia) e II (--- linha pontilhada)	69
5.18 - Variação temporal da temperatura da c.m. para F comparativamente para os experimentos I (— linha cheia) e II (--- linha pontilhada)	71
5.19 - Variação temporal da direção do vento $\beta(t)$ (— linha cheia), da componente da t.c.v. $\tau_x(t)$ (--- linha pontilhada) e da componente da t.c.v. $\tau_y(t)$ (—.— linha ponto-pontilhada)	73
5.20 - Variação temporal da temperatura da c.m. para a região F	75
5.21 - Variação temporal da velocidade de corrente $ v $ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada), e da componente zonal u (—.— linha ponto-pontilhada) para a região F (EXP. III)	76
5.22 - Campo de velocidade vertical na secção transversal a frente para os instantes de início (— linha cheia) e fim (--- linha pontilhada) da mudança de direção do vento... ..	78
B.1 - Balanço de energia mecânica para a c.m. oceânica	B.7
F.1 - Esquema da estrutura vertical da camada que contém a base da c.m.	F.7

	<u>Pág.</u>
F.2 - Esquema da variação de h devido ao "entrainment"	F.8
F.3 - Esquematização da c.m. incluída dentro do k -ésimo nível do modelo de circulação	F.9



LISTA DE SÍMBOLOS

- A_B - coeficiente turbulento de difusão horizontal de "buoyancy" [m^2/s].
- A_M - coeficiente turbulento de difusão horizontal de momentum [m^2/s].
- AH - ângulo horário.
- b - "buoyancy" [m/s^2].
- B_0 - fluxo de "buoyancy" na superfície do mar [m^2/s^3].
- c_a - calor específico do ar próximo a superfície [$J/kg/^\circ K$].
- C_D - coeficiente adimensional de arrasto.
- C_H - coeficiente adimensional para fluxo de calor.
- c_n - cobertura fraccional de nuvens em dezenas.
- c_p - calor específico a pressão constante [$J/kg/^\circ K$].
- c_y - velocidade de fase da onda de gravidade [m/s].
- d - espessura da região dominada pelas ondas [m].
- D_k - profundidade da base da k-ésima camada [m].
- E_a - fluxo de energia turbulenta imposta pelo vento a 10 m de altura [W/m^2].
- e_k - energia cinética turbulenta [m^2/s^2].
- \hat{e} - pressão de vapor [Pa].
- \hat{e}_s - pressão de vapor de saturação [Pa].
- E_k - energia cinética do escoamento médio [m^2/s^2].
- E_w - taxa de transferência de energia turbulenta para a água [W/m^2].
- f - parâmetro de Coriolis [s^{-1}].
- g - aceleração da gravidade [m/s^2].
- G - constante solar [W/m^2].

- h - profundidade da camada de mistura [m].
- h' - altura da camada de mistura após a retração [m].
- H - profundidade total do oceano [m].
- HS - fluxo de calor sensível [W/m²].
- i,j,k - versores do plano cartesiano.
- j - índice indicativo do espaçamento da grade (Ap.G).
- k - número de níveis (Ap. G).
- I - radiação infravermelho na superfície [W/m²].
- I₀ - radiação infravermelho sem nuvens [W/m²].
- K - difusividade térmica [m²/s²] (Ap. D).
- K_B - coeficiente turbulento de difusão vertical de "buoyancy" [m²/s].
- K_M - coeficiente turbulento de difusão vertical de momentum [m²/s].
- L - comprimento total da região de integração [m].
- L_B - escala de comprimento de Monin-Obukov [m].
- L_E - fluxo de calor latente [W/m²].
- L_V - calor latente de vaporização [J/kg].
- m_i - parâmetros de conversão de energia cinética turbulenta.
- n - nível de tempo em esquemas de diferenças finitas.
- p - pressão dinâmica [m²/s²].
- P - energia potencial do oceano superior [J/m²].
- P_a - pressão do ar seco [Pa].
- p^h - pressão hidrostática [m⁻¹ s⁻²].
- p_i - razão dos parâmetros m_i.
- q - fluxo de calor radiativo na superfície do oceano [W/m²].
- q_a - umidade específica do ar a 10 m de altura [%].

q_g	- umidade específica de saturação [%].
Q	- quantidade de energia térmica na camada de mistura [W/m^2].
Q_0	- fluxo de calor total na superfície do oceano [W/m^2].
r	- parâmetro de eficiência de mistura.
rot	- rotacional.
R_B	- número de Rossby para a camada de mistura oceânica.
R_i	- número gradiente de Richardson.
R_{icr}	- número de Richardson crítico.
R_i^*	- número de Richardson global na camada de mistura.
R_s	- radiação solar absorvida na superfície [W/m^2].
R_{s0}	- radiação solar incidente sem nuvens [W/m^2].
s	- variável qualquer na diferenciação finita.
S	- salinidade [‰].
t	- tempo [s].
T	- temperatura [K].
t_0	- instante inicial.
T_1	- temperatura da camada de mistura antes de retração [K].
T_1'	- temperatura da camada de mistura após a retração [K].
T_a	- temperatura do ar próximo a superfície [K].
T_C	- temperatura no nível imediatamente abaixo da camada de mistura antes da retração [K].
T_C'	- temperatura no nível imediatamente abaixo da camada de mistura após a retração [K].
T_d	- temperatura de ponto de orvalho [K].
T_g	- temperatura da camada de mistura oceânica [K].
u	- componente zonal da velocidade da corrente oceânica [m/s].
u_*	- velocidade de fricção na superfície do mar [m/s].

- $\tau_{x,y}$ - tensão de cisalhamento do vento nas direções Leste e Norte, respectivamente [m^2/s^2].
- ζ - albedo da água do mar.
- ϕ - latitude [grau].
- ψ - declinação [grau].
- ω - frequência de oscilação [s^{-1}].
- ∇ - operador diferencial nabla.
- $\langle \rangle$ - média vertical na camada de mistura.
- $\bar{\quad}$ - média temporal.
- ' - indicativo de quantidades turbulentas.
- \circ - índice indicativo de valores de referência.
- \propto - indicativo de proporcionalidade.

- U_a - velocidade do vento a 10 m de altura [m/s].
- v - componente meridional da velocidade da corrente oceânica [m/s].
- $|v|$ - módulo da velocidade da corrente oceânica [m/s].
- w - componente vertical da velocidade da corrente oceânica [m/s].
- w_e - velocidade de "entrainment" [m/s].
- x, y, z - direções Leste, Norte, para cima, no plano cartesiano, respectivamente.
- Z - profundidade nos esquemas de diferenças finitas.
- α - coeficiente de expansão térmica [$^{\circ}\text{C}^{-1}$].
- β - ângulo horário da direção do vento [grau].
- λ - coeficiente de expansão salina [$\%^{-1}$].
- γ - razão entre números de Richardson.
- δ - espessura da camada de "entrainment" [m].
- Δ - símbolo indicativo de diferença.
- ϵ - taxa de dissipação de energia cinética turbulenta [m^2/s^3].
- ϵ_a - razão de mistura.
- ϵ_g - emissividade da onda longa na superfície do mar.
- η - razão entre as espessuras de duas camadas.
- θ - ângulo zenital solar [grau].
- μ - desvio relativo de frequência.
- ν - coeficiente laminar de viscosidade [m^2/s^2].
- ξ - representação alternativa das variáveis u , v e b .
- ρ - densidade da água do mar [kg/m^3].
- ρ_a - densidade do ar [kg/m^3].
- σ - constante de Stefan-Boltzman [$\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$].
- Σ - somatória.



CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Onde se justifica e se afirma o propósito do trabalho.

1.1 - A RAZÃO DA INVESTIGAÇÃO

O principal impacto do oceano sobre a atmosfera ocorre via magnitude e distribuição da temperatura da superfície do mar. Por outro lado, a camada limite marinha é constantemente submetida a efeitos atmosféricos na interface oceano-atmosfera, principalmente transferência de momentum, de calor latente e sensível, e de radiação (Apêndice A). Estas transferências de energia mudam constantemente a estrutura térmica e dinâmica das águas do oceano superior, que pode também ser afetada por fenômenos de meso e grande escala que ocorrem no oceano interior (Steven son, 1980).

Nas latitudes médias, as escalas de tempo dominantes da atmosfera são maiores do que $1/f$, com escalas de espaço entre 500 - 2000 km (Fissel et alii, 1976). Ainda que as grandes baixas estacionárias, ou jatos zonais estacionários possam provocar fortes tensões de cisalhamento do vento (t.c.v.) na superfície do oceano, esses distúrbios sinóticos não excitam oscilações inerciais na camada de mistura (c.m.) oceânica (D'Asaro, 1985b). Características atmosféricas com escalas da ordem de 100 km, na direção de advecção, passam por uma dada localização com uma escala de tempo de $1/f$. Esses eventos associados com passagem de frentes frias ou pequenas baixas secundárias contribuem com a maior fração para a produção de energia cinética turbulenta (e.c.t.) para mistura nas camadas superiores do oceano (Elsberry e Raney, 1978; Haney et alii, 1981) (Apêndice B). Desta forma, eles são muito eficazes para gerar no oceano variações de mesoescala (30 - 2000 km) (Orlanski e Polinsky, 1983), como também para excitar fortes oscilações inerciais (D'Asaro, 1985a,b) (Apêndice C).

Durante todo o ano, frentes atmosféricas frias se movem rapidamente no litoral Sul do Brasil (Girardi, 1972). Estas frentes frias representam bandas de eventos fortes que em sua maioria alinham-se perpendicular à costa, movendo-se para o Nordeste e em seguida dissipando-se em latitudes mais baixas (Kousky, 1978). Como um exemplo, a localização de uma frente fria em torno de 38°S no dia 13.11.81 é mostrada na Figura 1.1. Este caso é um dos vários que ocorre a aproximadamente cada 5 dias durante os meses de primavera.



Fig. 1.1 - Situação sinótica no continente Sul-americano no dia 13 NOV 1981, 18:17 Hora Local, detetada através de uma fotografia no visível obtida pelo satélite GOES-E.

No contexto oceanográfico, Elsberry e Garwood (1978) mostraram que a profundidade e a temperatura da c.m. oceânica não mudam suavemente com o tempo, mas que esta c.m. tende a responder diretamente à frequência e à intensidade dos eventos de tempestades. Como regra geral ocorrem, ou resfriamento e afundamento rápidos da c.m. durante períodos de ventos fortes associados com tempestades, especialmente se houver fluxo de calor para cima, ou aquecimento e retração da c.m. durante períodos de ventos leves, com fluxo de calor para baixo.

Em adição, a característica oceanográfica dominante na borda da plataforma continental do Sul do Brasil é a convergência subtropical, onde se verifica a convergência das correntes do Brasil (CB) e das Malvinas (CM) (Tseng, 1976; Reid et alii, 1977; Johnson e Norris, 1977; Legeckis e Gordon, 1982; Godoi, 1983; Roden, 1986). A CB flui para o Sul ao longo da margem continental da América do Sul como corrente de fronteira oeste do giro subtropical do Atlântico Sul. A CM flui para o NE ao longo da costa da Argentina como um ramo da Corrente Circumpolar Antártica (Figura 1.2).

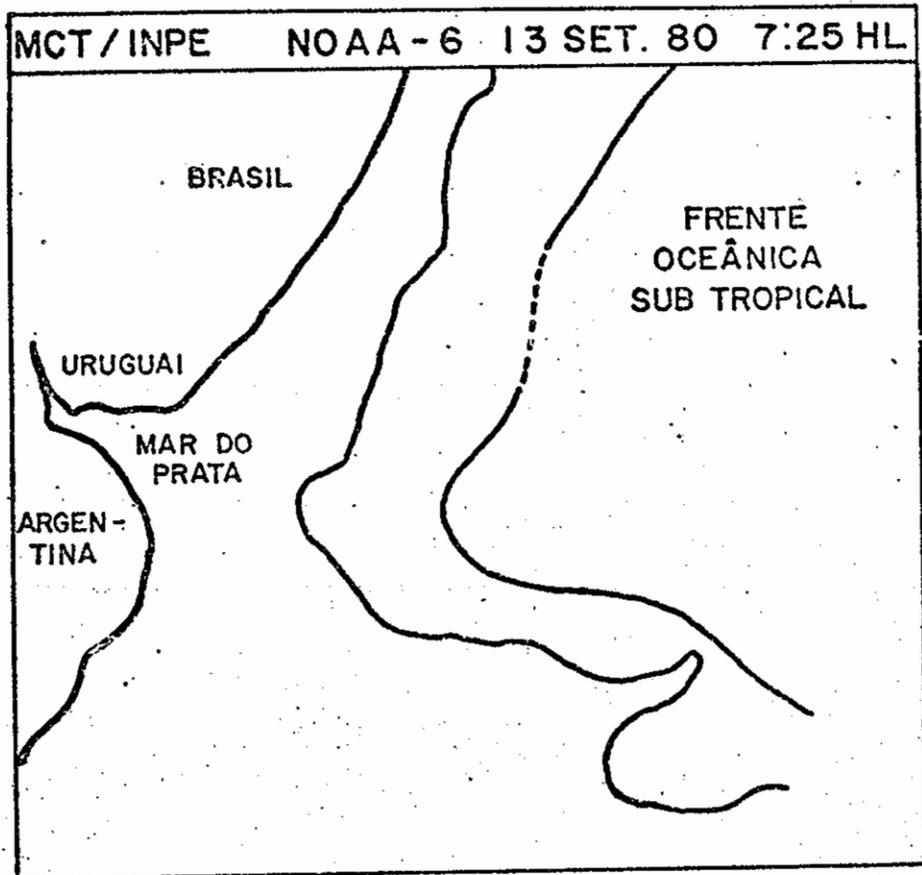


Fig. 1.2 - Esboço da convergência subtropical do Atlântico Sul, a partir da imagem infravermelho obtida pelo satélite NOAA-6, dia 13 SET 1980, 7:25 Hora Local.

Reid et alii (1977) mostra que a posição média da confluência das águas quentes associadas com a CB e as águas frias associadas com a CM ocorre em torno de 40°S . Ainda que a maioria destes trabalhos se preocupem com as mudanças sazonais da localização desta confluência, existe evidência que podem ocorrer deslocamentos significativos no prazo de aproximadamente 1 semana (Legeckis e Gordon, 1982).

Desta forma, na forte relação entre a meteorologia das pequenas escalas e o estudo da estrutura termohidrodinâmica do oceano superior, reside a motivação deste trabalho. O nosso objetivo é realizar experimentos numéricos (simulações) através dos quais se possa avaliar os efeitos dos processos de transferência oceano-atmosfera na estrutura térmica e dinâmica de uma frente oceânica devido a uma forçante atmosférica de mesoescala.

1.2 - EXPECTATIVA DE CONTRIBUIÇÃO

Neste trabalho examina-se a resposta de uma frente oceânica estacionária, como a convergência subtropical do Atlântico Sul, à passagem de uma frente fria atmosférica. Não se pretende simular todos os detalhes do sistema real; simplesmente espera-se preservar suficiente analogia ao sistema real, de tal modo que os resultados obtidos contribuam para sua melhor compreensão.

Com a atenção voltada para a resposta dentro da camada superior do oceano, coloca-se as seguintes questões específicas:

- 1) Qual é a máxima (mínima) profundidade da c.m. depois que as forçantes atmosféricas são impostas (retiradas);
- 2) Qual é o resfriamento (aquecimento) da c.m.;
- 3) Qual é a frequência e a amplitude de oscilação dos movimentos gerados na c.m.;
- 4) Qual é a limitação, em termos de profundidade, desses movimentos gerados na c.m.;

- 5) Qual é o comportamento desses movimentos gerados na c.m. depois de retirada a forçante atmosférica;
- 6) Como a frente oceânica depende especificamente de fatores externos tais como, velocidade e direção dos ventos, resfriamento ou aquecimento superficiais;
- 7) Esses distúrbios atmosféricos intensificam a frente oceânica pré-existente, ou, preferivelmente, a deslocam de sua posição inicial.

A principal contribuição deste trabalho é o desenvolvimento de um modelo numérico com o qual é pretendido responder satisfatoriamente (ordens de grandeza aceitáveis) a essas perguntas.

Em adição à validade científica, seria importante justificar economicamente os custos do desenvolvimento e operação do modelo. Parece que um ciclo de análise-previsão-análise, como o usado pela meteorologia, é a única alternativa para a compreensão de um sistema que simplesmente reverte-se para a "climatologia" devido à descontinuidade de observações. Mais além, ainda que se possa simular processos físicos/químicos no meio ambiente marinho, não está claro como combiná-los com os processos biológicos através de relações funcionais. Ou seja, pode-se prever um fato, mas não suas consequências. Desta forma, torna-se evidente que para se avaliar o impacto da interferência, principalmente do homem no ecossistema marinho, necessariamente tem-se que aprimorar o processo de simulação, que é objeto deste estudo.

1.3 - O MÉTODO DE ABORDAGEM

À medida que aumenta o conhecimento da variabilidade dos movimentos oceânicos superficiais fica evidente que, um dos fatores mais influentes no comportamento dependente do tempo desses movimentos é a intensa troca de energia que ocorre na interface oceano-atmosfera durante a passagem de tempestades. Na grande maioria dos casos, a resposta oceânica pode ser explicada por processos de mistura unidimensionais (vertical). No entanto, em zonas frontais, efeitos não locais aparecem e

são superpostos aos processos de mistura induzidos pela tempestade. A escolha de um modelo adequado para estudos desta espécie não é imediata. Há modelos de superfície livre ou de tampa rígida, com formulações integradas verticalmente ou de multiníveis, e com vários tipos de grade para a discretização espacial.

Neste trabalho optou-se por um modelo baseado no trabalho de Adamec et alii (1981), onde são considerados os efeitos de advecção, de difusão e de mistura. Em adição às variáveis normalmente previstas por um modelo de circulação geral oceânico (MCGO) multinível, um modelo de c.m. (Gardwood, 1977) é embutido neste MCGO para prever a profundidade da c.m., dentro da qual todas as variáveis prognósticas são admitidas homogêneas. Este modelo de c.m. é caracterizado pela suposição que a mistura por "entrainment" na base da c.m. é realizada pelo fluxo vertical de e.c.t.. A fração de e.c.t. disponível para a mistura é dependente do fluxo de "buoyancy" e da velocidade de fricção na superfície. Se não houver transporte suficiente de e.c.t. na c.m., o que é provável ocorrer durante períodos de alta insolação e baixa velocidade de vento, haverá retração da c.m..

A não homogeneidade horizontal do oceano, e as curtas escalas de tempo e espaço envolvidas são as características que distinguem esta pesquisa entre muitas outras de interação ar-mar. A ênfase aqui está nos detalhes das evoluções nos sistemas atmosféricos e oceânicos, ao invés de nos seus estados de equilíbrio. Em um estudo recente feito por Adamec e Garwood (1985) é adotada uma abordagem similar a deste trabalho. Porém, neste trabalho agora desenvolvido, além da abordagem numérica ser distinta, são considerados fluxos de "buoyancy" e de momentum coerentes com duas das fases da passagem de uma frente fria atmosférica, a fase frontal e a fase de eclosão do ar frio, sobre o oceano.

No próximo Capítulo é dado o conceito de frentes, onde através das caracterizações de suas propriedades no contexto da meteorologia e da oceanografia são estabelecidas suas analogias. No Capítulo 3 é desenvolvido o modelo de circulação associado ao modelo de c.m., com

suas respectivas hipóteses, equações, condições de contorno, e parametrizações. No Capítulo 4 é feita a análise numérica do problema, com as definições do tipo de grade, de esquemas numéricos, e da ordem de integração no tempo. No Capítulo 5 são discutidos os resultados dos experimentos numéricos com suas condições iniciais específicas. No Capítulo 6 são apontadas as deficiências do modelo que delimitam a sua aplicação, e são listadas as principais conclusões do trabalho com suas consequências para futuros trabalhos. Nos Apêndices (A) a (H) são fundamentadas as equações, afirmações, e procedimentos numéricos admitidos durante o desenvolvimento do trabalho.



CAPÍTULO 2

FRENTES NA ATMOSFERA E NO OCEANO

Onde se caracteriza o particular estado do agente (atmosfera) e do paciente (oceano).

2.1 - CONCEITUAÇÃO DE FRENTES

Frentes são frequentemente consideradas como descontinuidades de densidade, separando massas de ar ou água de origens diferentes (Cromwell e Reid, 1956; Defant, 1961; Palmén e Newton, 1969). Esta definição conserva-se para a maioria das frentes atmosféricas, porém ela é inadequada para muitas frentes oceânicas observadas (Roden, 1972). Isto é em virtude da possível ocorrência de um equilíbrio mútuo entre os gradientes de temperatura e de salinidade, resultando em um pequeno gradiente de densidade.

As dificuldades semânticas associadas com a definição do termo *frente*, originam-se do fato que estas existem em numerosas escalas de tempo e espaço. Desta forma, elas são governadas por dinâmicas diferentes, caracterizadas por propriedades diferentes, e induzidas por forças diferentes. Conseqüentemente, é conveniente deixar o termo básico de finido vagamente, como uma tendência à descontinuidade horizontal em alguma propriedade, a fim de englobar todos os tipos de frentes.

2.2 - CARACTERÍSTICAS DE FRENTES ATMOSFÉRICAS

Na atmosfera, frentes de temperatura e de densidade quase sempre coincidem, e é costume tratar as frentes como descontinuidades de temperatura de ordem zero ou um, fazendo-se relações destas descontinuidades a processos dinâmicos através da equação de estado, e de condições de contorno apropriadas. Um modelo conceitual para explicar a intensificação dos gradientes de temperatura que ocorre na borda entre massas de ar de diferentes temperaturas, é baseado nos campos de deformação horizontal de grande escala que causam esticamento horizontal, e conseqüente acúmulo das isotermas numa região. As inclinações frontais, a presença da vor

momentaneamente diminuem de velocidade durante a passagem da zona de convergência frontal, quando a componente vertical de velocidade atinge o máximo. O mínimo de pressão ocorre com a passagem frontal, seguido por um rápido aumento associado ao avanço do ar marítimo polar.

Durante a fase de eclosão de ar frio/alta pressão ocorre a máxima instabilidade da atmosfera quando esta é aquecida em sua base. Ventos fortes do Sul e céu claro induzem intensos fluxos de calor latente, sensível e radiativo a partir do mar quente para a atmosfera fria. Esses processos são extremamente eficientes com o fluxo de calor total podendo exceder a $1000 \text{ cal/cm}^2/\text{dia}$ (Price et alii, 1978). Tanto a insolação como a radiação de retorno são maximizadas em virtude da atmosfera estar fria, seca e sem nuvens. Esse processo radiativo induz grandes amplitudes nas flutuações diurnas de temperatura, que, a medida que o sistema de alta pressão passa, diminuem em virtude da elevação da temperatura e da umidade.

2.3 - CARACTERÍSTICAS DE UMA FRENTE OCEÂNICA

Frentes são observadas em todos os oceanos, da superfície até camadas mais profundas, e com escalas que variam da planetária até a local. Muitas frentes ocorrem em regiões geográficas preferenciais, caracterizadas ou pelos grandes sistemas de vento e de correntes marítimas, ou pelos excessivos fluxos de energia térmica e massa entre oceano-atmosfera, ou pela topografia do fundo oceânico. Dentro destas regiões frontais, as propriedades físico-químicas são muito variáveis tanto no tempo como no espaço, além do que estas frentes movem-se, intensificam-se e decaem em resposta a configurações variáveis de escoamentos oceânicos e atmosféricos (Roden, 1976, 1977).

Ainda que possa variar a estrutura termohalina de uma frente a outra, são comuns certas características básicas. Sua estrutura contém uma picnoclina bem inclinada próximo a superfície, diminuindo a medida que a profundidade aumenta. A região de forte inclinação da picnoclina é chamada de zona frontal, com maior ocorrência nos primeiros 500m de profundidade (Roden, 1972, 1974). Sob a influência de fortes e persistentes ventos, e quando a picnoclina estiver bem desenvolvida, a parte superficial

ticidade ciclônica em áreas frontais, o enrolamento das frentes, correntes de jatos, e instabilidades dinâmicas sobre superfícies frontais, foram investigadas teoricamente e comparadas com observações reais, apresentando bons resultados para a atmosfera livre da zona extratropical (Palmén e Newton, 1969).

A importância das circulações geostróficas (ao longo da frente), e ageostróficas (transversal a frente) para a formação de superfícies de descontinuidades durante a fase de crescimento de distúrbios baroclínicos em escala sinótica, foi mostrada por Hoskins e Bretherton (1972) através de soluções analíticas e numéricas de um modelo de vortacidade potencial. A frontogênese atmosférica foi simulada por um modelo bidimensional de equações primitivas, onde se faz uso de um gradiente de temperatura potencial ao longo da frente, e tem como forçante um vento com cisalhamento vertical.

Investigações recentes sobre movimentos de "drylines" e ciclogênese tropical, incluem estudos sobre frentes de temperatura e de umidade (Schaefer, 1974; Gray, 1982). Deve-se enfatizar a grande importância prática do conhecimento da localização, do movimento, e da intensidade das frentes atmosféricas para o propósito de previsão de tempo.

O ciclo da passagem de uma frente fria tem três fases: a fase pré-frontal, o evento da passagem da frente fria, e a fase da eclosão de ar frio/alta pressão. A fase pré-frontal tem uma queda barométrica, intensificação dos ventos do quadrante Norte, advecção de ar quente e úmido do continente, e uma pequena flutuação da temperatura do ar.

A passagem frontal inverte abruptamente as condições induzidas na fase pré-frontal. A frente fria, uma convergência em escala sinótica do ar continental tropical com ar marítimo polar, classicamente tem uma linha de instabilidade em sua borda dianteira, um escudo de nuvens atrás dela, e ruas de nuvens caracterizando a movimentação de ar polar (Figura 1.1). O escudo de nuvens reduz temporariamente a insolação, e caem drasticamente as temperaturas de bulbo seco e bulbo úmido. Ventos horizontais giram rapidamente no sentido antihorário para o Sul, depois

rior da frente pode separar-se da parte inferior. Em alguns casos extre
mos, esta separação pode chegar a ordem de 300 km (Roden, 1976).

Na superfície do mar, zonas frontais são frequentemente
marcadas por linhas de espuma e agregados de matéria particulada (algas,
resíduos, etc), o que sugere convergência de massas d'água. Às vezes, po
de haver uma nítida mudança na cor d'água que pode ser atribuída à con
fluência de correntes de diferentes produtividades biológicas (Roden,
1976). Também pode haver formação de grandes e encarpeladas ondas de gra
vidade, de nuvens e de espessos nevoeiros nas vizinhanças das frentes.
Pescadores experientes sabem que a pesca é excelente nas zonas frontais,
em função da circulação e distribuição de materiais particulados orgâni
cos e inorgânicos, materiais geoquímicos dissolvidos, e organismos vivos
em todos os níveis tróficos (Uda, 1935). Movimentos descendentes em zo
nas frontais podem dispersar para o interior do oceano quaisquer mate
riais que não são absorvidos pelos organismos. Inversamente, frentes co
mo as ressurgências estão associadas com movimentos verticais ascenden
tes que trazem águas ricas em nutrientes para a superfície do oceano.
As frentes térmicas superficiais estabelecem uma fronteira de transição
pronunciada nas trocas de calor oceano-atmosfera, interagindo de tal for
ma a gerar tempestades, fogs, etc. As frentes térmicas subsuperficiais
refratam fortemente o som sob a água, produzindo frentes de velocidade
sonora, o que é importante na navegação subaquática (Munk, 1983).

Frentes oceânicas podem ser formadas e mantidas pela at
mosfera, pela convergência e confluência de correntes, pela formação de
meandros dos grandes sistemas de correntes, pela mistura produzida por
correntes de maré, e pela descarga no mar de águas advindas de rios, de
termoelétricas, de emissários de esgotos etc.

Pelo fato da forçante atmosférica não ser uniforme geo
graficamente, aparecem zonas de convergência nos campos de fluxos de mo
mentum, calor e sal, propiciando condições favoráveis ao desenvolvimento
de frentes. As frentes associadas com a convergência do transporte de Ek
man estão intimamente relacionadas à configuração do campo de t.c.v.. E
xemplos são as frentes encontradas nos limítrofes dos máximos ventos de
oeste, ou a frente subtropical (H.N) que ocorre ao norte dos ventos alí

seos. Jás as frentes associadas com a convergência de fluxos de energia na superfície, dependem da configuração dos campos térmico e halino su per f ic i a i s, e ocorrem nas fronteiras de cobertura de nuvens, de precipitação, e de vento. Estas frentes são rasas e normalmente não excedem 50 m. Um exemplo típico é a frente que ocorre na zona de transição dos "doldrum" chuvosos para os ventos aliseos secos (Roden, 1975).

Convergência ou confluência no campo de escoamento oceânico são os principais processos concentradores de gradientes térmicos e halinos nas camadas superiores. Um exemplo característico é a forte frente termohalina que ocorre na confluência das correntes do Brasil (águas quentes e salinas) e das Malvinas (águas frias e de baixa salinidade) (Roden, 1986).

As frentes associadas com fortes correntes de fronteiras são mais pronunciadas na borda polar destes sistemas, tais como Corrente do Golfo, Kuroshio, e podem ser traçadas a partir da costa até várias centenas de quilômetros em direção ao mar. Estas frentes resultam da intrusão de águas quentes e de alta salinidade de origem subtropical, para dentro de latitudes mais altas. São frentes profundas e fortemente baroclínicas em balanço quasi-geostrófico. As frentes oceânicas de Kuroshio e Corrente do Golfo são as que mais se assemelham às clássicas frentes atmosféricas (Newton, 1978).

Roden (1975) apresenta as frentes existentes no oceano Pacífico, onde se pode exemplificar todos os tipos de frentes oceânicas su per f ic i a i s. No trabalho de Legeckis (1978) há uma descrição das frentes superficiais de temperatura existentes em todos os oceanos.

Frentes internas resultam de movimentos verticais diferenciais, e são mais frequentemente encontradas próximas às montanhas sub ma r i n a s, e onde houver variação rápida do rotacional da t.c.v.. Isto, porque a advecção vertical diferencial, que é o mecanismo responsável pela concentração dos gradientes térmicos e halinos no interior do oceano, origina-se da variação da vertical tanto da estratificação termohalina, como da velocidade vertical. A velocidade vertical, por sua vez, varia em resposta aos distúrbios ondulatórios produzidos por topografia de fundo irregular, e pela vorticidade da t.c.v. (Newton, 1978).

Medidas efetuadas a bordo de navios, bóias à deriva e arranjos perfilados de instrumentos, são usadas no estudo convencional de frentes oceânicas. Ainda que certas características gerais das frentes foram reconhecidas há muito tempo (Uda, 1935), os avanços mais recentes são devidos ao desenvolvimento tecnológico, através de análise de imagens de satélites (Goody, 1981). Os principais obstáculos que impossibilitam o uso rotineiro dos dados de satélite (infravermelho) na detecção de frentes oceânicas são as nuvens e a insolação. As nuvens obscurecem a superfície oceânica, ao passo que a insolação tende a produzir uma camada superior aproximadamente isotérmica, mascarando os gradientes térmicos horizontais. Até o presente momento, o uso de satélites na análise frontal está restrito ao estudo de frentes superficiais (Johnson e Norris, 1977; Tseng, 1976; Roden e Paskausky, 1978; Legeckis, 1978; Woert, 1982; Godoi, 1983).

2.4 - ANALOGIA ENTRE FRENTES ATMOSFÉRICAS E OCEÂNICAS

Ainda que algumas frentes oceânicas possam apresentar semelhanças geométricas com frentes atmosféricas de superfície (Garvine, 1974), elas diferem fundamentalmente nas respectivas dinâmicas. Com relação à Figura 2.1, a partir da frente na superfície, uma camada estável inclina-se para cima (para baixo) separando uma massa de ar (água) quente de baixa densidade acima de uma mais fria e maior densidade abaixo.

Nas frentes atmosféricas, a fricção impõe velocidade nula na superfície, o que gera camadas de cisalhamento (Ekman) nos dois lados da frente ao longo da fronteira inferior. Devido à convergência dessas camadas de Ekman, movimentos verticais são gerados, acompanhando a superfície frontal inclinada.

Invertendo-se esta geometria, as frentes oceânicas apresentam um movimento descendente ao longo da superfície frontal, desde a interface ar-mar. Entretanto, a condição de contorno superior para frentes oceânicas não impõe velocidade nula nesta fronteira, pelo contrário, no caso de superfície livre, todas as componentes de velocidade são diferentes de zero. Assim, outro mecanismo é responsável por esta convergência superficial, que no caso pode ser a t.c.v.. Também, como já foi mencionado anteriormente, frentes oceânicas nem sempre são geradas por convergência do transporte de Ekman.

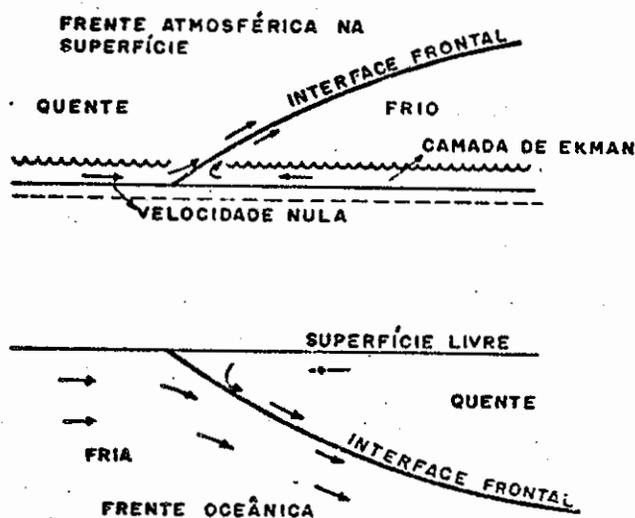


Fig. 2.1 - Representação esquemática da analogia geométrica e disparidade de dinâmica entre frente atmosférica de superfície e frente oceânica.

FONTE: Garvine (1974), p. 558.

O progresso lento no conhecimento de frentes oceânicas é em virtude da dificuldade de observação, e a inaplicabilidade da teoria clássica desenvolvida para a atmosfera. A razão para esta última é que o oceano é um meio duplamente estratificado em que a salinidade pode fazer um papel tão importante quanto a temperatura (Roden, 1974). Isto faz com que os processos termodinâmicos sejam totalmente diferentes na atmosfera e no oceano (Welander, 1963).

A dinâmica frontal atmosférica/oceânica apresenta quatro principais linhas de pesquisa:

i) Análogos frontais atmosférico/oceânico

Através de comparações entre várias dimensões do jato atmosférico e da Corrente do Golfo, Newton (1978) admite que a similaridade de estrutura acarreta a similaridade nos processos físicos. Des

ta forma, ele discute a similaridade nos processos dinâmicos e nos mecanismos de frontogênese em seus aspectos mais essenciais dessas duas correntes. O desenvolvimento de vórtices nesta corrente marítima, incluindo a formação dos vórtices isolados ciclônicos de centro frio, e os anticiclônicos de centro quente, parece ser o mesmo dos vórtices da frente polar na atmosfera (Newton, 1959, 1978). O bloqueio atmosférico por anticiclones corresponde a meandros extremos da corrente de jato polar, e são importantes nas configurações do tempo (Casarin, 1983). Alguns estudos indicam a existência desta anomalia na Corrente do Golfo, ou na Kuroshio (Stommel, 1965; Kao, 1980; Richardson, 1983).

É digno de notar que a baroclinidade de frentes atmosféricas está em contraste direto com aquela das frentes oceânicas. Na atmosfera, a baroclinidade mais forte é encontrada na frente subártica, e a mais fraca, nas frentes de baixa latitude (Palmén e Newton, 1969). No oceano, o desequilíbrio nos campos de salinidade e temperatura em baixas latitudes (frente do doldrum), dá origem a uma forte baroclinidade na camada superficial, o que favorece uma corrente na direção Leste (Roden, 1975). A diferença pode ser atribuída ao fato de que na atmosfera, baroclinidade é essencialmente uma função do campo de temperatura, enquanto que no oceano, os gradientes de temperatura e de salinidade podem se balancear mutuamente, o que faz com que a baroclinidade seja pequena (Roden, 1976).

ii) Modelagem da frontogênese

A variação geográfica dos fluxos superficiais de energia faz com que o oceano seja um meio não-homogêneo, condição necessária para a ocorrência de frentes termohalinas. Por sua vez, as circulações oceânicas propiciarão condições para a intensificação de gradientes pré-existentes em alguns lugares (frontogênese), ou para o enfraquecimento em outros lugares (frontolisis).

Dentre os estudos recentes que tratam dos processos na formação e manutenção de uma frente oceânica, cita-se os de DeSzoeki (1980) e de Cushman-Roisin (1981), que atribuem como mecanismo básico para a frontogênese a convergência de Ekman produzida por um campo de τ . c.v. não uniforme. Camerlengo (1982) discute a resposta de uma fren

te subártica sob a influência de uma t.c.v. variável no espaço e no tempo, mas também não inclui os efeitos de "buoyancy" superficial. No modelo de Ruijter (1983), o processo físico da frontogênese é o fluxo de calor na interface ar-mar.

Pode-se tentar comparar as escalas de tempo para os processos de frontogênese e de frontolise atmosférica e oceânica. A escala de tempo da frontogênese atmosférica é determinada pela advecção, e é de aproximadamente 1 dia (Eliassen, 1959), enquanto que para a frontogênese oceânica, devido a vórtices oceânicos de mesoescala, é de cerca de 10 dias. A escala de tempo da frontolise atmosférica para frentes "secas", e linhas de instabilidade para frentes "úmidas", é aproximadamente de 1 dia. Até o presente, os mecanismos da dissipação das frentes oceânicas não são bem entendidos. Esta escala de tempo no oceano aberto parece ser uma ou duas ordens de magnitude maiores do que sua escala de geração. Se a frontolise oceânica for determinada por mistura turbulenta de pequena escala, e com um valor de $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ para a difusividade térmica lateral, esta escala é da ordem de 100 dias. Desta forma, pode-se dizer que a maioria das frentes oceânicas são quasi-estacionárias em vários estágios de decaimento (Richardson, 1983).

A disparidade entre as escalas de tempo frontogenética e frontolítica pode ser a maior diferença entre as frentes atmosféricas e as oceânicas.

iii) Medidas de mistura turbulenta em zonas frontais

Na atmosfera, os processos de mistura vertical em escala turbulenta são de primeira ordem em importância, tanto na geração da vorticidade potencial anormalmente grande na corrente de jato, como também na sua dissipação nas camadas frontais acima e abaixo do centro do jato. Pode ser que estes processos de mistura turbulenta sejam da mesma importância dentro das frentes oceânicas, o que implica na necessidade de colocação adequada de instrumentos, para documentar a estrutura turbulenta das zonas frontais oceânicas (Dickson, 1983).

iv) Interação ar-mar nas frentes

Distribuições verticais de temperatura, salinidade e corrente nas camadas superiores do oceano, são governadas por fluxos verticais de "buoyancy" e momentum impostos por transferências locais entre a atmosfera e o oceano (Gill e Niller, 1973; Elsberry e Garwood, 1980). Isto é, os processos de mistura vertical em escalas de tempo de uns poucos dias dominam os efeitos advectivos no oceano. Esta suposição da homogeneidade horizontal é a base dos modelos unidimensionais dependentes do tempo do oceano superior, e a sua principal vantagem é a separação de escalas.

No entanto, a advecção horizontal e vertical podem ser importantes no estabelecimento e na concentração de gradientes horizontais no oceano superior. Durante o experimento MILE (Davis et alii, 1981), verificou-se que somente o aquecimento não poderia explicar as mudanças observadas no conteúdo de calor, e que, especialmente durante tempestades, estas mudanças eram influenciadas pela advecção. Foi notado por Orlanski e Polinsky (1983) que frentes atmosféricas de curta duração podem gerar frentes oceânicas de longa duração, desde que esta frente atmosférica fique estacionária ao menos por dois períodos inerciais, e a estrutura termohalina apresente uma termoclina rasa. Portanto, a dinâmica do oceano superior não é linear, e é neste contexto que os modelos de simulação devem ser estendidos para duas e três dimensões.

2.5 - RELAÇÕES COM OUTRAS ÁREAS DE PESQUISA

Zonas frontais são regiões caracterizadas por intensos movimentos, fortes gradientes, pequena estabilidade, e com a turbulência e convecção sensivelmente aumentadas. Em virtude das inversões térmicas que frequentemente acompanham as frentes, o longo alcance da transmissão sonora subaquática é fortemente afetado pela presença de frentes (Munk, 1983). Conseqüentemente, o estudo de frentes oceânicas é relevante tanto para as ciências da Oceanografia e da Meteorologia, como também para a comunicação subaquática (Roden, 1976).

Os tópicos de frentes oceânicas e vórtices podem estar profundamente relacionados. Algumas frentes são manifestações de processos de instabilidade baroclínica que geram vórtices ciclônicos e anticiclônicos, os quais mantêm, por um razoável período de tempo, suas zonas frontais (Richardson, 1983). Vórtices de mesoescala na termoclina principal produzem um campo de deformação geostrofica, que pode gerar frentes na camada superficial (Stevenson, 1980). Por sua vez, frentes superficiais produzem variabilidade horizontal nas propriedades e na dinâmica da c.m. superficial. Desta forma, a dinâmica frontal superficial está firmemente ligada com os processos dinâmicos encontrados na c.m..

O aumento da produtividade primária através dos fluxos verticais de nutrientes em frentes oceânicas, favorece a concentração de alimentos e consumidores em todos os níveis tróficos na cadeia alimentar. Desta forma, o desenvolvimento da dinâmica frontal é de significativa importância nos campos da biologia e química marinhas.



CAPÍTULO 3

MODELO DE CIRCULAÇÃO ASSOCIADO A MODELO DE CAMADA DE MISTURA (C.M.)

Onde se formula o fenômeno físico.

3.1 - MODELO DE CIRCULAÇÃO DE MULTINÍVEIS: HIPÓTESES E EQUAÇÕES

O modelo é baseado nas aproximações hidrostática e de Boussinesq. Isto significa que o oceano é considerado incompressível, e a densidade é substituída por uma constante em toda a parte, exceto na equação hidrostática onde ela é multiplicada pela aceleração da gravidade. As hipóteses a serem consideradas para a formulação do modelo são:

- i) Os movimentos são hidrostáticos. Isto é, serão considerados somente movimentos com escalas de comprimento horizontal muito maiores do que escalas de comprimento vertical. Logo, não serão modeladas ondas de gravidade internas de alta frequência (Garrett e Munk, 1972; Berestov, 1985).
- ii) As variações de temperatura serão pequenas o suficiente para que a aproximação de Boussinesq possa ser justificada (Welander, 1963; Pedlosky, 1979).
- iii) Como processos de dupla-difusão saem fora do escopo deste trabalho, então pode-se combinar temperatura e salinidade em uma única variável termodinâmica, o "buoyancy", definido por $b = g(\alpha T + \lambda S)$, onde g é a aceleração da gravidade, T é a temperatura, S é a salinidade, e α e λ são os coeficientes de expansão térmica e salina, respectivamente. Geralmente, a salinidade tem pouca influência sobre a dinâmica da c.m. nas latitudes médias, e será desprezada aqui (Frankignoul, 1985). Assim, a conservação de "buoyancy" neste tratamento é empregada como uma generalização da conservação de calor apenas.

No decorrer da formulação do modelo, outras hipóteses serão requeridas e devidamente justificadas.

Com essas hipóteses, as equações são escritas em forma de fluxo, pois é a maneira mais prática de incorporar vínculos de conservação de massa e energia em uma integração numérica por diferenças finitas. Outro fato, é que a generalização do uso de b ao invés de T , fará com que as equações do modelo fiquem na forma igualmente aplicável para aquelas situações onde a evaporação e a precipitação contribuem significativamente para o fluxo de "buoyancy" superficial. Além disso, o fluxo de "buoyancy" apresenta-se de uma forma explícita no balanço de energia turbulenta (Apêndice B).

As equações governantes são:

Equação de estado,

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha (T - T_0)] \quad (3.1)$$

Conservação de energia termodinâmica "buoyancy" (Apêndice D),

$$\frac{\partial b}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial y} (vb) - \frac{\partial}{\partial z} (wb) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'b'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'b'}) \quad (3.2)$$

Conservação de massa,

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

Conservação de momentum,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial y} (uv) - \frac{\partial}{\partial z} (uw) + fv + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'u'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'u'}), \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial y} (vv) - \frac{\partial}{\partial z} (vw) - fu - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'v'}) \quad (3.5)$$

- iv) A viscosidade e a condutividade moleculares serão desprezadas (Neumann e Pierson, 1966).
- v) A terra esférica pode ser representada por um plano f , em coordenadas cartesianas (Veronis, 1973). O sistema adotado apresenta a coordenada zonal x , positiva para o Leste, a meridional y , positiva para o Norte, e a vertical z , positiva para cima (Figura 3.1).
- vi) A frente atmosférica é considerada infinita na direção zonal x , de tal modo que admite-se que a resposta do oceano seja independente de x . Ainda que o modelo seja bidimensional, com o plano vertical transversal à frente oceânica, ele permite o desenvolvimento da componente zonal da corrente.

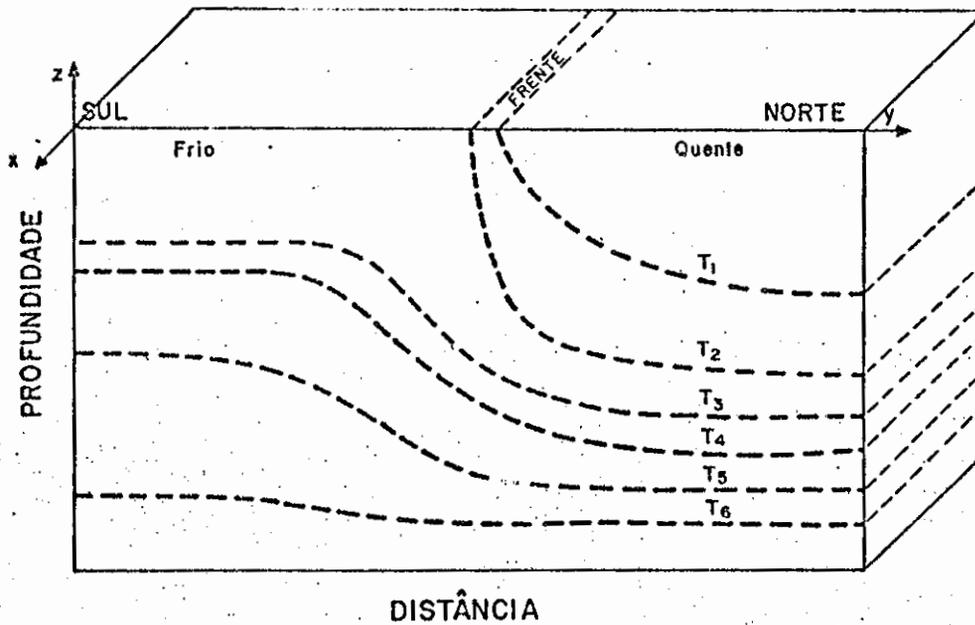


Fig. 3.1 - Representação esquemática do sistema de coordenadas x (zonal), y (meridional), z (vertical), com o plano yz normal a uma frente oceânica causada pela convergência de duas correntes oceânicas (mais fria do lado Sul).

- As linhas pontilhadas indicam as isotermas.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = b,$$

onde $p = gz + p^h/\rho_0$ é a pressão dinâmica, p^h a pressão hidrostática, e as variáveis tem uso definido na lista de símbolos, sendo que os termos que representam o ensemble médio dos fluxos turbulentos tem suas parametrizações discutidas na Seção 3.1.2.

Estas Equações (3.1) a (3.6) são aplicadas a uma região oceânica que se estende na vertical desde a base inferior da camada de fluxos constantes até a profundidade de 500 m, e de 300 km na horizontal segundo a coordenada meridional y .

3.1.1 - CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

O problema colocado é um problema de valor inicial e de contorno, cujas equações deverão ser integradas numericamente. Ao todo são 4 equações prognósticas em u , v , b e h que necessitam de condições iniciais. As especificações da estrutura térmica e dinâmica irão caracterizar a frente oceânica nos experimentos numéricos (Capítulo 5).

A condição de velocidade vertical nula, tampa rígida, é imposta no topo do oceano (Orlanski e Polinsky, 1983):

$$\text{Em } z = 0, \quad w = 0 \quad (3.7)$$

Quando se coloca $w = 0$ na superfície do oceano remove-se as ondas de gravidade externas, e a divergência do movimento médio na vertical. As frequências próximas a inercial estão associadas quase que inteiramente aos modos internos do sistema (modos baroclínicos), que não conduzem a grandes redistribuições de massa (modo barotrópico, com escalas maiores do que um período inercial). Desta forma, Veronis (1956) mostra que a tampa rígida não é uma restrição forte quando se está interessado em movimentos com frequências quasi-inerciais, como é o caso deste trabalho. Além disso, a remoção de ondas de gravidade externas permite o uso de passos de tempo mais longo na integração numérica (Capítulo 4).

Na superfície são prescritos a t.c.v. e o fluxo de "buoyancy" (Capítulo 5):

$$- (\overline{u'w'}) = \tau_0^x / \rho_0 \quad (3.8)$$

$$- (\overline{v'w'}) = \tau_0^y / \rho_0 \quad (3.9)$$

$$- (\overline{w'b'}) = B_0 \quad (3.10)$$

As condições de contorno no fundo, $z = -H$, são que a velocidade vertical é nula, e que não há fluxos turbulentos de momentum e de "buoyancy":

Em $z = -H$,

$$\begin{aligned} w &= 0 \\ \overline{w'b'} = \overline{u'w'} = \overline{v'w'} &= 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Nas fronteiras laterais ($y = 0$, $y = L$), optou-se pela condição de contorno radiacional (Camerlengo e O'Brien, 1980; Pereira et alii, 1982), que especifica para uma determinada variável a equação de advecção:

$$\frac{\partial}{\partial t} + c_y \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (3.12)$$

Com este artifício, uma onda com velocidade de fase c_y , incidente na fronteira, será advecada para fora da região de integração numérica, o que possibilita minimizar a reflexão de energia para dentro do interior da grade.

3.1.2 - PARAMETRIZAÇÕES DOS FLUXOS TURBULENTOS

Os processos de transferência de momentum e de "buoyancy" ocorrem em escalas de tempo e espaço muito mais curtas do que aquelas resolvidas no modelo, e devem, portanto, ser parametrizadas.

A solução clássica para o problema da parametrização dos fluxos turbulentos, é a proporcionalidade aos gradientes de quantidades médias. Este modo de parametrização é razoável se os gradientes existirem, e se os valores dos coeficientes forem aproximadamente constantes. Estas aproximações têm-se mostrado satisfatórias na representação da difusão turbulenta lateral, e dos perfis verticais na camada abaixo da influência imediata do vento (Rooth e Östlund, 1972). Sendo assim, parametriza-se:

i) Na horizontal

$$\begin{aligned}\overline{v'u'} &= - A_M \frac{\partial u}{\partial y} \\ \overline{v'v'} &= - A_M \frac{\partial v}{\partial y} \\ \overline{v'b'} &= - A_B \frac{\partial b}{\partial y}\end{aligned}\tag{3.13}$$

ii) Na vertical abaixo da c.m.

$$\begin{aligned}\overline{w'u'} &= - K_M \frac{\partial u}{\partial z} \\ \overline{w'v'} &= - K_M \frac{\partial v}{\partial z} \\ \overline{w'b'} &= - K_B \frac{\partial b}{\partial z}\end{aligned}\tag{3.14}$$

onde A_M e A_B são os coeficientes turbulentos na horizontal de momentum e de "buoyancy", e K_M e K_B são estes coeficientes na vertical, com os respectivos valores dados no Capítulo 4.

Entretanto, essas parametrizações dos fluxos verticais deixam a desejar dentro da c.m. (Welander, 1957; Pollard, 1977; Ramming e Kowalik, 1980). Nesta região, onde a escala vertical é pequena, e onde se processa uma intensa mistura turbulenta, os valores aproximados de K_M e

e K_B deveriam ser de 2 a 3 ordens de magnitude maiores do que no caso anterior, e ainda dependentes do tempo (Veronis, 1975). A atribuição de um valor ao coeficiente turbulento, além de não ter nenhuma justificativa física para o processo em estudo, se tornaria muito oneroso, em termos de modelagem numérica, a consideração de sua variação espaço-temporal.

Para não ficar restrito a esta incerteza, as parametrizações utilizadas aqui, fazem uso da profundidade da c.m., h (Garwood, 1977). Através da integração da equação da continuidade na c.m. (Equação 3.3), e das condições de contorno em $z = 0$ (Equação 3.7), obtém-se uma equação prognóstica para h :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (h \langle v \rangle) = \frac{dh}{dt} + w(-h) \equiv w_e \quad (3.15)$$

onde $\langle \rangle$ representa a média vertical na c.m., e w_e é a velocidade de "entrainment" que está relacionada a aquisição líquida de massa na c.m. (Apêndice A).

Nesta equação w_e , uma quantidade definida positiva, indica que a taxa de mudança da profundidade da c.m. é um balanço entre o "entrainment" e a divergência do transporte na c.m.. No caso de retração, a c.m. é desacoplada do interior, e não há descontinuidade em sua base (Ruijter, 1983).

Para parametrizar os fluxos turbulentos de momentum, $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$, nesta região supõe-se que eles são uma função linear de z . No topo da c.m. estas quantidades são iguais a t.c.v. transmitida ao escoamento (Equações 3.8 e 3.9), e no fundo iguais $\overline{u'w'}(-h)$ e $\overline{v'w'}(-h)$ (Seção 3.2). Também para o fluxo turbulento de "buoyancy" $\overline{w'b'}$ supõe-se que se ja uma função linear de z , com o valor B_0 (Equação 3.10) na superfície do oceano, e $\overline{w'b'}(-h)$ no fundo da c.m. (Seção 3.2).

Ainda permanece o problema de parametrizar w_e e os fluxos turbulentos na base da c.m.. Mas estas parametrizações são feitas em função de h , e desta forma, o papel dinâmico da variação no espaço e no tem

po dos coeficientes turbulentos é desempenhado pela variação de h . Isto permite que haja uma relação de causa e efeito nas parametrizações, sendo um dos argumentos que justificam a necessidade de se associar um modelo unidimensional de c.m. a um modelo de circulação de múltiplas camadas.

As Equações (3.2) a (3.6) e (3.15), com as condições de contorno expressas pelas Equações (3.7) a (3.12) e com as quantidades turbulentas devidamente parametrizadas, representam um sistema fechado para as seis variáveis dependentes, u , v , w , p , b e h .

3.2 - MODELO DE CAMADA DE MISTURA: HIPÓTESE E EQUAÇÕES

O conceito de c.m. superficial é básico nos modelos de camada superior do oceano (Apêndice A). Basicamente a estrutura vertical (Figura 3.2) é composta por uma camada instável e turbulenta, c.m., que é limitada abaixo por uma camada estratificada estável, a termoclina sazonal. A c.m. agitada pela t.c.v. e pelo fluxo de "buoyancy" superficial é bem misturada, o que faz com que a temperatura e as correntes horizontais sejam independentes da profundidade. São postuladas duas camadas de cisalhamento vertical: a zona próxima a superfície, que é a região dominada pelas ondas, e a zona entre a base da c.m. e o topo da termoclina, chamada de camada de "entrainment" (c.e.). Nesta c.e. há um transporte vertical de momentum e de calor para dentro da c.m.. Tanto a mistura vertical dentro da camada limite turbulenta como a mistura por "entrainment" em sua base ocorrem em resposta a forçante atmosférica local, ou seja, a t.c.v., e ao fluxo de "buoyancy" na interface ar-mar. Abaixo da c.m. desaparecem os efeitos diretos desses fluxos turbulentos.

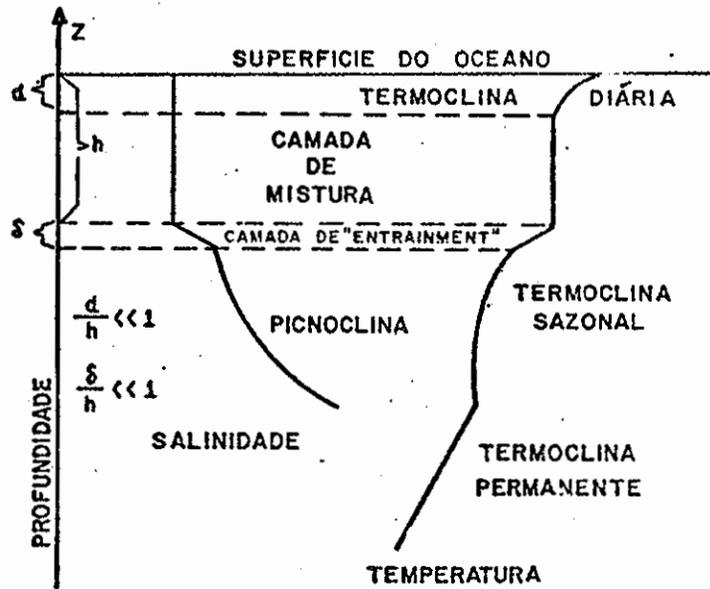


Fig. 3.2 - Representação esquemática da estrutura vertical do modelo de c.m.: d, espessura da região dominada pelas ondas; h, espessura da c.m.; δ , espessura da c.e..

As correntes horizontais na c.m. superficial oscilam numa frequência próxima a inercial ($[f = \text{sen}(\text{latitude})/12 \text{ hr}]$), aumentam em resposta às mudanças no vento local (Thomson e Huggett, 1981), e decaem em muitos períodos inerciais (Price, 1976; Kundu, 1986). Estas correntes quasi-inerciais confinadas na c.m. estão associadas com o cisalhamento existente na base da c.m., que quanto mais forte favorece a erosão da termoclina (Apêndice C).

Modelos de c.m. que incluem "entrainment", normalmente o atribuem a dois fatores: aos fluxos de calor, sal, e momentum na superfície do mar, e ao cisalhamento entre a c.m. e as águas profundas (Niler e Kraus, 1977). Os modelos diferem entre si, todavia, no peso atribuído a estes fatores. Há aqueles que atribuem ao cisalhamento na base da c.m. o único fator importante para o afundamento da c.m. (Pollard et alii, 1973, Price et alii, 1978), e outros que atribuem o aumento da e.c.t. na c.m. aos fluxos superficiais turbulentos (Kraus e Turner, 1967; Denman, 1973; Garwood, 1977).

Neste trabalho, como sugerido por Adamec et alli (1981), faz-se a opção pelo segundo tipo de modelo de c.m., o de Garwood (1977) que usou métodos de fechamento de 2ª ordem para derivar equações prognósticas para as variáveis turbulentas da c.m. oceânica. Neste modelo, o fluxo de "buoyancy" na c.e., $\overline{w'b'}$ (-h), é balanceado pela convergência do fluxo de e.c.t.. Este termo de convergência é modelado como função da e.c.t., e da distância na qual esta energia deva ser transportada (Apêndice B):

$$(\overline{w'b'})_{z=-h} = -h \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \langle \overline{e_k} \rangle}{h}, \quad (3.16)$$

onde $\langle \overline{e_k} \rangle$ é o valor médio da e.c.t. total, e $\langle \overline{w'w'} \rangle$ é o dobro do valor médio da componente vertical da e.c.t. na c.m..

As equações prognósticas para estas variáveis turbulentas na c.m. são (Apêndice E):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(h \frac{\langle \overline{u'^2 + v'^2} \rangle}{2} \right) &= m_3 u_*^3 - \frac{h}{2R_*^*} (\overline{w'b'})_{-h} - (\langle \overline{e_k} \rangle - 3 \langle \overline{w'w'} \rangle) \langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - \\ &- \frac{2}{3} (\langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - fh) \langle \overline{e_k} \rangle \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(h \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle}{2} \right) &= \frac{1}{2} h [(\overline{w'b'})_{-h} - (\overline{w'b'})_0] + (\langle \overline{e_k} \rangle - 3 \langle \overline{w'w'} \rangle) \langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - \\ &- \frac{1}{3} (\langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - fh) \langle \overline{e_k} \rangle \end{aligned} \quad (3.18)$$

onde

$m_3 = \bar{\epsilon}$ é uma constante de proporcionalidade a ser ajustada durante o experimento numérico;

$u_* = (\tau / \rho_0)^{1/2}$, $\bar{\epsilon}$ é a velocidade de fricção na c.m. turbulenta; ρ_0 é a densidade de referência da água do mar, e τ é a magnitude da t.c.v.;

$R_i^* = h \Delta b / [(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2]$: $\bar{\epsilon}$ é o número de Richardson global na c.m.; Δb , Δu , Δv são os saltos nos valores de "buoyancy" e da velocidade horizontal que ocorre na c.e..

As Equações (3.16), (3.17) e (3.18) são resolvidas algebricamente através da suposição de um estado quasi-estacionário para o suprimento de e.c.t. (Apêndice B), ou seja:

$$\frac{\partial}{\partial t} (h \langle \bar{\epsilon}_k \rangle) \approx 0, \quad e \quad \frac{\partial}{\partial t} (h \langle \overline{w'w'} \rangle) \approx 0 \quad (3.19)$$

Desta forma, tem-se $\langle \overline{w'w'} \rangle$ e $\langle \bar{\epsilon}_k \rangle$ em função dos fluxos superficiais de momentum e de "buoyancy". Uma vez que o fluxo de "buoyancy" na c.e. é conhecido a partir da Equação (3.16), pode-se obter os fluxos de momentum associados com o "entrainment" na base da c.m., $\overline{w'u'}$ (-h) e $\overline{w'v'}$ (-h), pelo uso das parametrizações (Adamec et alii, 1981):

$$-\overline{(w'u')}_{-h} = - \frac{(\overline{w'b'})_{-h}}{\Delta b} \cdot \Delta u = w_e \Delta u, \quad (3.20)$$

$$-\overline{(w'v')}_{-h} = - \frac{(\overline{w'b'})_{-h}}{\Delta b} \cdot \Delta v = w_e \Delta v, \quad (3.21)$$

com a velocidade de "entrainment" dada por:

$$w_e = - \frac{(\overline{w'b'})_{-h}}{\Delta b} \quad (3.22)$$

- a) a densidade e as componentes de velocidade são homogêneas em toda a profundidade da c.m..
- b) calor e momentum são conservados.
- c) os perfis de densidade são estáveis, $\partial b/\partial z > 0$.

Ressalta-se o fato que a profundidade da base da c.m. não é forçada a coincidir com quaisquer níveis ou interfaces fixados no modelo de níveis. Isto implica uma maior resolução vertical na vizinhança da interface da c.m..

ii) Retração da c.m.

A retração ocorre quando a componente vertical da e.c.t. for in-suficiente para transportar momentum e calor até a profundidade da mistura previamente estabelecida. Desta forma, o conhecimento da distribuição de e.c.t. entre as componentes horizontal e vertical é crucial na previsão da retração da c.m. ($\partial h/\partial t < 0$). A nova profundidade em que o fluxo turbulento $\overline{w'b'}$ desaparece, será o fundo da camada limite turbulenta. Isto implica que a relação (3.16) não é mais utilizada para o cálculo de h, e que as formas estacionárias das Equações (3.17) e (3.18) reduzem-se a:

$$m_3 u_*^3 - \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} - \frac{2}{3} (\langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - fh) \langle \bar{e}_k \rangle = 0, \quad (3.23)$$

$$-\frac{h}{2} (\overline{w'b'})_0 + \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} - \frac{1}{3} (\langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - fh) \langle \bar{e}_k \rangle = 0 \quad (3.24)$$

Apenas para ver a ordem de grandeza de h, dois casos extremos podem ser analisados (Apêndice E):

- a) se o fluxo de "buoyancy" for dominante, ou seja, se a rotação planetária puder ser desprezada. Então, fazendo $fh = 0$ em (3.23) e (3.24), resulta que:

Este modelo apresenta características importantes que o faz de aplicação mais geral no âmbito dos modelos de c.m.:

- i) É possível detalhar a solução na zona de descontinuidade de densidade.
- ii) A taxa de afundamento é uma propriedade integral, ou seja, é uma função dos valores médios da e.c.t. na c.m..
- iii) Os fluxos turbulentos na c.e. são funções dos valores da e.c.t. calculados implicitamente. Desta forma, a fração de e.c.t. que é disponível para a mistura na base da c.m. não será constante, mas dependente do fluxo de "buoyancy" na superfície, como da t.c.v..
- iv) Como os efeitos dissipativos que limitam o afundamento da c.m. são funções da rotação planetária, esta formulação é adequada para representar um estado cíclico estacionário de período anual (Garwood, 1977).

3.2.1 - ANÁLISE DO MODELO DE C.M.

A previsão das mudanças da profundidade e da temperatura da c.m. são dadas como uma função das variáveis meteorológicas superficiais. As duas possibilidades que poderão ocorrer são:

i) Afundamento da c.m.

O afundamento da c.m. depende do fluxo vertical intermitente da e.c.t., do topo até o fundo desta camada. O fluxo de "buoyancy" devido ao "entrainment" é determinado algebricamente pelas Equações (3.16) a (3.19), uma vez especificados os valores de u_* , $(\overline{w'b'})_0$, h e R_1^* . Este fluxo de "buoyancy" imposto sobre um dado perfil de densidade, gerará novos perfis de momentum e de densidade que, juntamente com a nova profundidade h da c.m. são soluções únicas do modelo. As seguintes prescrições são obedecidas no decorrer do modelo:

$$h \propto \frac{u_*^3}{(\overline{w'b'})_0}, \text{ ou } h \propto L_B, \quad (3.25)$$

onde L_B é a escala de comprimento de Monin-Obukov (Phillips, 1966).

b) se o fluxo de "buoyancy" for nulo, $(\overline{w'b'})_0 = 0$, de (3.23) e (3.24) resulta que,

$$h \propto \frac{u_*}{|f|} \quad (3.26)$$

Em geral, a profundidade de retração da c.m. é uma função dos dois parâmetros adicionais, L_B e u_*/f . Na formulação numérica do modelo, a retração ocorrerá quando $\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \approx 0$, isto é, quando $\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \leq 10^{-8}$, e será encerrada se atingir uma profundidade mínima de 1 m. Esta formação provavelmente ocorrerá durante períodos de insolação máxima e baixa velocidade de vento.

3.2.2 - CONDIÇÃO DE ESTABILIDADE DINÂMICA

A abordagem do número limite em problemas de escoamento de fluídos sugere que não haverá transferência de quantidades conservativas, até que algum número físico exceda um valor crítico, quando, então, o escoamento torna-se caótico (escoamento turbulento), implicando num rápido aumento desta transferência. Entretanto, algum processo de ajustamento força a volta para os valores críticos em uma escala de tempo curta comparada com a da física de grande escala.

Um dos parâmetros importantes na previsão da evolução da c.m. é a estabilidade dinâmica em sua base. O número (global) de Richardson, $R_i^* = h\Delta b / (\Delta u^2 + \Delta v^2)$, é o que governa o início da instabilidade por cisalhamento (Turner, 1973; Pollard et alii, 1973; Kullerberg, 1976), quando atingir valores abaixo de $R_{i_{cr}} = 0.25$. Embora a condição de estabilidade dinâmica não seja suficiente para determinar a taxa de afunda

mento da c.m., ela permite estimar a espessura da c.e. (δ). Se esta zona, $[-h < z < -(h - \delta)]$, estiver num estado neutro, $R_i = 0.25$, então

$$\delta \cong R_{i_{cr}} \left[\frac{(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2}{(\Delta b)^2} \right] \quad (3.27)$$

Como neste trabalho, a densidade $\bar{\rho}$ é supostamente uma função somente da temperatura, vê-se a importância de se avaliar corretamente o salto de temperatura na base da c.m.. Para assegurar a estabilidade dos perfis de densidade e momentum na coluna abaixo da c.m., impõe-se um ajuste convectivo baseado no valor local de R_i (Miles, 1961). Este ajuste convectivo consiste na imposição de fluxos verticais de calor e de momentum entre os níveis do modelo, necessários para impedir que R_i atinja um valor abaixo do valor crítico ($R_{i_{cr}}$) (Mellor e Durbin, 1975(Apêndice F).

Ainda que o conceito de instabilidade dinâmica baseado no R_i local seja bem fundamentado, surge uma dificuldade na tentativa de aplicá-lo no oceano. Se assume-se que valores baixos de R_i implicam em instabilidade no campo de escoamento que apresenta cisalhamento vertical, não é óbvio como definir a camada sobre a qual R_i deva ser calculado. Números de Richardson baseados na estratificação média e cisalhamento geostrofico tendem a ser da ordem de 100 ou mais (Evans, 1982). Mas a seleção de uma distância vertical muito pequena, microescala, implicará numa região sempre turbulenta, e não a transição de um escoamento ordenado para turbulento.



CAPÍTULO 4

MODELO NUMÉRICO

Onde se estabelece o método matemático para solução das equações do modelo.

4.1 - TIPO DE GRADE E ESQUEMAS NUMÉRICOS

O problema a ser tratado é bidimensional tendo como variáveis espaciais independentes y e z . A grade alternada e os esquemas de diferenciação finita no espaço usados no presente modelo, diferem da queles utilizados no modelo de Adamec et alii (1981). O esquema de diferenciação no espaço é baseado em uma grade alternada, cuja distribuição das variáveis dependentes u, v, w, b e p obedece os seguintes esquemas:

i) na horizontal

Esquema C de Arakawa (Mesinger e Arakawa, 1976).

ii) na vertical

Esquema C' de Tokioka (Tokioka, 1978).

Os esquemas de diferenciação finita no espaço são de 2^a ordem de precisão em toda parte, e com esse tipo de gradeamento há conservação de energia (Elsberry et alii, 1984). Também, é bem conhecido que a diferenciação centrada no espaço pode desenvolver um modo computacional análogo ao que ocorre com esquemas centrados no tempo, por exemplo, o leap-frog. A grade alternada usada neste modelo previne a ocorrência de tais modos computacionais no espaço (Haney, 1974).

A estrutura vertical é representada por oito camadas discretas que são suficientes para resolver a estrutura vertical para este caso (Price, 1983). A resolução vertical varia exponencialmente desde 10 m na superfície até 175 m a 500 m de profundidade.

A configuração da grade no plano yz ficará então como indicada na Figura (4.1), cujas características geométricas são:

- L - comprimento da grade na horizontal: 3×10^7 cm (300 km)
- H - comprimento da grade na vertical: 5×10^4 cm (500 m)
- Δy - intervalo entre pontos de grade na horizontal: 5×10^5 cm (5 km)
- k - número de níveis utilizados: 8
- Δz_k - espessura do k-ésimo nível: $\Delta z_1 = 10 \times 10^2$ cm;
 $\Delta z_2 = 15 \times 10^2$ cm; $\Delta z_3 = 20 \times 10^2$ cm; $\Delta z_4 = 30 \times 10^2$ cm;
 $\Delta z_5 = 50 \times 10^2$ cm; $\Delta z_6 = 80 \times 10^2$ cm; $\Delta z_7 = 120 \times 10^2$ cm;
 $\Delta z_8 = 175 \times 10^2$ cm.

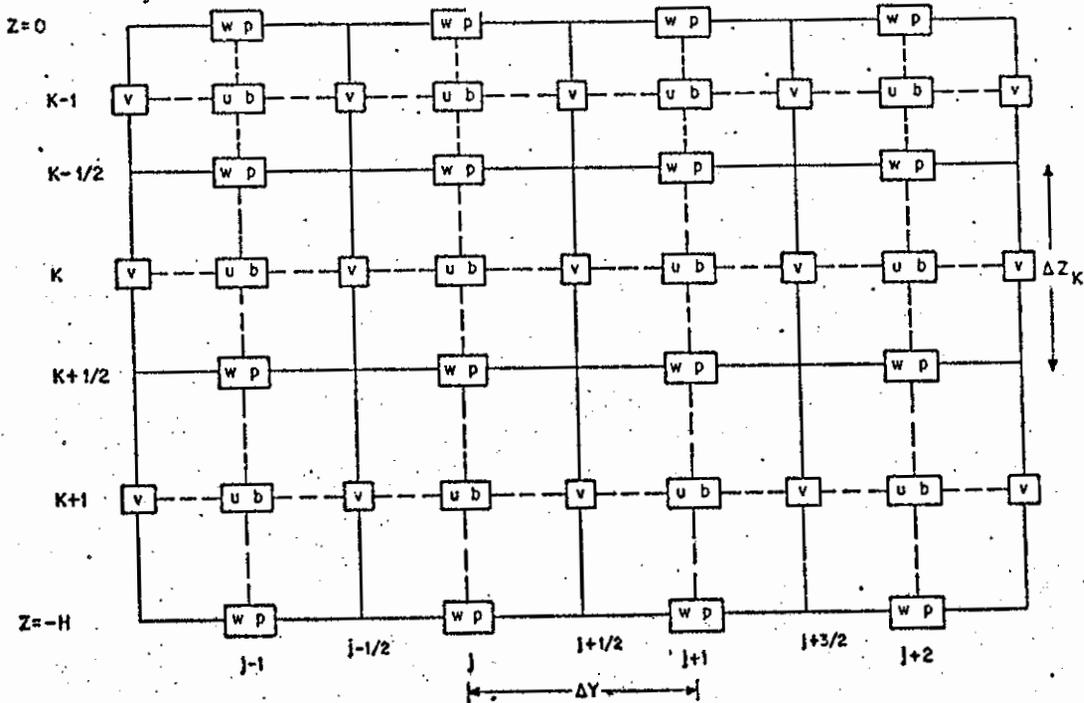


Fig. 4.1 - Distribuição das variáveis na grade segundo o plano yz.

A diferenciação no tempo é feita com o esquema leap - frog, que é de 2ª ordem de precisão no tempo, e não possui efeitos de amortecimento. Vale citar alguns procedimentos numéricos relativos aos níveis de tempo utilizados para os diversos termos das equações governantes:

- i) Afim de se tentar minimizar os efeitos do modo computacional característico para esquemas que envolvam três níveis de tempo, utiliza-se o esquema Matsuno (Euler-Backward) para o primeiro instante de tempo prognosticado. Também, para protelar o problema de instabilidade numérica devido a não linearidade das equações, o esquema Matsuno é introduzido a cada 15 passos de tempo.
- ii) Termos advectivos e de Coriolis são explícitos, nível n de tempo.
- iii) O termo gradiente de pressão é mediado no tempo, segundo o esquema de Brown e Campana (Haltiner e Williams, 1980):

$$\frac{\partial p^n}{\partial y} = 0.25 * \left(\frac{\partial p^{n+1}}{\partial y} + \frac{\partial p^{n-1}}{\partial y} \right) + 0.5 * \frac{\partial p^n}{\partial y}$$

- iv) Os termos difusivos são defasados um passo de tempo, nível n-1 de tempo. Um dos sérios problemas para a estabilidade numérica quando da integração dessas equações, é relativo aos termos difusivos. Por garantia, poder-se-ia usar esquemas implícitos como o de Crank-Nicholson (Richtmyer e Morton, 1967), porém à custa de tempo de computação. Aqui, optou-se por usar um esquema atrasado no tempo. Pode-se verificar que com o uso desse esquema, tem-se um fator de amortecimento que depende da razão $\mu = 4 K\Delta t/\Delta x^2$. Esta razão deve ser bem pequena para que não haja amortecimento e, eventualmente, até mudança de fase. Estima-se para o nosso caso, $\mu \sim 10^{-3}$, o que garante a viabilidade do esquema empregado.

4.2 - A CONDIÇÃO DE CONTORNO E O PASSO DE TEMPO

Todas as equações que compõem o modelo, juntamente com as condições de contorno na forma de diferenças finitas, são explicitadas no Apêndice G.

Com relação a imposição da condição de contorno radiacional, (Equação 3.12), a velocidade de fase c_y é calculada a partir do conhecimento das variáveis nos pontos interiores. Para garantir a estabilidade numérica do modelo, é necessário que o esquema de diferenças finitas para o tempo na fronteira, seja compatível com a derivada unilateral utilizada no termo de advecção horizontal (Haltiner e Williams, 1980).

A estimativa do intervalo de tempo máximo de integração Δt , baseada no critério Courant-Friedrich-Lewy (CFL) (Haltiner and Williams, 1980), é da ordem de 20s, supondo-se que a velocidade de fase da onda de gravidade externa seja aproximadamente 200 ms^{-1} . Mas, desde que as ondas de gravidade externas são removidas do modelo, o passo de tempo máximo que pode ser usado é determinado pela frequência das ondas internas. A velocidade de fase de tais ondas é $(g'H)^{1/2}$, onde g' é a gravidade reduzida, $g\Delta\rho/\rho_0$. Com valores de $g' = 1 \text{ cm/s}^2$, $H = 500 \text{ m}$, e $y = 5 \text{ km}$, tem-se do critério da estabilidade computacional linear $\Delta t < 37$ minutos. Na verdade, para uma determinação mais precisa dessa velocidade de fase, deveria ser feito um estudo da propagação de perturbações num oceano estratificado, análogo àquele feito por Kagano et alii, 1982.

Entretanto, alguns outros fatos justificam a escolha de um Δt da ordem de 30 min, não incorrendo na perda de estabilidade numérica. Primeiro, a utilização do esquema de Brown-Campana no termo de gradiente de pressão. Segundo, o uso da condição radiacional nas fronteiras laterais permite a passagem dessas ondas de gravidade/inerciais mais rápidas. Finalmente, ressalta-se que o interesse desse trabalho se restringe a acompanhar a evolução do comportamento de um fenômeno oceanográfico pelo prazo máximo de 5 dias, ou seja, o tempo total de integração é pequeno para que as ondas refletidas nas fronteiras mascarem a solução na região de interesse.

4.3 - DEFINIÇÃO DOS PARÂMETROS

O sistema de unidades adotado é o CGS, onde são tomados os seguintes valores característicos (Adamec e Garwood, 1985):

- g - aceleração da gravidade: $980 \text{ [cm/s}^2 \text{]}$
- f - parâmetro de Coriolis: $- 9.4 * 10^{-5} \text{ [s}^{-1} \text{]}$
- α - coeficiente de expansão térmica: $2.0 * 10^{-4} \text{ [}^{\circ}\text{C}^{-1} \text{]}$
- ρ_0 - densidade de referência da água: $1.0276 \text{ [g/cm}^3 \text{]}$
- ρ_{ar} - densidade de referência do ar: $1.23 * 10^{-3} \text{ [g/cm}^3 \text{]}$
- c_p - calor específico da água: $4.0 * 10^7 \text{ [cm}^2\text{/s}^2 \text{ }^{\circ}\text{C} \text{]}$
- T_0 - temperatura de referência da água: $2.2 \text{ [}^{\circ}\text{C} \text{]}$
- Ri_{cr} - número de Richardson para estado neutro: 0.25
- K_M - coeficiente turbulento de difusão vertical de momentum: $0.5 \text{ [cm}^2\text{/s} \text{]}$
- K_B - coeficiente turbulento de difusão vertical de "buoyancy": $0.5 \text{ [cm}^2\text{/s} \text{]}$
- A_M - coeficiente turbulento de difusão lateral de momentum: $10^8 \text{ [cm}^2\text{/s} \text{]}$
- A_B - coeficiente turbulento de difusão lateral de "buoyancy": $4.0 * 10^5 \text{ [cm}^2\text{/s} \text{]}$.

4.4 - PASSOS PARA A INTEGRAÇÃO NO TEMPO

De uma forma geral, este modelo trata os processos dinâmicos e de mistura em duas etapas mutuamente interligadas:

- i) A parte dinâmica do modelo é um modelo de níveis que prevê a média de uma quantidade entre duas profundidades prefixadas. Nesta parte são incluídos os processos advectivos e difusivos, e as mudanças verificadas são colocadas de uma forma adequada para o modelo de c.m..

- ii) Na parte de mistura do modelo são então incluídas as mudanças que ocorrem devido a mistura por "entrainment", as quais, por sua vez, realimentam a parte dinâmica do modelo.

Nestas duas etapas é dado um tratamento especial para o nível do modelo que contém a base da c.m..

Para acompanhar as descrições dos passos de integração ao longo do tempo, referência deve ser feita à Figura 4.2, que apresenta esquematicamente a sequência de integração numérica.

Passo 1 - Condições Iniciais ($t_0 = 0, n = 1$)

$$u(y,z,0), v(y,z,0), b(y,z,0), h(y,0).$$

Passo 2 - Para o instante posterior, $t_0 + \Delta t$, estima-se:

$h(y, t_0 + \Delta t)$, a partir da Equação 3.15. Determina-se os n_1 níveis que permanecem totalmente na c.m.

$u(y,z,t_0 + \Delta t)$, a partir da Equação 3.4

$b(y,z,t_0 + \Delta t)$, a partir da Equação 3.2.

Passo 3 - $p(y,z,t_0 + \Delta t)$, a partir da Equação 3.6.

Passo 4 - $v(y,z,t_0 + \Delta t)$, a partir da Equação 3.5.

Passo 5 - $w(y,z,t_0 + \Delta t)$, a partir da Equação 3.3

Passo 6 - Uniformização dos campos de u, v e b em toda a c.m., e imposição da condição dinâmica de estabilidade, $Ri < 0.25$ para os n_1 níveis abaixo da c.m.. Há um rearranjo nos campos.

Neste ponto encerra-se o Modelo Dinâmico. Início do Modelo de c.m..

- Passo 7 - Cálculo de $\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2}$. Se diferente de zero, haverá erosão da c.m.. Caso contrário, haverá retração.
- Passo 8 - Se erosão, calcula-se o fluxo de "buoyancy" na base da c.m., $\overline{w'b'}(-h)$, a partir das Equações 3.16, 3.17 e 3.18.
- Passo 9 - Estimativa de δb devido ao "entrainment" (Apêndice F).
- Passo 10 - Estimativa de δh (Apêndice F).
- Passo 11 - Estimativa de δu e δv (Apêndice F).
- Passo 12 - Se retração, calcula-se o novo $h(y, t_0 + \Delta t)$, a partir das equações 3.23 e 3.24.
- Passo 13 - Ajuste do campo de "buoyancy" nos níveis imediatamente próximos da base da c.m. (Apêndice F).
- Passo 14 - Tanto para erosão como para retração da c.m.. Uniformização dos campos de u , v e b em toda a c.m., e imposição da condição dinâmica de estabilidade para os níveis abaixo da c.m. No vo rearranjo dos campos.

Neste ponto, tem-se $u(y, z, t_0 + \Delta t)$, $v(y, z, t_0 + \Delta t)$, $b(y, z, t_0 + \Delta t)$ e $h(y, z, t_0 + \Delta t)$, levando-se em conta todos os processos: advectivos, difusivos, mistura por "entrainment", fluxos turbulentos superficiais. São as mesmas condições do Passo 1, podendo-se repetir a integração para um novo incremento de tempo.

CAPÍTULO 5

SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Onde se impõe o estímulo (entrada) e se faz a análise da resposta (saída).

5.1 - CAMPOS INICIAIS PARA INTEGRAÇÃO NUMÉRICA

Os experimentos numéricos devem mostrar a dependência da resposta do oceano superior sobre os parâmetros que caracterizam a frente fria atmosférica, e a frente oceânica. A frente fria atmosférica é caracterizada pela intensificação dos ventos (tempestade), dos fluxos de calor para cima, e pela mudança de direção dos ventos. A frente oceânica é caracterizada pelos gradientes horizontais de temperatura, e pela profundidade da c.m..

Para que o modelo numérico seja exequível, necessita-se de:

- i) Uma série temporal dos fluxos de momentum e calor na superfície do mar, com uma resolução suficiente para resolver movimentos oceânicos com escalas de tempo menores que a inercial.
- ii) Perfis iniciais de temperatura desde a superfície até a profundidade de 500 m, a cada 5 km, numa extensão de 300 km transversal a frente oceânica. Ou seja, em todos os pontos da grade que compõem a região de integração numérica.
- iii) Profundidades iniciais da c.m., $h(y)$, a cada 5 km, na extensão total de 300 km.

Seria desejável usar dados reais da forçante atmosférica. Mas, a sua intensidade varia muito dentro de um ciclo completo representativo da passagem de uma frente fria. Desta forma, é impossível obter uma especificação completa dos fluxos de momentum e de calor na superfície do mar, sobre um grande domínio horizontal e em curtas escalas de tempo. Nos

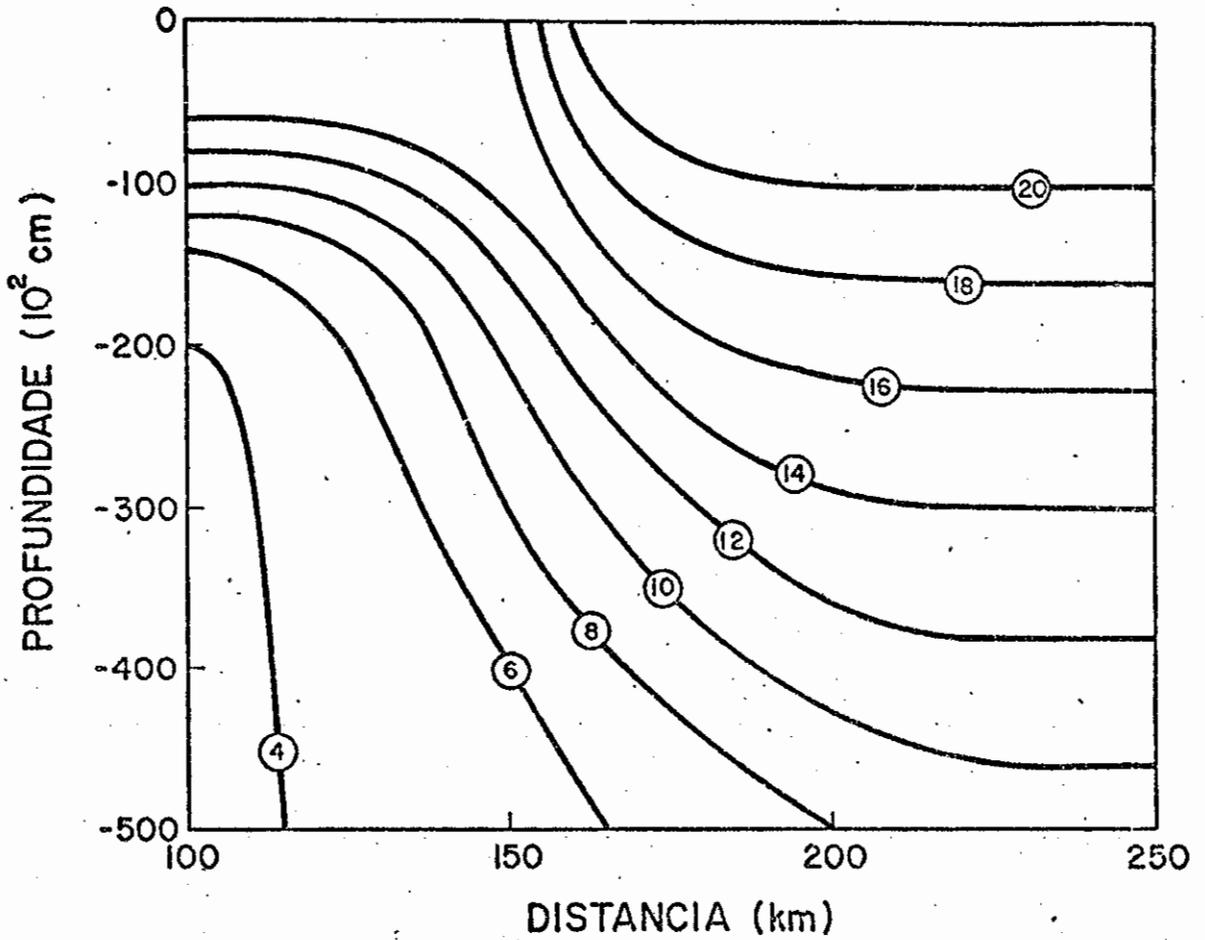


Fig. 5.1 - Estrutura térmica inicial dos 500 m superiores transversal a frente oceânica.

- Os números nos círculos indicam a temperatura em [$^{\circ}\text{C}$] das isothermas.

experimentos de simulação numérica a seguir, as forçantes atmosféricas se não completamente especificadas procurando representar dois estágios da passagem de uma frente fria.

Ademais, não há conjuntos de dados de temperatura e profundidade da c.m. disponíveis na forma exigida. Os campos iniciais de temperatura, $T(y,z)$, e da profundidade da c.m., $h(y)$, são suavizações, para efeito de simulação numérica, da frente oceânica subtropical do Atlântico Sul, a partir de dados obtidos por Legeckis e Gordon (1982). Esses campos estão representados nas Figuras (5.1) e (5.2).

Esta figura (5.1) apresenta um forte gradiente horizontal de temperatura indicando a zona frontal. Mostra a presença de movimentos verticais como se as águas viessem a superfície na parte Norte da frente (à direita do gráfico). Da mesma forma, há a sugestão de subsidência mostrado pelo mergulhadas isotermas, na região da frente. Na verdade, as isotermas não são curvas suaves, mas são onduladas, o que provavelmente é resultado da atividade das ondas internas.

A variação repentina na profundidade da c.m., quando atinge seu menor valor, é um dos parâmetros que identificam a frente oceânica.

Dado o campo de temperatura obtem-se o campo de "buoyancy" a partir da sua definição (Equação D.5). Em seguida, integra-se na vertical a relação hidrostática, Equação (3.6), para calcular o campo da pressão dinâmica p .

A resposta da frente oceânica é descrita por quatro quantidades:

- i) a temperatura da c.m.;
- ii) a profundidade da c.m.;
- iii) a velocidade da corrente horizontal na c.m.;
- iv) a velocidade vertical,

e será examinada durante 120 horas de integração do modelo.

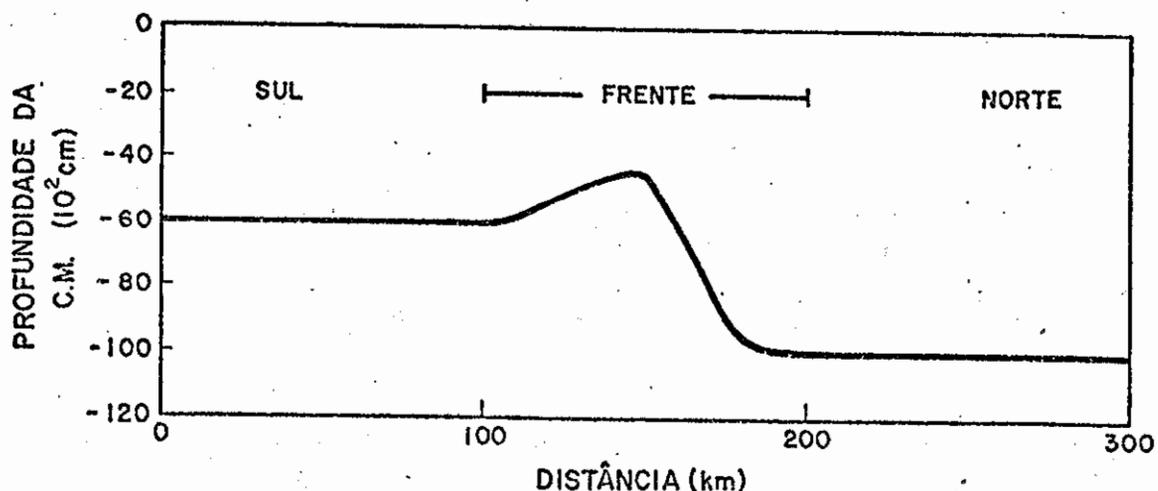


Fig. 5.2 - Profundidade inicial da c.m.(h).

Durante este período estão bem definidas, separadamente em diferentes experimentos numéricos, duas fases da frente fria atmosférica: a frontal, onde há uma rotação antihorária dos ventos de 90°, e a eclo são do ar frio, onde a t.c.v. e os fluxos superficiais conseguem intensi dade máxima.

No primeiro experimento numérico (EXP.I) o vetor t. c. v., $\tau(t)$, e o fluxo de "buoyancy" superficial, $B_0(t)$, são distribuídos unifor memente no espaço, simulando uma tempestade que ẽ gerada e ẽ extinta no mesmo lugar. No segundo experimento (EXP. II) todas as condições do EXP.I são mantidas, exceto que são retirados os fluxos superficiais de "buoy-ancy", deixando somente como forçante atmosférica a t.c.v.. Finalmente, no terceiro experimento (EXP. III) as condições iniciais e os fluxos su perfciais de "buoyancy" são as do EXP. I, e ẽ considerado a rotação da t.c.v. com sua magnitude mantida constante.

5.2 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS DO EXP. I

O vetor t.c.v., $\underline{\tau}(t)$, é uma função do tempo, e calculado como:

$$\underline{\tau} = \rho_a C_D | \underline{U}_a | \underline{U}_a \quad (E.1)$$

onde ρ_a é a densidade do ar, C_D o coeficiente adimensional de arrasto, considerado dependente da velocidade do vento (Garratt, 1977);

$$C_D = 0.00075 + 6.7 * 10^{-7} U_a, \quad (E.2)$$

e \underline{U}_a é a velocidade do vento em [cm/s].

Como as condições de tempestades são breves e localizadas (Dillon e Caldwell, 1978), e como as flutuações de alta frequência no campo de vento não têm efeito significativo sobre a transferência de momento na interface ar-mar (Price, 1981), uma representação de uma tempestade é dada pela função (Marchuk et alii, 1977):

$$|\underline{U}_a(t)| = \begin{cases} 4 * 10^2 & t < 24 \text{ h} \\ [4 + 16 * (t-24)/24] * 10^2 & 24 \leq t < 48 \text{ h} \\ [20 - 16 * (t-48)/24] * 10^2 & 48 \leq t < 72 \text{ h} \\ 4 * 10^2 & t \geq 72 \text{ h} \end{cases} \quad (E.3)$$

Supõe-se um vento SW, o que implica em $\tau_x = \tau_y = |\underline{\tau}| \cdot \cos 45^\circ$. Os gráficos de $\underline{U}_a(t)$ e de $|\underline{\tau}(t)|$ estão na Figura(5.3).

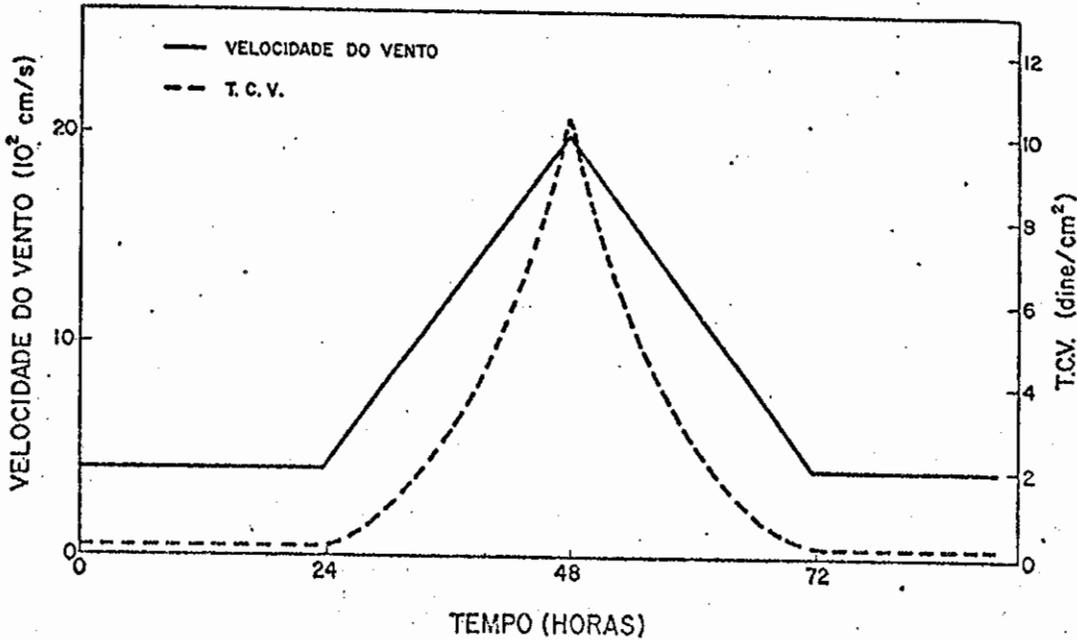


Fig. 5.3 - Variação temporal da velocidade do vento U_a (linhas cheias) e da t.c.v. $|T|$ (linhas pontilhadas).

As condições atmosféricas nas primeiras 24 horas são consideradas amenas, ventos de 400 cm/s , quando há início da tempestade, atingindo o máximo nas próximas 24h, com ventos de 2000 cm/s . Nas 24 horas seguintes, a velocidade do vento decai simetricamente até retornar a velocidade de 400 cm/s , perdurando até o final das 120 horas de integração do modelo.

O fluxo de calor superficial é extraído de dados reais representativos da passagem de uma tempestade sobre o oceano (Nowlin e Parker, 1974; Sethuraman et alii, 1986), e está especificado na Figura (5.4).

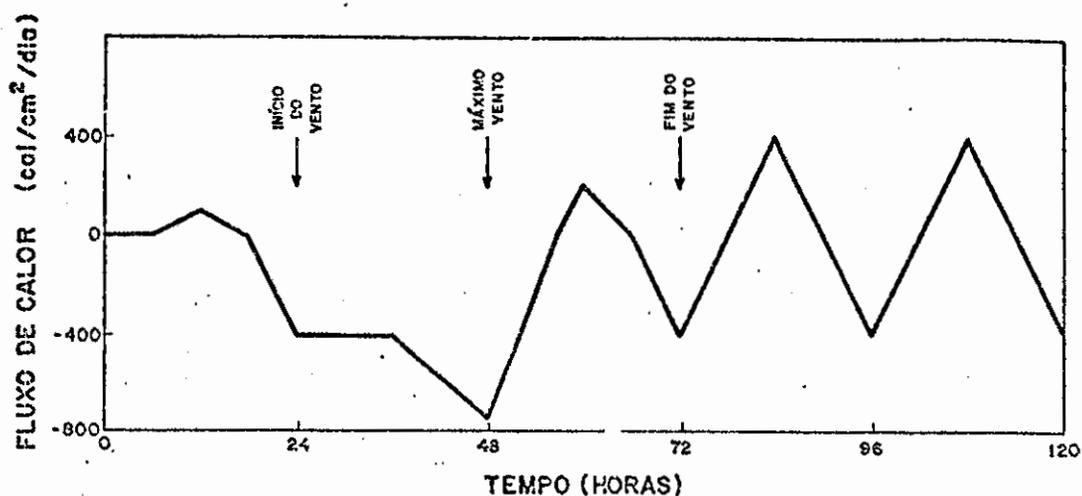


Fig. 5.4 - Fluxo de calor na superfície do oceano.

- Fluxo de calor positivo é da atmosfera para o oceano.

Integrado ao longo de 5 dias, há uma perda líquida de calor a partir da superfície do oceano de $Q = -650 \text{ cal/cm}^2$. Esta grande perda de calor é devida principalmente a alta troca de calor latente causado pelos fortes ventos, e a presença de ar seco e frio depois da passagem da frente fria.

Em muitos trabalhos, como o de Woert (1982), é mencionado o fato de que ao longo de uma frente oceânica estacionária a componente de velocidade está em equilíbrio geostrofico. Admite-se, portanto, que no primeiro instante a componente u esteja em equilíbrio geostrofico consistente com o campo de "buoyancy" estimado, e a componente v , transversal a frente, seja nula em todos os pontos de grade. Com esses campos assim obtidos, promove-se uma uniformização das variáveis na c.m., o que conduz a uma subgeostrofia na superfície.

Para caracterizar a variabilidade horizontal do oceano, três regiões são demarcadas: região ao Sul da frente oceânica (S) a 75 km de distância da origem das coordenadas, região da frente oceânica (F) a 150 km, e região ao Norte da frente (N) a 225 km de distância. Todos os perfis traçados referem-se a essas localizações S, F e N.

As variações com o tempo da temperatura e da profundidade da c.m. para S, F e N são mostradas nas Figuras (5.5), (5.6) e (5.7).

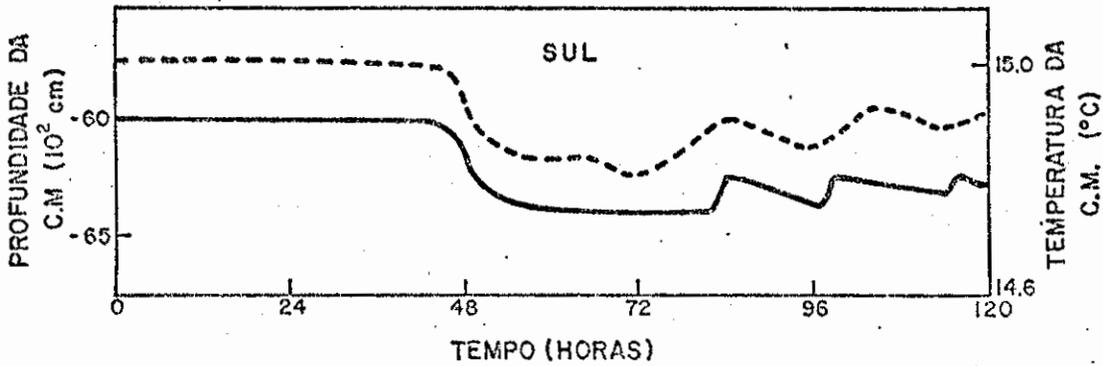


Fig. 5.5 - Variação temporal da temperatura (--- linha pontilhada) e da profundidade (— linha cheia) da c.m. para a região S.

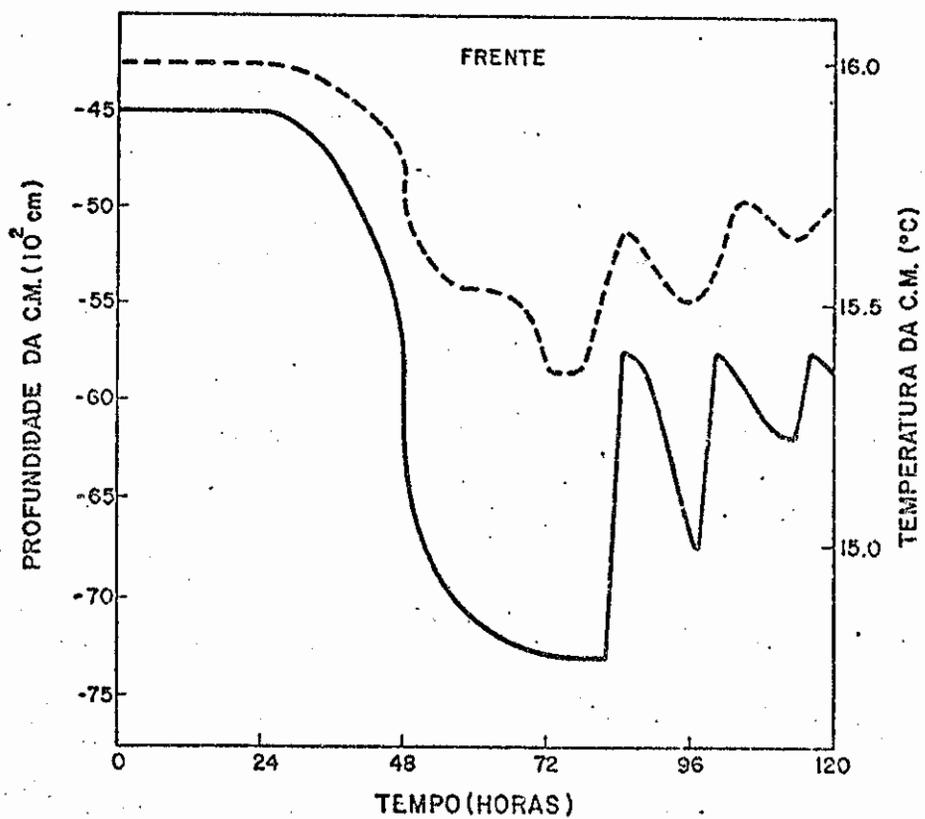


Fig. 5.6 - Variação temporal da temperatura (--- linha pontilhada) e da profundidade (— linha cheia) da c.m. para a região F.

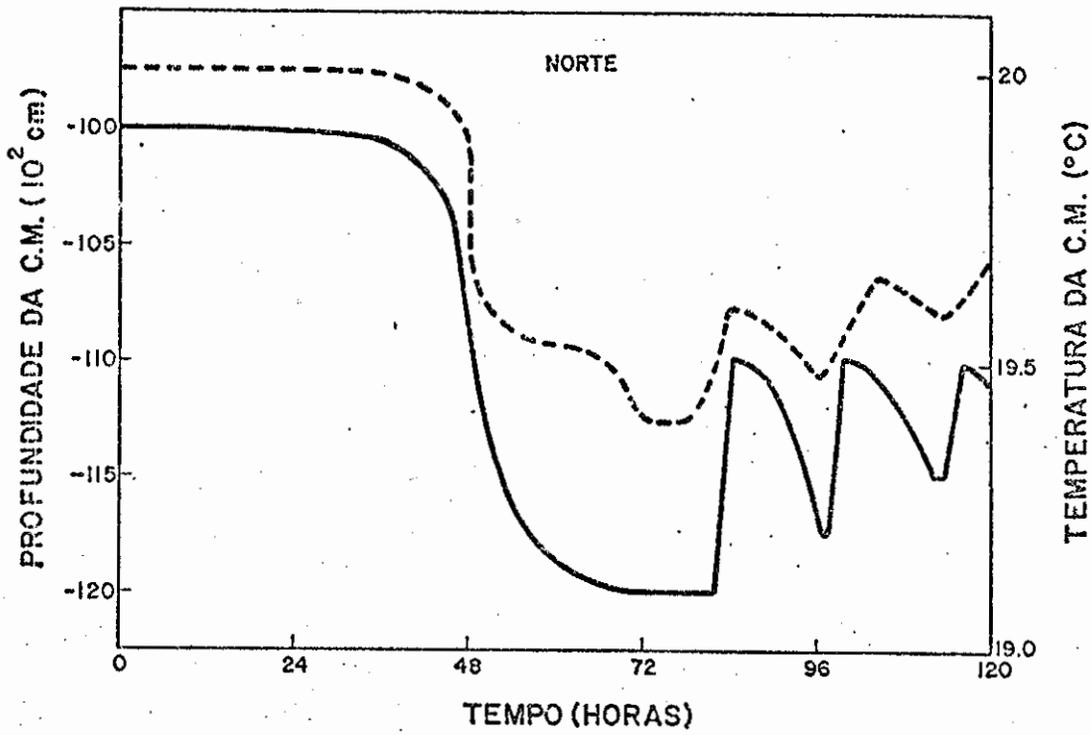


Fig. 5.7 - Variação temporal da temperatura (--- linha pontilhada) e da profundidade (— linha cheia) da c.m. para a região N.

Nas primeiras 24 horas tanto a temperatura como a profundidade da c.m. ficam estacionárias, pois a pequena velocidade do vento (4 m/s) e o pequeno resfriamento líquido havido não conseguem vencer a inércia térmica e mecânica da c.m.. Além disso, as velocidades de corrente desenvolvidas são pequenas, o que faz com que os termos advectivos sejam desprezíveis. Quando começa a agir o vento mais forte, às 24 horas, inicia-se o afundamento da c.m. nas regiões N e F, com um certo tempo de retardo de aproximadamente 10 horas para N, e 4 horas para F. Esta diferença de tempo de resposta deve estar associada a profundidade inicial da c.m., 100 m para N e 45 m para F. Porém, a região S com profundidade inicial de 60 m continua inalterável, o que indica que há outro fator importante na variação da temperatura e da profundidade da c.m., a intensidade dos gradientes verticais no topo da termoclina, que é bem mais forte na região S.

No início, a taxa de afundamento e resfriamento é pequena, atingindo bruscamente o máximo por volta das 48 horas, o que coincide com a máxima intensidade do vento. Aqui tem-se o indício de que o afundamento e resfriamento da c.m. não é um processo suave, o que concorda com Elsberry e Camp (1978). A profundidade máxima é atingida em torno de 72 horas chegando a 64 m em S, 73 m em F, e 120 m em N. Após este instante a c.m. fica estacionária por cerca de 8 horas, para então começar a retração em virtude dos ventos fracos e do aquecimento diurno.

Devido aos termos de advecção horizontal há oscilação em torno de 16 horas, quando o período inercial local é de 18.6 horas (latitude 40°S). A cada período quasi-inercial há retração da c.m. com a profundidade máxima não sendo mais atingida. Tanto a diminuição brusca da profundidade, como a demora (2h) para o início da retração, quando é atingida a profundidade máxima naquele período, são imposições numéricas para não desestabilizar o modelo quando da mudança do regime de afundamento/resfriamento para o regime de retração/aquecimento. Portanto, esta aparente descontinuidade não é um fenômeno real. O que se deve enfatizar, no entanto, é que deve haver uma oscilação com uma frequência um pouco maior do que a inercial local (desvio para o azul).

Quanto à temperatura, ela continua a decrescer até aproximadamente 54 horas quando a taxa de decréscimo cai sensivelmente. Por volta de 60 horas, ela fica quasi-estacionária coincidindo com um dos picos de ganho de calor pelo oceano. A temperatura mínima é atingida às 72 horas com os valores de $14,8^{\circ}\text{C}$ em S, $15,4^{\circ}\text{C}$ em F, $19,4^{\circ}\text{C}$ em N, numa variação total de $0,2^{\circ}\text{C}$, $0,6^{\circ}\text{C}$ e $0,6^{\circ}\text{C}$, respectivamente. Portanto, para uma tempestade que se desenvolve simetricamente em relação ao tempo, a profundidade máxima e a temperatura mínima coincidem com o reinício das condições atmosféricas amenas. Daí em diante não há decréscimo de temperatura adicional, com a temperatura oscilando com uma frequência menor que a inercial (desvio para o vermelho). A cada aproximadamente 20 horas a c.m. se aquece, porém, nunca atingindo o ponto mínimo anterior, e com amplitudes de oscilação maiores relativamente a variação total, para as regiões com c.m. mais rasas.

O fato da frequência em que oscila a temperatura não coincidir com aquela em que oscila a profundidade da c.m., é devido a diferença entre a inércia térmica (grande) e a mecânica (pequena) da c.m., além do que a temperatura deve seguir de perto o ciclo de aquecimento diurno. As defasagens existentes nas oscilações, de h e T não devem atingir a 180° , antes disso, as oscilações devem estar amortecidas. Este amortecimento é mais acentuado quando existe uma termoclina intensa na base da c.m.

Da comparação dos perfis de temperatura quando do início (24 horas) e do término (72 horas) da tempestade, para as regiões S, F e N. (Figura 5.8), vê-se que uma regra geral é que somente a camada imediatamente abaixo da c.m. apresenta um ligeiro aumento da temperatura, ficando inalteráveis as condições para as camadas mais profundas. Para as profundidades dentro da c.m. o resfriamento é devido ao "entrainment" e ao fluxo de "buoyancy" superficial. Para as profundidades imediatamente abaixo da c.m., o efeito do "entrainment" é causar aquecimento. Ainda que este aquecimento na camada adjacente a c.m. possa ser resultado do ajuste convectivo feito quando $R_i < 0,25$, dos perfis infere-se que a magnitude do aquecimento decresce com o aumento do gradiente vertical

de temperatura na base da c.m.. Para as camadas mais abaixo, a temperatura deve mudar principalmente devido aos termos advectivos que neste caso são pequenos o que implica na sua total invariância.

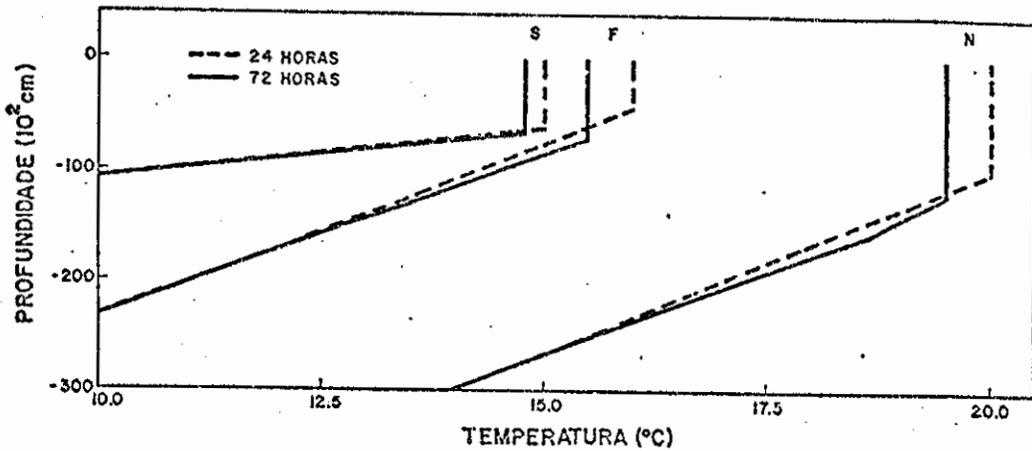


Fig. 5.8 - Perfis de temperatura para S, F e N, referentes ao início (--- linha pontilhada), e término (— linha cheia) da tempestade.

Se uma das propriedades iniciais que se caracterizou a frente oceânica foi sua pequena c.m., da comparação dos perfis S e F percebe-se um pequeno deslocamento da frente para o Sul, pois enquanto a região S fica praticamente inalterável, ela é superada pela região F devido ao grande afundamento existente nesta região.

Este deslocamento para o Sul da frente oceânica é reforçado pelo gráfico da velocidade vertical versus distância transversal à frente (coordenada y), onde são mostradas duas curvas referentes ao início e fim da tempestade (Figura 5.9). O campo de divergência horizontal na c.m. é expresso de modo equivalente por este campo de velocidade vertical na camada imediatamente acima da camada que contém a base da c.m.. As velocidades verticais positivas indicam ressurgência ou divergência horizontal, enquanto que velocidades verticais negativas indicam subsidência ou convergência horizontal. No início do vento há uma leve ressurgência (divergência) nas regiões S e N associado com subsidência (con

Este deslocamento de uma frente oceânica pré-existente sob ação de um único evento de tempestade não concorda com Roden e Paskausky (1978), que afirmam ser de uma semana o tempo de resposta.

Comparando-se as variações da profundidade da c.m. com as variações de temperatura seria de esperar que o perfil em F esfriasse mais do que $0,6^{\circ}\text{C}$, pois houve um afundamento de 28 m no total. Isto deve ser em virtude da tendência da subsidência provocar um leve aquecimento da c.m., em contrapartida ao resfriamento provocado pela ressurgência.

As ressurgências anômalas verificadas nas proximidades da fronteira são espúrias e provocadas pelas condições de fronteiras não totalmente adequadas. Como a velocidade vertical é calculada a partir da equação da continuidade (Equação 3.3) onde há uma derivada horizontal, o erro cometido na velocidade horizontal v na fronteira é amplificado. Porém, para o nosso intervalo de tempo de integração, esses erros não afetaram sensivelmente a região do interesse S, F e N.

O desenvolvimento no campo de velocidade na c.m. e na camada imediatamente abaixo da base da c.m. para as três regiões S, F e N é mostrado na Figura (5.10). Nos primeiros instantes as velocidades em S e F são maiores porque as profundidades da c.m. são pequenas. Depois do aumento brusco na t.c.v. (24 horas) as velocidades modeladas na c.m. crescem abruptamente não de forma contínua, mas com picos separados por intervalos mais ou menos regulares de 20 horas. Estas oscilações, embora persistentes na c.m. não são encontradas na camada abaixo, o que concorda com Halpern (1974), e discorda de Price (1976). Quando ocorre o máximo da velocidade de corrente (70 horas), há uma diferença vertical de aproximadamente 27 cm/s em S, 20 cm/s em F e de 15 cm/s em N. Este forte cisalhamento entre a c.m. e o topo da termoclina implica num $R_i^* < 0,25$, o que mostra que a c.m. é essencialmente turbulenta. Note-se, porém, que a variação na velocidade da camada abaixo da c.m. é muito pequena, o que a faz contribuir pouco para a intensificação do cisalhamento na velocidade. Da mesma forma, é grande a estabilidade dinâmica nas camadas abaixo da c.m. por causa dos pequenos cisalhamentos de velocidade aí existentes.

vergência) em F, garantindo a continuidade de massa. No final do evento de tempestade tanto a ressurgência como a subsidência são intensificadas, com o máximo desta última sendo deslocado aproximadamente 20 km para o Sul do máximo inicial. Para se ter um quadro cinemático da movimentação da frente oceânica, onde as setas não estão absolutamente em escalas corretas, os campos de velocidades meridionais e verticais poderiam ser esquematizados como:

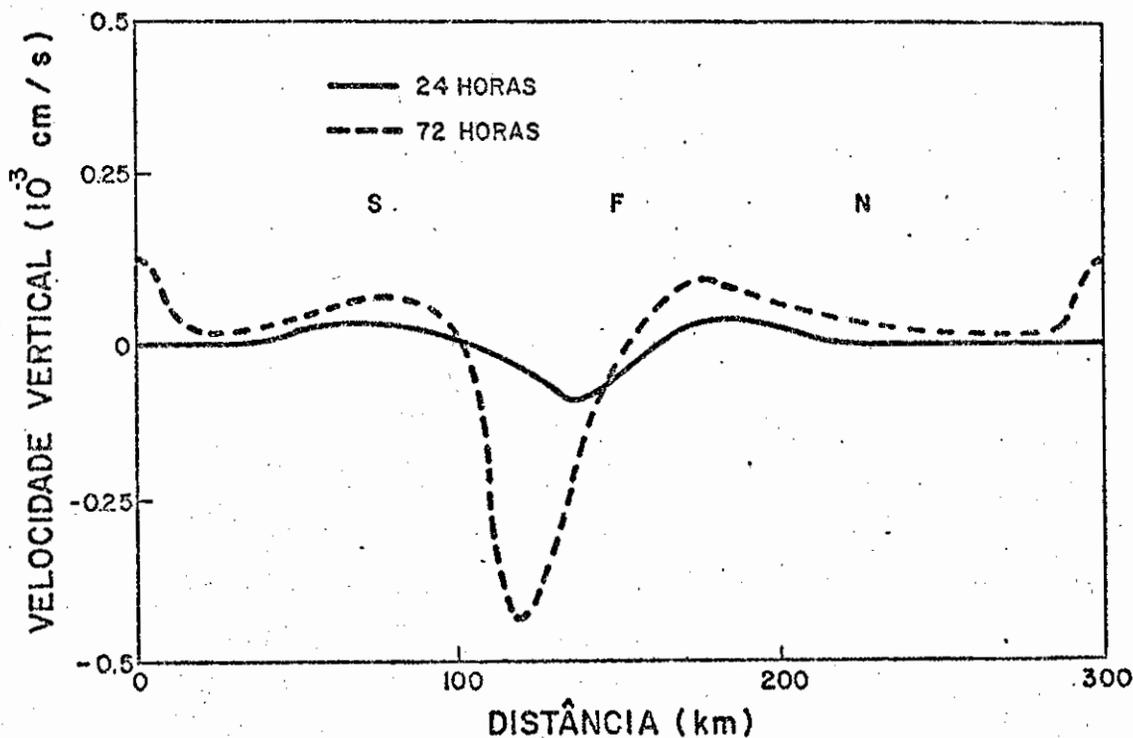
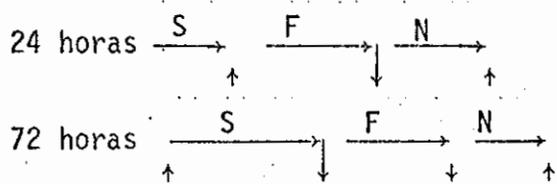


Fig. 5.9 - Campo de velocidade vertical na secção transversal a frente para os instantes de início (— linha cheia) e fim (--- linha pontilhada) da tempestade.

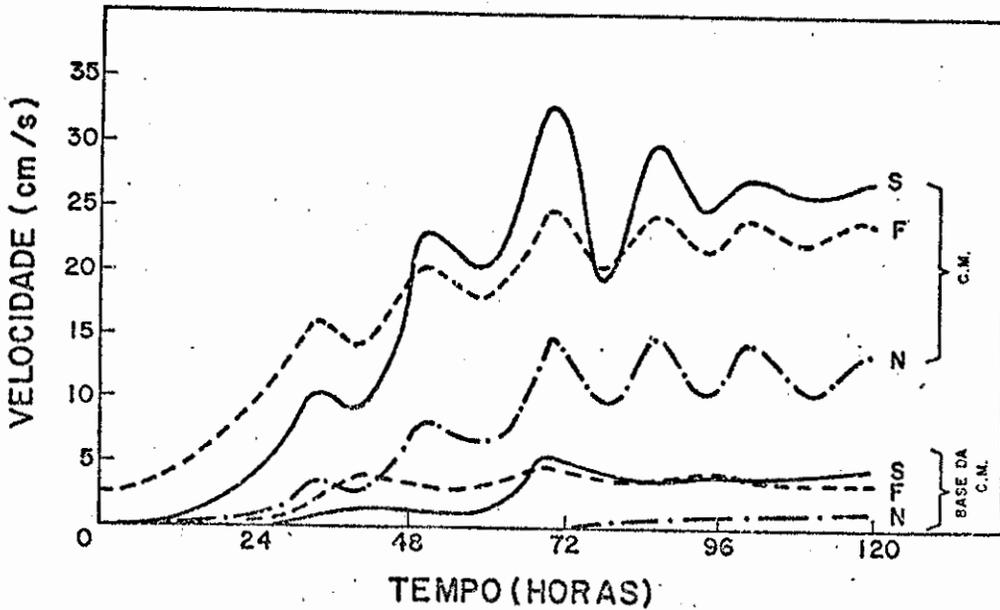


Fig. 5.10 - Variação temporal da velocidade de corrente para as regiões S (— linha cheia), F(--- linha pontilhada), N (— . — linha ponto-pontilhada) na c.m., e na camada da adjacente inferior à c.m.:

O tempo de resposta para que se tenha indícios de geração das oscilações inerciais na c.m., cêrca de 10 horas, é pequeno comparado ao período inercial, e, aparentemente, depende somente das condições de velocidade de vento devido a pequena inêrcia mecânica da c.m.. A intensidade da velocidade na c.m. durante o intervalo de ventos fortes é diretamente relacionada a profundidade da c.m.. No reinício das condições amenas de vento, as velocidades de corrente modeladas na c.m. exibem uma variabilidade temporal que é dominada por movimentos com período de aproximadamente 16 horas. Portanto, a frequência da onda dominante excede a inercial por um fator $\mu = 0,16$, onde $\mu = (\omega - f)/f$, ou seja, excede em 16 % (desvio para o azul).

A partir da existência dessas oscilações inerciais, pode-se inferir a seguinte sequência de desenvolvimento da corrente oceânica: enquanto o vento for mais intenso haverá a formação de correntes do tipo Ekman; quando a t.c.v. for drasticamente reduzida, esta corrente gerada não poderá ser balanceada geostroficamente, pois os termos ∇p são pequenos comparados com os termos de Coriolis, nesta escala de tempo de poucos períodos inerciais; o balanço dominante então será entre os termos de inércia e Coriolis, e a corrente girará inercialmente. Os termos ∇p , mesmo sendo pequenos comparativamente, tem efeito de amortecimento dessas oscilações. De fato, no processo de ajuste geostrofico eles são cruciais na dispersão de energia.

As Figuras (5.11), (5.12) e (5.13) mostram o comportamento temporal das componentes de velocidade ao longo da frente (u), e transversal a frente (v) para S, F e N.

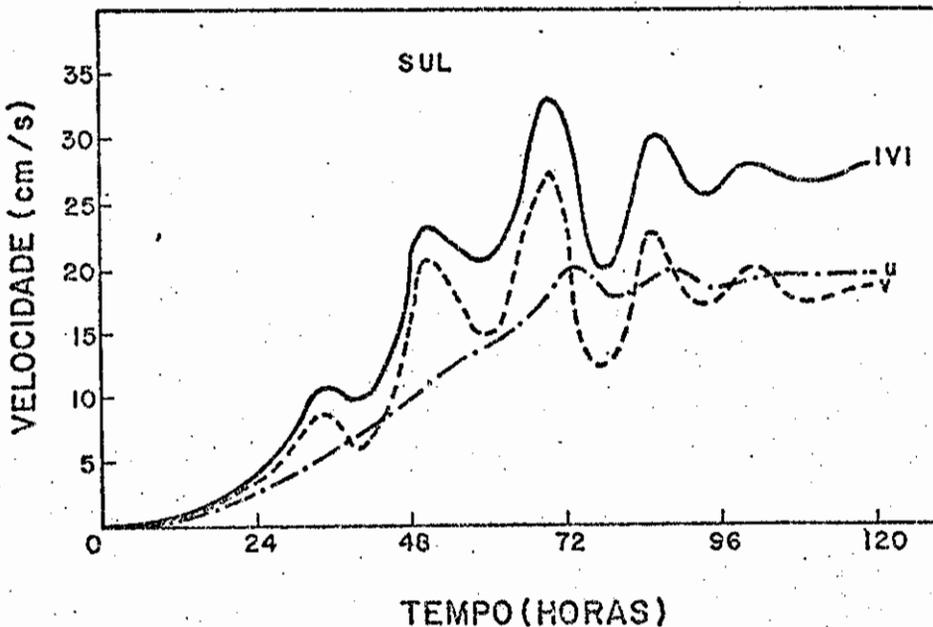


Fig. 5.11 - Variação temporal da velocidade de corrente $|v|$ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada) e da componente zonal u (— . — linha ponto-pontilhada) para a região S.

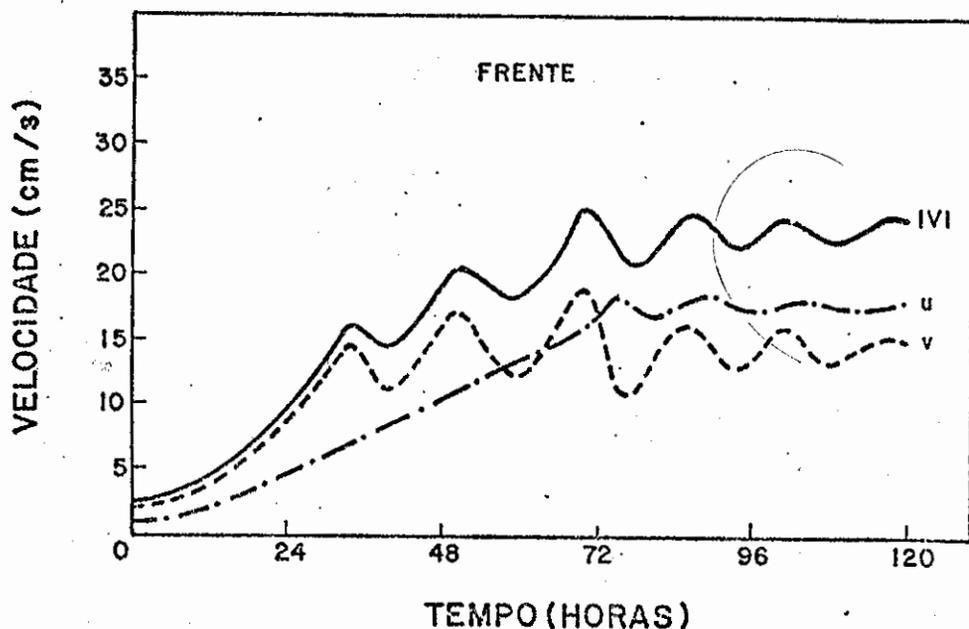


Fig. 5.2 - Variação temporal da velocidade de corrente $|v|$ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada), e da componente zonal u (— . — linha ponto-pontilhada) para a região F.

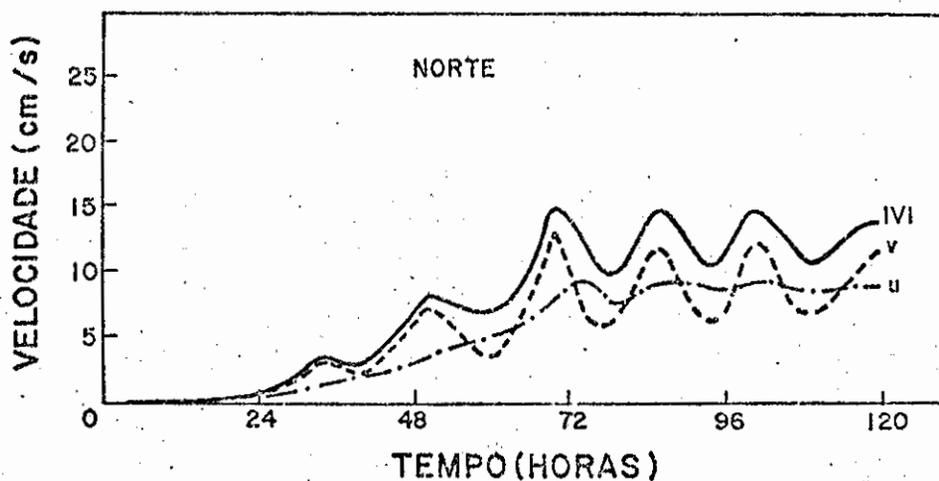


Fig. 5.3 - Variação temporal da velocidade de corrente $|v|$ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada), e da componente zonal u (— . — linha ponto-pontilhada) para a região N.

A componente u cresce continuamente, e não oscila até 72 horas. Portanto, os termos não-lineares na equação de momentum para u não são importantes enquanto o vento é forte. Depois que o vento ameniza há oscilação de pequena amplitude, que rapidamente é amortecida. A componente v depois de 10 horas que o vento começa a soprar mais forte, começa a oscilar com amplitudes grandes, atingindo o máximo valor aproximadamente coincidindo com o término da tempestade. São essas oscilações em v que modulam a oscilação da velocidade da corrente oceânica. Como já mencionado anteriormente, no início há tendência para oscilação com intervalos de tempo maiores (20 horas) que o período inercial, porém, após a tempestade o período seria menor (16 horas). Isto é porque, no início, somente a componente meridional v oscila próximo a 20 horas. Como após a tempestade existe a oscilação em u , a qual não estando em fase com a componente v , faz com que a oscilação final resultante seja deslocada para frequências mais altas que a inercial.

As oscilações inerciais são melhores acompanhadas através das figuras dos hodógrafos (Figuras 5.14, 5.15 e 5.16) para S, F e N, onde os números indicam os períodos inerciais (18.6 h para 40°S) ao longo do caminho.

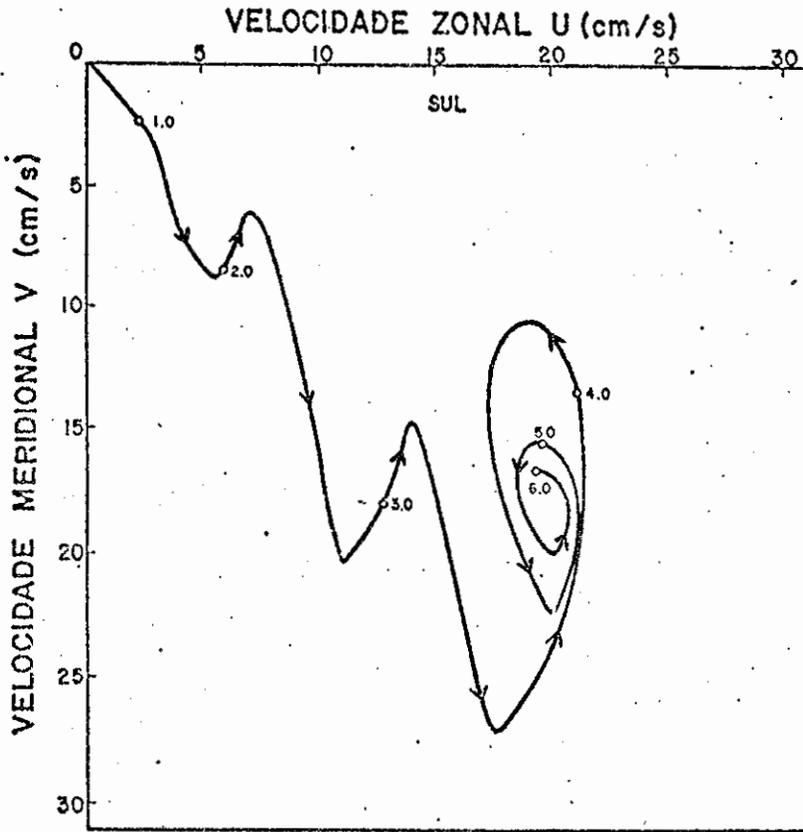


Fig. 5.14 - Hodógrafo da velocidade para a região S.

- Os números indicam períodos inerciais locais, e as setas o sentido de percurso.

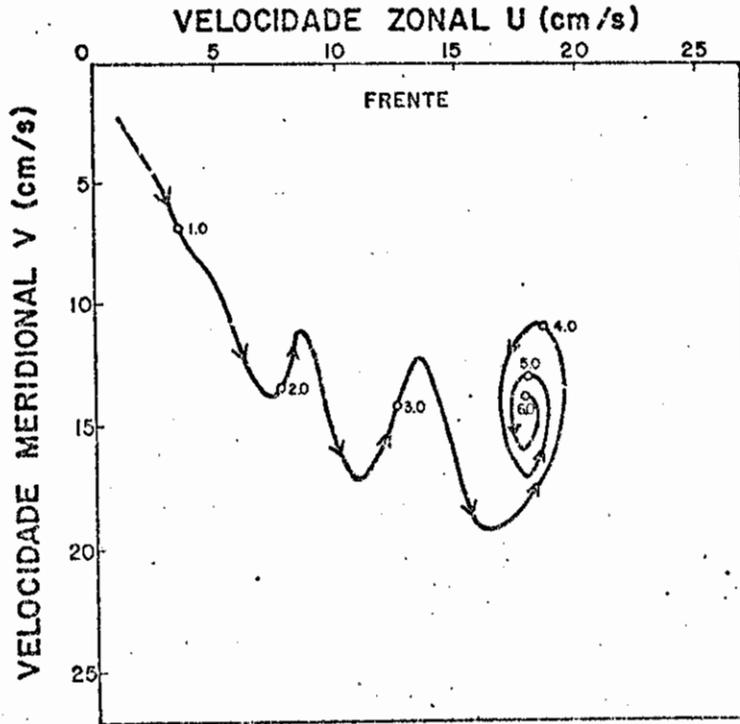


Fig. 5.15 - Hodógrafo da velocidade para a região F.

- Os números indicam períodos inerciais locais, e as setas o sentido de percurso.

Vê-se uma corrente crescente até 4 períodos inerciais quando entra em oscilação próxima a frequência inercial, girando no sentido antihorário. A amplitude e o amortecimento desta oscilação são maiores em S, F e N, nesta ordem decrescente, e, provavelmente, estão muito relacionados a profundidade da c.m. no momento que a t.c.v. torna-se desprezível.

Como comentários finais desse experimento pode-se inferir que, relativo às condições oceânicas, duas quantidades são fundamentais na determinação do tempo de resposta e da taxa de afundamento/resfriamento da c.m.; a profundidade inicial da c.m., e a intensidade dos gradientes verticais no topo da termoclina. O tempo de resposta e a taxa de afundamento/resfriamento variam separadamente numa razão direta com a profundidade e a intensidade da termoclina, que, geralmente, não estão relacionadas entre si.

Aparentemente o fator preponderante é a intensidade da termoclina. Por exemplo, na região S tem-se uma profundidade inicial média mas com fortes gradientes verticais de temperatura na base da c.m., e no entanto não foram verificadas variações sensíveis nem na temperatura ($\Delta T = 0.2^{\circ}\text{C}$), nem na profundidade da c.m. ($\Delta h = 4\text{ m}$). Para as regiões N e F, onde os gradientes verticais não são muito fortes, o tempo de resposta é pequeno comparado ao período inercial local. Estas ocorrências se justificam, pois, quanto maior for a estratificação das camadas abaixo da c.m., maior será R_i , que é diretamente proporcional a Δb . Isto irá inibir a ocorrência de "entrainment", e, conseqüentemente, retardará ou, simplesmente, não haverá afundamento/resfriamento da c.m..

Durante a tempestade é notado que a profundidade da c.m. pode aumentar e a temperatura decrescer, mesmo se o oceano estiver sendo aquecido. Isto é resultado do "entrainment" de água mais fria e mais densa para dentro da c.m. Este fluxo de "buoyancy" para baixo necessário para a ocorrência de "entrainment" é suprido pelo vento.

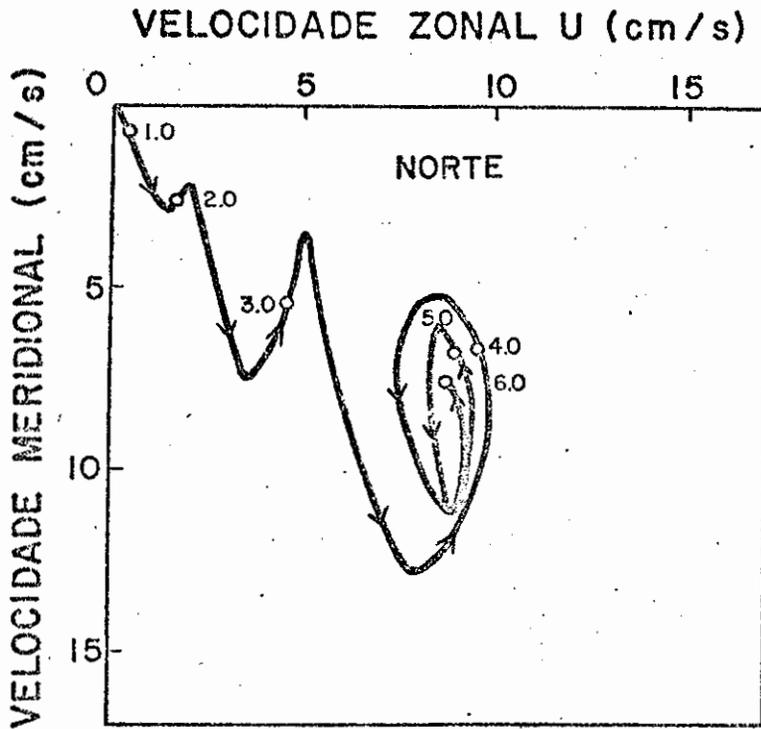


Fig. 5.16 - Hodógrafo da velocidade para a região N.
- Os números indicam períodos inerciais locais, e as setas o sentido de percurso.

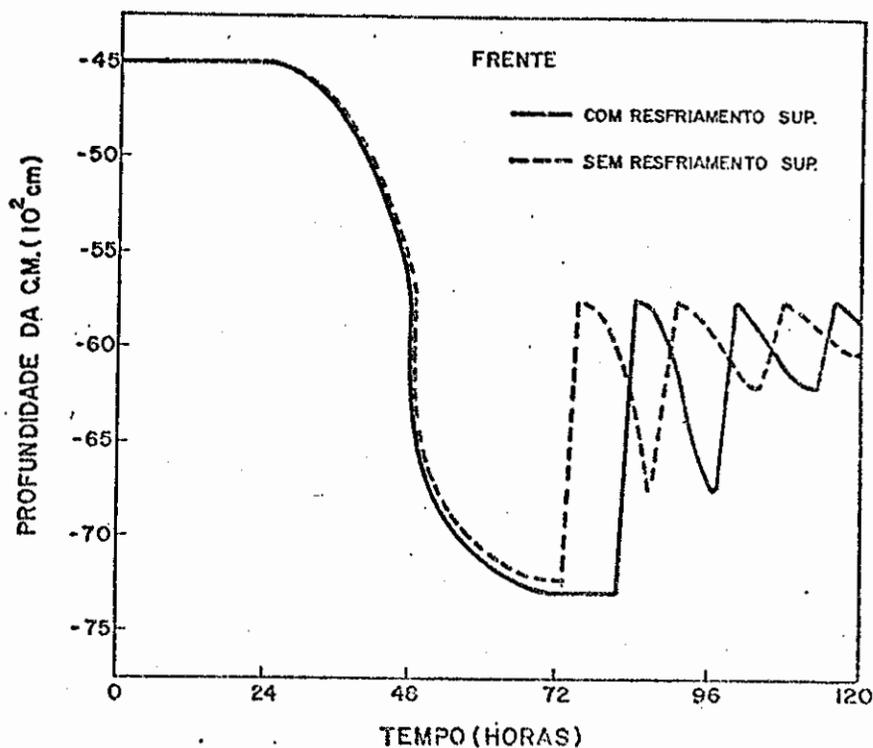


Fig. 5.17 - Variação temporal da profundidade da c.m. para F comparativamente para os experimentos I (— linha cheia) e II (- - - linha pontilhada).

Isto mostra que, pelo menos nas escalas de tempo pequenas e condições de ventos muito fortes consideradas aqui, as trocas de calor na superfície não são importantes na determinação da profundidade e das velocidades na c.m.. Além disso, foi verificado que a velocidade de "entrainment", w_e , foi aproximadamente a mesma, o que indica que a energia cinética gerada por cisalhamento (mecânica) é mais importante que a energia gerada por diferenças de temperatura (convectiva). Realmente, o processo de afundamento é dominado pela t.c.v. através do termo u_x^3 . É provável, conforme afirma Kraus e Turner (1967), que o resfriamento possa ser mais importante que a t.c.v. na mudança dinâmica da c.m., mas somente se for em condições amenas do vento, ou em escalas de tempo sazonal onde é feita uma média climatológica da t.c.v..

Assim, neste EXP. I, as mudanças locais na estrutura térmica do oceano superior são devidas as sobreposições dos efeitos de "entrainment" e de perda de calor do oceano para a atmosfera pelos fluxos superficiais. A parcela de contribuição de cada um deles é estudado no EXP. II a seguir.

5.3 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS DO EXP. II

Neste experimento é retirado o fluxo de "buoyancy" superficial para se tentar separar as influências deste na estrutura térmica e dinâmica da frente oceânica, da influência do fluxo de "buoyancy" devido ao "entrainment" na base da c.m.. As comparações deste EXP II com o EXP I serão feitas somente para a região F, que caracteriza a estrutura do oceano superior numa frente superficial oceânica. Para as regiões S e N, nada além de significativo pode ser registrado do que o foi para F.

Com relação às curvas que mostram a variação temporal das velocidades na c.m., e na camada adjacente inferior, elas são absolutamente análogas, apesar da grande perda de calor havida durante os 5 dias de integração ($Q = - 650 \text{ cal/cm}^2$) no 1º experimento. O pequeno aumento verificado, na segunda casa decimal, não foi da mesma ordem de grandeza que a diminuição da profundidade da c.m.. Isto talvez seja devido a invariabilidade dos coeficientes laterais de difusão turbulenta, o que faz com que os termos difusivos mascarem qualquer variação. Para a evolução comparativa da profundidade da c.m., Figura 5.17, nota-se um decréscimo máximo da ordem de 4% da variabilidade total da profundidade, às 72 horas.

Sem os fluxos superficiais de "buoyancy" a variação da temperatura é contínua desde às 24 até às 72 horas. A máxima taxa de decréscimo permanece às 48 horas, somente que agora não há a quasi-estacionaridade em torno de 60 horas, o que demonstra que esta era devido ao aquecimento diurno. Em geral, houve um aumento dos valores da temperatura da c.m., com um decréscimo na variação da temperatura da ordem 20%, para o instante considerado. Por exemplo, a temperatura mínima atingida neste período foi de $15,5^{\circ}\text{C}$ com uma variação total de $0,5^{\circ}\text{C}$ para o EXP. II, contra $15,36^{\circ}\text{C}$ com uma variação total de $0,64^{\circ}\text{C}$ para o EXP. I. Isto mostra que em condições de tempestade, o "entrainment" é mais importante no abaixamento de temperatura que a perda de calor por fluxos na superfície do oceano. Após 72 horas, durante as condições amenas do vento, não houve a oscilação devido ao aquecimento diurno na temperatura. A temperatura sistematicamente diminui, só mostrando indícios dos termos não-lineares através de uma taxa de decréscimo não constante. Isto provocou um atraso considerável na execução do programa, de aproximadamente 2 horas para 4.7 horas de CPU. Isto porque na tentativa de se conservar a quantidade de calor, imposta na formulação do problema, provocava -se instabilidades nas camadas abaixo da c.m., o que por sua vez, forçava muitas iterações para que fosse obedecida o requerimento que $R_1 \geq 0,25$. Não se pode, conclusivamente, tecer quaisquer comentários sobre o comportamento da temperatura da c.m. para 72 horas em diante, numa situação em que o modelo não foi programado.

5.4 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS DO EXP. III

A fase frontal de uma frente fria atmosférica é caracterizada por uma mudança repentina na direção do vento, sem apresentar grandes mudanças na magnitude (Thomson e Huggett, 1981). Desta forma, o propósito de realizar este experimento é verificar o que esta mudança de direção do vento pode acarretar na estrutura da frente oceânica.

Após 72 horas, há uma estabilização na profundidade provocada por motivos numéricos, mas que de imediato há a retração da camada, antecipando-se em cerca de 15 horas quando havia resfriamento superficial. A mínima profundidade da c.m. na retração permaneceu inalterável (57.5 m). Portanto, o tempo de resposta para o início das oscilações inerciais não depende unicamente da estrutura pré-estabelecida na coluna d'água, mas depende das condições atmosféricas do momento. O período de oscilação na profundidade da c.m. foi igual nos dois experimentos (16 horas), o que demonstra a importância dos termos não-lineares nos modelos de c.m..

Para a temperatura as mudanças foram mais sensíveis. A Figura 5.18, mostra o comportamento da temperatura ao longo do tempo comparativamente para os experimentos I e II.

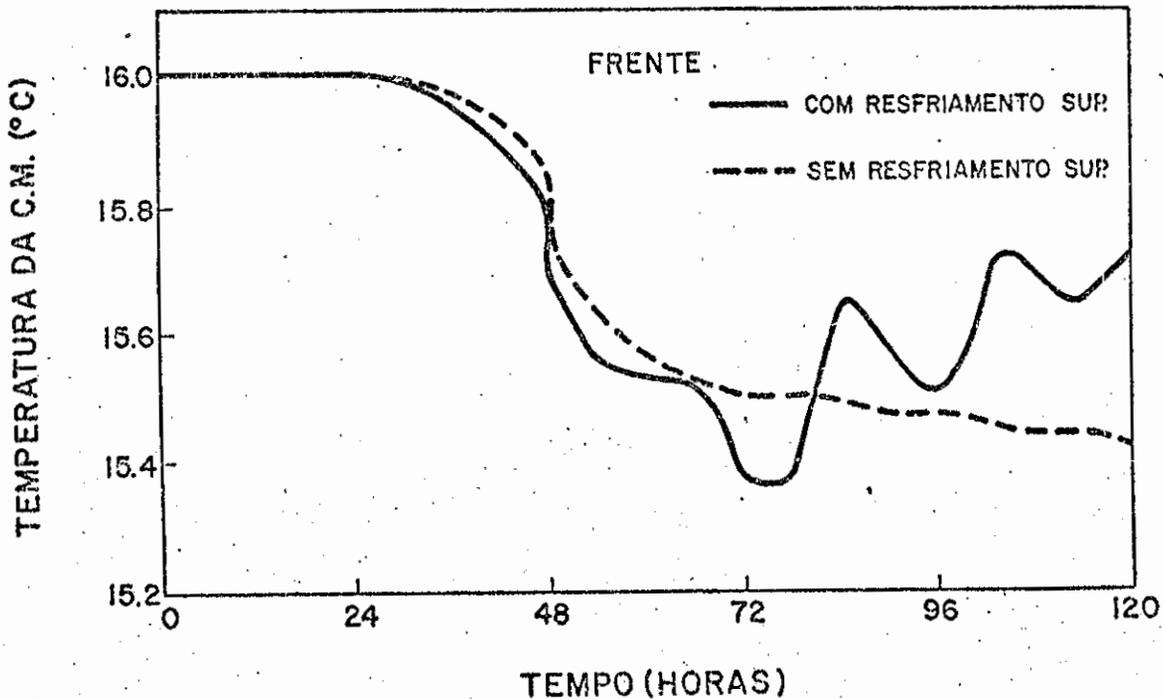


Fig. 5.18 - Variação temporal da temperatura da c.m. para F comparativamente para os experimentos I (— linha cheia) e II (- - - linha pontilhada).

Os campos iniciais de temperatura, profundidade da c.m. e velocidade da corrente, bem como o processo de troca de calor na interface ar-mar são os mesmos do EXP. I. O valor t.c.v., $\underline{\tau}(t)$, tem suas componentes dadas por:

$$\tau_x(t) = \rho_a C_D U_a^2 \text{ sen } \beta(t) \tag{5.4}$$

$$\tau_y(t) = \rho_a C_D U_a^2 \text{ cos } \beta(t)$$

onde β é o ângulo horário entre o Norte e a direção da qual o vento sopra.

A velocidade do vento é mantida constante e igual a $U_a = 400$ cm/s durante todo o tempo de simulação. A variação temporal de $\beta(t)$, $\tau_x(t)$ e $\tau_y(t)$ está na Figura 5.19.

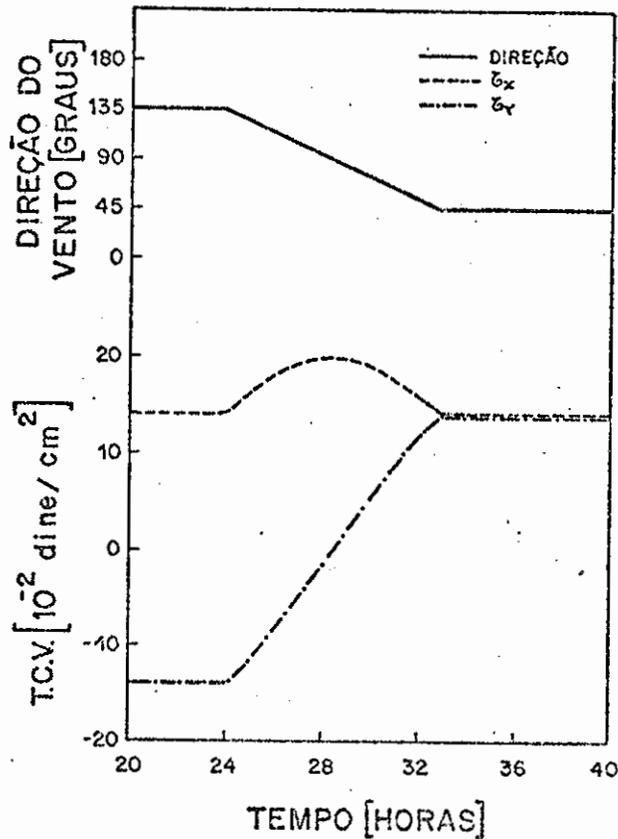


Fig. 5.19 - Variação temporal da direção do vento $\beta(t)$ (— linha cheia), da componente da t.c.v. $\tau_x(t)$ (--- linha pontilhada), e da componente da t.c.v. $\tau_y(t)$ (— . — linha ponto-pontilhada).

A direção do vento nas primeiras 24 horas é constante, vento de NW, quando há início da mudança nesta direção a uma taxa constante de 10^0 por hora, chegando a um vento de SW depois de 9 horas. Nas horas que se seguem tem-se um vento constante em magnitude e direção.

Realça-se o fato de que neste experimento o único interesse é investigar quais consequências resultam para a estrutura térmica e dinâmica do oceano superior não homogêneo na horizontal, devido apenas a mudança na direção do vento. Em adição, o sistema é momentaneamente perturbado o que traz preocupações quanto a estabilidade numérica da solução do modelo, tanto pelos esquemas numéricos como pelas condições de contorno utilizados. Portanto, em considerações a estes dois fatos, fez-se uso de uma baixa velocidade de vento para que se possa ter

a garantia de que, embora as variações sejam pequenas, estas sejam produto de uma única causa, e de que as soluções numéricas tenham representatividade física.

Verificou-se que para a região N a profundidade e a temperatura da c.m. ficaram inalteradas, provavelmente devido a grande profundidade da sua c.m. e da não ocorrência de "entrainment" na base da c.m.. As regiões F e S apresentaram o mesmo comportamento sob a atuação da forçante atmosférica, somente diferindo entre si pela ordem de grandeza das variações. Como estas variações são muito pequenas e melhores visualizadas em F, os gráficos de temperatura e velocidades horizontais são para esta região.

A variação da temperatura é mostrada na Figura (5.20). Devido a baixa velocidade do vento e ao pouco aquecimento inicial a temperatura continua invariável nas primeiras 36 horas. A partir daí começa a haver um pequeno decréscimo com a máxima taxa de variação em torno de 48 horas. Por volta de 55 horas há uma inversão nesta diminuição de temperatura, apresentando um máximo intermediário a aproximadamente 60 horas. No período restante de integração numérica há oscilação com o ciclo de aquecimento diurno, sem apresentar nenhum amortecimento. Apesar de que na região F exista um forte gradiente horizontal de temperatura, os termos advectivos não são importantes devido às baixas velocidades de corrente desenvolvidas. Talvez, numa escala de tempo mais longa que a considerada aqui, se possa sentir algum tipo de oscilação devido à sua atuação. Nas camadas abaixo da c.m. não houve nenhuma variação de temperatura, pois da mesma forma os termos de advecção vertical são desprezíveis. Assim, o campo de temperatura não sente a mudança de direção do vento, com sua variação sendo ditada unicamente pelos fluxos de "buoyancy" superficiais.

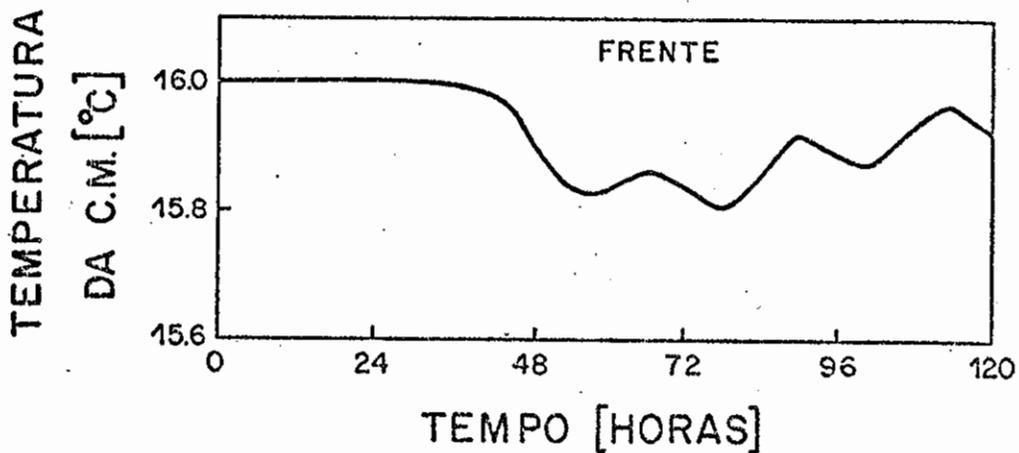


Fig. 5.20 - Variação temporal da temperatura da c.m. para a região F.

Também na profundidade da c.m. não foram registradas alterações. Mesmo que a energia potencial da coluna d'água deva ser conservada, pois o baixo valor de u_* não permite a ocorrência de "entrainment" na base da c.m., ela é proporcional ao quadrado da profundidade da c.m. e linear a temperatura. Com uma variação tão pequena na temperatura, a profundidade ficou inalterável.

Quanto as velocidades na c.m. e suas respectivas componentes, elas são mostradas na Figura (5.21).

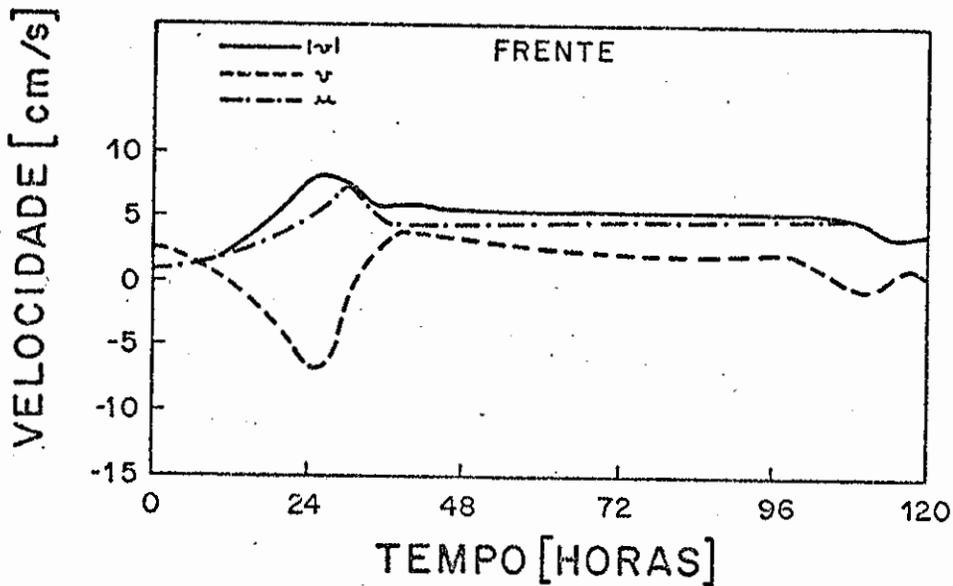


Fig. 5.21 - Variação temporal da velocidade de corrente $|v|$ (— linha cheia), da componente meridional v (--- linha pontilhada), e da componente zonal u (—·— linha ponto-pontilhada) para a região F (EXP. III).

Partindo de uma velocidade diferente de zero, 2,5 cm/s, há uma pequena diminuição logo no início em função da adaptação do modelo à forçante imposta. Até às 24 horas a velocidade da corrente é crescente, mas sempre com valores pequenos devido a baixa velocidade do vento. Logo após o início da mudança de direção do vento há uma inversão deste crescimento em função da troca de sinal da componente v , para depois se estabilizar e permanecer razoavelmente constante em direção e magnitude. A componente u apresenta o mesmo crescimento até 24 horas, após o que ocorre um aumento na taxa de crescimento em virtude da intensificação da componente x da t.c.v.. Depois há uma diminuição com a tendência a atingir um valor constante, sem entretanto apresentar mudança de sinal. A componente v decresce continuamente, atingindo o mínimo às 24 horas, quando inicia-se a inversão de direção em função da variação da forçante externa. O máximo valor é atingido em torno das 36 horas, cujo valor absoluto é menor do que

aquele atingido às 24 horas, após o que há um lento amortecimento provavelmente devido aos termos de gradiente de pressão e difusivos.

As oscilações que se verificam após aproximadamente 90 horas de integração numérica são espúrias, e devidas às condições de fronteiras. Ainda que, neste modelo, tratamento especial foi dedicado ao termo de gradiente de pressão e às condições de contorno, uma perturbação repentina em um sistema torna inevitável alguma reflexão nas fronteiras.

Em consideração a apenas os fatores externos, tanto o processo de afundamento, como a máxima corrente atingida na c.m. são unicamente dependentes da intensidade da t.c.v aplicada. Ainda que, neste caso, os termos advectivos não exerceram qualquer influência significativa na manutenção e propagação das oscilações na c.m., nota-se que uma súbita mudança na direção do vento tem o efeito de provocar perturbações na c.m. mais rápido do que um vento forte e constante atuando por várias horas. Portanto, para uma previsão nesta escala de tempo não são adequadas as médias climatológicas de vento para uma região. A resposta é rápida e muito sensível a variação no vento local.

Quando se observa a variação espacial da velocidade vertical para dois instantes de tempo; um anterior a mudança na direção do vento (24 horas) a outro após esta mudança (36 horas) (Figura 5.22), nota-se que apesar das velocidades serem pequenas há uma quase completa inversão de ressurgência por subsidência, e vice-versa.

ta oscilar, e provavelmente com uma frequência ditada pela variação da t.c.v., ao invés de movê-la para uma outra região.

No próximo capítulo são feitos um resumo das principais conclusões destes experimentos numéricos, bem como uma análise crítica das interpretações dos resultados.



CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Onde se faz um balanço entre erros (inevitáveis) e acertos (possíveis).

6.1 - ANÁLISE CRÍTICA DAS LIMITAÇÕES DO MODELO

Antes de resumir as principais conclusões é apropriado mencionar as principais limitações envolvidas na análise. Os erros na previsão da estrutura térmica e de momentum do oceano superior podem ser colocados em quatro categorias:

- i) Erros devido à incerteza nos cálculos das forçantes atmosféricas;
- ii) Erros devido às condições iniciais mal colocadas;
- iii) Erros devido às limitações físicas do modelo, ou seja, suas hipóteses simplificadoras e aproximações;
- iv) Erros devido à imprecisão das soluções numéricas.

Na primeira categoria, um procedimento típico para especificar os fluxos de momentum e de calor na superfície do mar é usar as equações aerodinâmicas globais (Apêndice H) que incluem necessariamente dados sobre velocidade do vento, temperatura do ar, temperatura do ponto de orvalho, cobertura de nuvens, temperatura da superfície do mar, além de valores empíricos de coeficientes adimensionais.

Há vários estudos específicos sobre avaliações quantitativas das influências desses parâmetros sobre os cálculos das forçantes atmosféricas através das fórmulas aerodinâmicas globais (Friehe e Schmitt, 1976; Fissel et alii, 1977; Foken, 1984; Stravisi e Crisciani, 1986). Suas principais conclusões podem ser resumidas em:

da técnica de assimilação de dados (Elsberry e Warrenfeltz, 1982), ainda não são conclusivos. Não foi preocupação deste estudo avaliar os efeitos de diferentes perfis iniciais de temperatura e de velocidade sobre a previsão da evolução da c.m.. No modelo de c.m. desenvolvido por Martin (1982) para estudo da resposta do oceano à passagem do furacão Eloise, foi verificado que, embora houvesse algumas incertezas nas condições iniciais, os resultados foram razoavelmente similares.

Na terceira categoria, as hipóteses e aproximações utilizadas para formular o modelo foram justificadas no Capítulo 3. Este modelo é idealizado, particularmente com relação a omissão dos efeitos de salinidade (Miller, 1976), o que não permite considerar aspectos característicos da passagem de frentes frias atmosféricas, como a precipitação.

Neste modelo, a mistura horizontal foi representada por um termo de difusividade turbulenta, com coeficiente constante, que parametriza os efeitos dispersivos dos movimentos não resolvidos. Tem-se que admitir que o uso da difusividade turbulenta é uma pobre parametrização do efeito da mistura horizontal em um campo que é fortemente não homogêneo. Na parametrização da dissipação embora se tenha considerado como uma função da e.c.t. média na camada e da rotação planetária, os coeficientes empíricos m_i , que representam a eficiência da conversão de energia na equação de balanço da e.c.t, podem ser alterados. Por exemplo, para aumentar a influência do termo dissipativo o que conduziria a um fundamento mais lento da c.m.. Ainda que o processo de "entrainment" foi possível através da adoção *ad hoc* de parametrização do fluxo de "buoyancy" na base da c.m., esta parametrização não tem nenhum suporte experimental incontestável. A sensibilidade dos resultados para as parametrizações dos processos de "entrainment", mistura horizontal, dissipação, pode ser objeto de estudos posteriores.

Instabilidades podem ocorrer quando algum parâmetro dinâmico alcança um valor típico. Os modelos de c.m. utilizam o número gradiente de Richardson (R_i), que, embora relacione grandezas termodinâmicas (diferenças de densidade) com grandezas dinâmicas (cisalhamento ver

- a) A velocidade do vento é muito importante, pois seu efeito é triplo na dinâmica do oceano superior. Primeiro, que é a fonte indutora de correntes superficiais. Segundo, que provoca mudanças na profundidade da c.m., desde que a produção de e.c.t. é diretamente proporcional ao cubo da velocidade de fricção. Terceiro, que controla a transferência de calor latente e sensível entre a atmosfera e o oceano.
- b) A temperatura do ponto de orvalho é importante, pois entra no cálulo do fluxo de calor latente.
- c) A temperatura da superfície do mar é importante, pois ela é elevada à 4^a potência no cálculo da emissão de radiação infravermelho.
- d) A temperatura do ar próximo à superfície, e a estimativa da cobertura de nuvens não são tão importantes como são os outros parâmetros, pois entram linearmente no cálculo do fluxo de calor sensível, e no termo de aquecimento (radiação solar) ou resfriamento (radiação de onda longa), respectivamente.
- e) A seleção de um valor para os coeficientes adimensionais depende das condições específicas para as quais o modelo é proposto. Diante deste quadro empírico, é natural a existência de uma ampla faixa de valores encontrados na literatura (Hidy, 1972). Por exemplo, neste trabalho, para o cálculo da t.c.v., foi usado um coeficiente de arrasto dependente da velocidade do vento segundo Garratt (1977), Equação (5.2), mas que no entanto não leva em conta a estratificação da coluna d'água.

Portanto, a incerteza na estimativa da t.c.v. é a maior fonte de erro em todos os modelos de previsão do comportamento térmico e dinâmico do oceano superior, principalmente quando tratam de condições severas de ventos, como é o presente caso.

Na segunda categoria, os estudos específicos sobre a influência das condições iniciais nos modelos de previsão, através do uso

de das observações meteorológicas e oceanográficas. Até o momento, a falta de dados adequados para simulações numéricas é o maior obstáculo para o desenvolvimento geral dos modelos de previsão como este apresentado.

6.2 -- RESUMO DAS PRINCIPAIS CONCLUSÕES

Os resultados obtidos e discutidos no Capítulo 5 mostram que este modelo é útil para estimar magnitudes das mudanças na estrutura térmica e dinâmica do oceano superior, e o tempo necessário para produzir tais mudanças em resposta a uma repentina intensificação nos fluxos de momentum e de calor na interface ar-mar. As principais conclusões desse estudo podem ser resumidas como se segue:

- i) De um modo geral, houve significativos aumentos da profundidade da c.m. e decréscimo em sua temperatura com a intensificação da velocidade do vento e do resfriamento superficial. Inversamente, houve retração da c.m. com um associado aumento em sua temperatura para condições amenas de vento e aquecimento superficial.
- ii) Este processo de afundamento/resfriamento da c.m. não foi um processo suave, com sua máxima taxa coincidindo com o pico da tempestade. Para uma tempestade que se desenvolve simetricamente em relação ao tempo, a profundidade máxima e a temperatura mínima coincidem com o reinício das condições atmosféricas amenas, pois, daí para frente não houve afundamento e decréscimo de temperatura adicionais. No entanto, houve oscilações com frequência próxima a inercial local tanto em h (desvio para o azul), como para T (desvio para o vermelho). Estas defasagens existentes nas oscilações de h e T são devidas a diferença nas inércias térmicas e mecânicas da c.m., e ao ciclo de aquecimento diurno, e não devem atingir a 180° . Antes disso, as oscilações devem estar amortecidas, sendo que este amortecimento é mais acentuado quando existe forte gradiente vertical de temperatura na base da c.m..

iii) A distribuição de momentum e de calor na c.m. depende principalmente, em ordem decrescente de importância, da intensidade da termoclina próxima a base da c.m., da intensidade da t.c.v., e da profundidade da c.m.. O "entrainment" na base da c.m., a advecção vertical, e as trocas de calor ar-mar contribuem no processo de afundamento/resfriamento da c.m.. Para escalas de tempo muito curtas, e sob condições severas de ventos, a mistura turbulenta é basicamente controlada por u_*^3 , pois favorece a ocorrência de "entrainment" e torna pouco importante as trocas de calor na interface ar-mar. Entretanto, a remoção de calor enfraquece a estratificação e logo a resistência à mistura. Desta forma, é evidente que quando ambos os processos são combinados, como é normal durante a passagem de uma frente fria atmosférica, o resultado é maximizado.

iv) O presente modelo sugere que a resposta oceânica, em termos de afundamento da c.m., para forçantes atmosféricas intensas é bem rápida, da ordem de 10 horas. Também que a intensidade da termoclina tem uma influência importante neste tempo de retardo, bem como na amplitude da resposta.

v) A estrutura térmica do oceano superior é totalmente indiferente a uma mudança na direção de ventos fracos mesmo em regiões onde há fortes gradientes horizontais como em frentes oceânicas. A oscilação na temperatura da c.m. é ditada exclusivamente pela escala diária de aquecimento solar.

vi) Os aumentos nas velocidades do vento têm uma influência muito pronunciada na velocidade da c.m.. A tempestade excitou correntes inerciais da ordem de 30 cm/s, cuja magnitude depende da profundidade da c.m.. Depois de encerrada a tempestade esta corrente inercial na c.m. gira no sentido antihorário e diminui em magnitude. A frequência de oscilação é maior que a frequência inercial local cerca de 16% (desvio para o a zu!), e com o respectivo amortecimento diretamente relacionado a profundidade da

c.m. no momento que a t.c.v. torna-se desprezível. As componentes de velocidade de corrente u e v não estão em fase.

vii) As oscilações inerciais não se propagaram para as camadas abaixo da c.m., e suas estruturas térmica e dinâmica não foram muito modificadas.

viii) Para uma súbita mudança na direção do vento, a resposta do campo de velocidade na c.m. é imediata.

ix) Normalmente, a escala de tempo da influência advectiva é maior do que as escalas de tempo sinóticas tratadas aqui. No caso, porém, a inhomogeneidade horizontal do oceano, e a intensidade dos fluxos entre a atmosfera e o oceano, tornam de fundamental importância os termos advectivos, os quais são os responsáveis pelas oscilações das propriedades do oceano superior depois do restabelecimento das condições atmosféricas amenas. Isto é um dos aspectos que mostram a necessidade de se ter associado a dinâmica de mesoescala com a dinâmica da c.m., para propósitos de previsão de curto prazo no oceano. No entanto, para baixas velocidades de vento os termos inerciais são desprezíveis, o que faz com que os modelos de níveis e de c.m. fiquem desacoplados. Assim, o estudo da mudança térmica e dinâmica do oceano superior, mesmo numa frente oceânica, pode ser feito por modelos de c.m. unidimensionais, porém numa escala sazonal de tempo.

x) Deve-se distinguir entre movimentos das zonas de confluência Ekman, e o movimento da zona frontal. Em particular, o desenvolvimento de uma tempestade sobre a frente oceânica já existente foi capaz de deslocá-la de sua posição inicial por aproximadamente 20 km, enquanto que somente a mudança da direção do vento local, apesar de fraco, provavelmente a faz oscilar. É bom lembrar que, a mudança de localização de uma forte zona baroclínica, tal como a convergência subtropical do Atlântico Sul,

tical na velocidade), é inerente que seja muito dependente de distâncias sobre as quais se estima os saltos nas variáveis em jogo. É da adequação dessas distâncias que se pode fazer com que um valor crítico seja alcançado ou não, o que se traduz em se basear em um critério não muito rigoroso para provocar ou não instabilidades na coluna d'água.

Na quarta categoria, os esquemas numéricos empregados neste modelo são esperados garantir a estabilidade numérica sob todas as circunstâncias durante o período de tempo de interesse para integração (120 horas). O teste de aceitação do modelo, principalmente para verificar algum possível erro no código de computação, foi realizado com o exemplo dado por Adamec et alii (1981) onde os resultados obtidos foram coincidentes. Contudo, ao redor do passo de tempo 90, 45 horas de integração, o termo Δp começou a tornar-se exageradamente grande próximo às fronteiras. Isto conduzia a grandes diferenciais de velocidade o que tendia a instabilizar os cálculos das velocidades verticais, que são feitos a partir da equação da continuidade. É provável que seja resultado da instabilidade dos esquemas numéricos empregados para implementar a condição de contorno radiacional, ou da incorreção na estimativa da sua velocidade de fase de propagação. Para evitar problemas na região compreendida entre o 10º ao 50º ponto de grade, foi provocado, para pontos fora desta região, um amortecimento artificial através do emprego de coeficientes de difusão duas ordens de grandeza maiores, a partir do 50º passo de tempo. Se maior período de integração numérica for necessário, por exemplo, para avaliar o tempo necessário para que se tenha a atenuação completa das oscilações inerciais após o término da tempestade no EXP. I, estas condições de contorno devem ser recalculadas.

Na tentativa de refinar o modelo dinâmico foi aumentado para 12 o número de camadas. Isto requer mudanças simples no código de computação, porém, além de não mostrar qualquer efeito benéfico, talvez pelo fato de dar origem a ondas internas adicionais, inviabilizou a execução do programa por se tornar excessivamente lento.

Modelos de previsão do oceano superior são problemas de valor inicial e de contorno, que são muito dependentes da disponibilida

pode ter consequências importantes para a atmosfera. Por exemplo, Sanders e Gyakum (1980) acharam uma correlação maior entre eventos de ciclogênese marítima, e a localização de fortes gradientes de temperatura na superfície do mar.

6.3 - SUGESTÕES

Este trabalho foi dedicado ao entendimento de quanto um evento atmosférico solitário contribui para a variabilidade de uma frente oceânica de grande escala. Como as escalas de tempo das respostas do oceano são muito maiores que as escalas de tempo das forçantes atmosféricas, isto justificaria o uso da média temporal dessas forçantes em simulações oceânicas. Porém, sob condições atmosféricas severas verifica-se que ocorrem alterações significativas na estrutura térmica oceânica em curtas escalas de tempo. Mesmo com uma caracterização idealizada das fases de uma frente fria atmosférica estas mudanças são bastante complexas, de acordo com o modelo.

A partir dos fatos que os fluxos de momentum e de calor na interface ar-mar, relativos a passagem de uma frente fria atmosférica, são muito assimétricos, e que as condições da estrutura térmica e dinâmica do oceano diferem de localidade para localidade, tem-se que a resposta oceânica não pode ser facilmente generalizada. Desta forma, as interpretações dos resultados apresentados devem ser feitas com precauções, pois uma descrição precisa da rápida resposta do oceano para tempestades somente pode ser alcançada pela média de muitos eventos. E durante cada um destes eventos, devem ser dadas especificações detalhadas das forçantes atmosféricas e da estrutura das camadas superiores do oceano, para que sejam consideradas todas as complexidades envolvidas.

Talvez o menos compreendido aspecto da dinâmica do oceano superior seja a variabilidade horizontal na camada limite superior. E neste modelo de frente oceânica sob ação de uma frente atmosférica, muitos foram os processos físicos não incluídos, de forma que seria prematuro comparar quantitativamente os resultados apresentados com observa

ções oceânicas reais. Antes que tais comparações possam ser estabelecidas, outros melhoramentos devem ser incorporados no modelo tais como, a introdução da salinidade no cálculo do fluxo de "buoyancy", a consideração de perfis de velocidades de correntes iniciais mais reais, especificamente as velocidades das correntes do Brasil e das Malvinas, e outros propostos na Seção 6.1. Finalmente, um grande passo será dado quando a 3ª dimensão for incluída no modelo.

De qualquer forma, independente destes melhoramentos, crê-se que modelos de circulação oceânica associados com modelos de c.m., pelo fato de considerarem tanto os processos de mistura como os processos advectivos, são os modelos apropriados para previsão de fenômenos tais como frentes oceânicas submetidas a forçantes atmosféricas de mesoescala.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADAMEC, D.; GARWOOD JR., R.W. The simulated response of an upper-ocean density front to local atmospheric forcing. Journal of Geophysical Research, 90(C1):917-928, 1985.
- ADAMEC, D.; ELSBERRY, B.L.; GARWOOD JR., R.W.; HANEY, R.L. An embedded mixed layer-ocean circulation model. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 6(1):69-96, 1981.
- BERESTOV, A.L. Some approximation of geophysical hydrodynamics. Oceanology, 24(5):565-564, 1985.
- CAMERLENGO, A.L. Large-response of the Pacific Ocean subarctic front to momentum transfer: A numerical study. Journal of Physical Oceanography, 12(10):1106-1121, 1982.
- CAMERLENGO, A.L.; O'BRIEN, J.J. Open boundary conditions in rotating fluids. Journal of Computational Physics, 35(1):12-35, 1980.
- CAMP, N.T.; ELSBERRY, R.L. Oceanic thermal response to strong atmospheric forcing II. The role of one-dimensional processes. Journal of Physical Oceanography, 8(2):215-224, 1978.
- CASARIN, D.P. Um estudo observacional sobre os sistemas de bloqueio no Hemisfério Sul. Dissertação de Mestrado em Meteorologia, São José dos Campos, INPE, 1983 (INPE-2638-TDL/114).
- CROMWELL, T.; REID, J.L. A study of oceanic fronts. Tellus, 8(1): 94-103, 1956.
- CUSHMAN-ROISIN, B. Effects of horizontal advection on upper ocean mixing. A case of frontogenesis. Journal of Physical Oceanography, 11(10):1345-1356, 1981.
- D'ASARO, E.A. The energy flux from the wind to near-inertial motions in the surface mixed layer. Journal of Physical Oceanography, 15(8):1043-1059, 1985b.
- _____. Mixed layer velocities induced by internal waves. Journal of Geophysical Research, 83(C5):2437-2438, 1978.

ELSBERRY, R.L.; GARWOOD JR., R.W. Numerical ocean prediction models-goal for the 1980. Bulletin of the American Meteorological Society, 61(12):1556-1566, 1980.

_____ Sea-surface temperature anomaly generation in relation to atmospheric storms. Bulletin of the American Meteorological Society, 59(7):786-789, 1978.

ELSBERRY, R.L.; RANEY, S.D. Sea surface temperature response to variations in atmospheric wind forcing. Journal of Physical Oceanography, 8(5):881-887, 1978.

ELSBERRY, R.L.; WARRENFELTZ, L.L. Data assimilation test with an oceanic mixed layer model. Journal of Physical Oceanography, 12(8):839-850, 1982.

ELSBERRY, R.L.; SANDGATHE, S.A.; WINNINGHOFF, F.J. Short-term oceanic response predicted by a mixed layer model forced with a sector atmospheric model. Journal of Physical Oceanography, 14(1):79-91, 1984.

EVANS, D.L. Observations of small-scale shear and density structure in the ocean. Deep-Sea Research, 29(5A):581-595, 1982.

FISSEL, D.B.; POND, S.; MIYAKE, M. Computation of surface fluxes from climatological and synoptic data. Monthly Weather Review, 105(1): 26-36, 1977.

_____ Spectral analysis of surface atmospheric quantities at ocean weather-ship P. Atmosphere, 14(2):77-97, 1976

FOKEN, TH. The parameterization of the energy exchange across the air-sea interface. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 8(3): 297-305, 1984.

FRANCIS, J.R.D.; STOMMEL, H. How much does a gale mix the surface layers of the ocean? Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 79:534-536, 1953.

- D'ASARO, E.A. Upper ocean temperature structure, inertial currents, and Richardson numbers observed during strong meteorological forcing. Journal of Physical Oceanography, 15(7):943-962, 1985a.
- DAVIS, R.E.; DeSZOEKE, R.A.; 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, 1981.
- DEFANT, A. Physical Oceanography. Pergamon Press, 1961, vol. 1.
- DENMAN, K.L. A time-dependent model of the upper ocean. Journal of Physical Oceanography, 3(1):173-184, 1973.
- DENMAN, K.L.; MIYAKE, M. Upper layer modification at ocean station PAPA: Observations and simulation. Journal of Physical Oceanography, 3(2):185-196, 1973.
- DeSZOEKE, R.A. On the effects of horizontal variability of wind stress on the dynamics of the ocean mixed layer. Journal of Physical Oceanography, 10(9):1439-1454, 1980.
- DeSZOEKE, R.A.; RHINES, P.B. Asymptotic regimes in mixed layer deepening. Journal of Marine Research, 34(1):111-116, 1976.
- DICKSON, R.R. Global summaries and intercomparisons: flow statistics from large-term current meter moorings. In: ROBINSON, A.R., ed. Eddies in marine science. Berlin, Springer-Verlag, 1983. p. 278-354.
- DILLON, T.M.; CALDWELL, D.R. Catastrophic events in a surface mixed layer. Nature, 276(5688):601-602, 1978.
- DOBSON, F.W. Measurements of atmospheric pressure on wind generated sea waves. Journal of Fluid Mechanics, 48(1):91-127, 1971.
- ELIASSEN, A. On the formation of fronts in the atmosphere. In: BOLIN, B., ed. The Atmosphere and the sea in motion. New York, Rockefeller Institute Press, 1959. p. 277-287.
- ELSBERRY, R.L.; CAMP, N.T. Oceanic thermal response to strong atmospheric forcing I. Characteristics of forcing events. Journal of Physical Oceanography, 8(2):206-214, 1978.

- GIRARDI, L.C. Análises sinóticas de ciclones extratropicais. São José dos Campos, Instituto de Atividades Espaciais, 1972. 126 p. (IAE-001).
- GODOI, S.S. Estudos das variações sazonais da frente oceânica subtropical entre a Corrente do Brasil e a Corrente das Malvinas, utilizando dados Oceanográficos e dos satélites SMS-2. Dissertação de Mestrado em Sensoriamento Remoto, São José dos Campos, INPE, 1983. (INPE-2780-TDL/137).
- GOODY, R. Satellites for oceanography. The promises and the realities. Oceanus, 24(3):3-5, 1981.
- GORDON, R.L. Coastal ocean current response to storm winds. Journal of Geophysical Research, 87(C3):1939-1951, 1982.
- 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.
- GRAY, W.M. Tropical cyclone genesis and intensifications. In: BENGSTSSON, L.; LIGHTHILL, J. ed. Atmospheric Vortices. Berlin, Springer-Verlag, 1982. p. 3-20.
- GREATBATCH, R.J. On the response of the ocean to a moving storm: The nonlinear dynamics. Journal of Physical Oceanography, 13(3): 357-367, 1983.
- _____ On the response of the ocean to a moving storm: Parameters and scales. Journal of Physical Oceanography, 14(1):59-78, 1984.
- HALPERN, D. Observations of the deepening of the wind-mixed layer in the Northeast Pacific Ocean. Journal of Physical Oceanography, 4(2):454-466, 1974.
- HALTINER, G.J.; WILLIAMS, R.T. Numerical prediction and dynamic meteorological. 2 ed. New York, John Wiley, 1980. 477 p.
- HANEY, R.L. A numerical study of the response of an idealized ocean to large-scale surface heat and momentum flux. Journal of Physical Oceanography, 4(2):145-167, 1974.

FRANKIGNOUL, C. Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitudes. Reviews of Geophysics, 23(4):357-390, 1985.

FRIEHE, C.A.; SCHMITT, K.F. Parameterization of air-sea interface fluxes of sensible heat and moisture by the bulk aerodynamic formulas. Journal of Physical Oceanography, 6(6):801-809, 1976.

GARRETT, C.; MUNK, W. Space-time scales of internal waves. Geophysical Fluid Dynamics, 3(3):225-264, 1972.

GARRATT, J.R. Review of drag coefficients over oceans and continents. Monthly Weather Review, 105(7):915-929, 1977.

GARVINE, R.W. Dynamic of small-scale oceanic fronts. Journal of Physical Oceanography, 4(3):557-569, 1974.

GARWOOD JR., R.W. Air sea interaction and dynamic of the surface mixed layer. Reviews of Geophysics and Space Physics, 17(7):1507-1524, 1979.

_____ An oceanic mixed layer model capable of simulating cyclic states. Journal of Physical Oceanography, 7(3):455-468, 1977.

GARWOOD JR., R.W.; RABE, K.M.; BRANDLT, H.W. Ocean frontal formation due to shallow water cooling effects as observed by satellite and simulated by a numerical model. Journal of Geophysical Research, 86(C11):11000-11012, 1981.

GEISLER, J.E. Linear theory of the response of a two layer ocean to a moving hurricane. Geophysical Fluid Dynamics, 1:249-272, 1970.

GILL, A.E. Atmospheric-ocean dynamics. New York. Academic Press, 1982. 662 p. (International Geophysics Series, v. 30).

_____ On the behavior of inertial waves in the wakes of storms. Journal of Physical Oceanography, 14(7):1129-1151, 1984.

GILL, A.E.; NIILER, P.P. The theory of seasonal variability in the ocean. Deep-Sea Research, 20(2):141-177, 1973.

GILL, A.E.; TURNER, J.S. A comparison of seasonal thermocline models with observations. Deep-Sea Research, 23(5):391-401, 1976.

- HANEY, R.L.; DAVIES, R.W. The role of surface mixing in the seasonal variation of the ocean thermal structure. Journal of Physical Oceanography, 6(4):504-510, 1976.
- HANEY, R.L.; RISCH, M.S.; HEISE, G.C. Wind forcing due to synoptic storm activity over the North Pacific Ocean. Atmosphere-ocean, 19(2):128-147, 1981.
- HIDY, G.M. A view of recent air-sea interaction research. Bulletin American Meteorological Society, 53(11):1083-1102, 1972.
- HIGGINS, M.S.L. The response of a stratified ocean to stationary or moving wind-systems. Deep-Sea Research, 12(6):923-973, 1965.
- HOSKINS, B.J.; BRETHERTON, F.P. Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution. Journal of the Atmospheric Sciences, 29(1):11-37, 1972.
- JOHNSON, W.R.; NORRIS, D.R. A multispectral analysis of the interface between the Brazil and Falkland currents from Skylab. Remote Sensing of Environment, 6(4):271-288, 1977.
- KAGANO, M.T.; DIAS, P.L.S.; PEREIRA, C.S. Um estudo numérico dos modos verticais de um modelo de equações primitivas. São José dos Campos, INPE, 1982. (INPE-2364-PRE/097).
- KAO, T.M. Dynamics of oceanic fronts. Part I: The Gulf Stream. Journal of Physical Oceanography, 10(4):483-492, 1980.
- KATO, H.; PHILLIPS, O.M. On the penetration of a turbulent layer into a stratified fluid. Journal of Fluid Mechanics, 37:643-655, 1969.
- KLEIN, P. A simulation of the effects of air-sea transfer variability on the structure of marine upper-layers. Journal of Physical Oceanography, 10(11):1824-1841, 1980.
- KLEIN, P.; COANTIC, M. Numerical study of turbulent processes in the marine upper layers. Journal of Physical Oceanography, 11(6): 849-463, 1981.
- KOUSKY, V.E. Frontal influences on Northeast Brazil. São José dos Campos, INPE, 1978 (INPE-1269-PE/137).

- KRAUS, E.B.; TURNER, J.S. A one-dimensional model of the seasonal thermocline II. The general theory and its consequences. Tellus, 19(1):98-106, 1967.
- KRAUSS, W. The erosion of a thermocline. Journal of Physical Oceanography, 11(4):415-433, 1981.
- KULLENBERG, G.E.B. On vertical mixing and the energy transfer from the wind to the water. Tellus, 28(2):159-165, 1976.
- KUNDU, P.K. A numerical investigation of mixed-layer dynamics. Journal of Physical Oceanography, 10(2):220-236, 1980.
- _____ A two dimensional model of inertial oscillations generated by a propagation wind field. Journal of Physical Oceanography, 16(8):1399-1411, 1986.
- KUNDU, P.K.; THOMSON, R.E. Inertial oscillation due to a moving front. Journal of Physical Oceanography, 15(8):1076-1084, 1985.
- LAFOND, E.C. Factors affecting vertical temperature gradients in the upper layers of the sea. The Scientific Monthly, 78(4):243-253, 1954.
- LEGECKIS, R.V. A survey of world-wide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites. Journal of Geophysical Research, 83(C9):4501-4522, 1978.
- LEGECKIS, R.V.; GORDON, A.L. Satellite observation of the Brazil and Falkland currents-1974 to 1976 and 1978. Deep-Sea Research, 29(3):375-401, 1982.
- LIU, W.T.; KATASAROS, K.B.; BUSINGER, A.J. Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat water vapor including the molecular constraints at the interface. Journal of the Atmospheric Sciences, 36(9):1722-1735, 1979.
- MALKUS, J.S. Large-scale interactions. In: HILL, M.N. ed. The sea. New York, John Willey, 1962. v. 1, p. 88-124.

- MARCHUK, G.I.; KOCHERGIN, V.P.; KLIMOK, V.I.; SUKHORUKOV, V.A. On the dynamics of the ocean surface mixed layer. Journal of Physical Oceanography, 7(6):865-875, 1977.
- MARTIN, P.I. Mixed-layer simulation on buoy observations taken during hurricane Heloise. Journal of Geophysical Research, 87(C1):409-421, 1982.
- MASCARENHAS JR., A.S. Os modelos unidimensionais de camada de mistura no oceano. In: SIMPÓSIO DE MODELAGEM NUMÉRICA, 1., São José dos Campos, 12-14 Dezembro 1984. Anais. São José dos Campos, INPE, 1984.
- MELLOR, G.L.; DURBIN, P.A. The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer. Journal of Physical Oceanography, 5(5):718-728, 1975.
- MESINGER, F.; ARAKAWA, A. Numerical methods used in atmospheric models. Geneva, WMO, 1976. 64 p. (WMO-GARP Publications series nº 17).
- MILES, J.W. On the stability of heterogeneous shear flows. Journal of Fluid Mechanics, 10:496-508, 1961.
- MILLER, J.R. The salinity effect in a mixed layer ocean model. Journal Physical Oceanography, 6(1):29-35, 1976.
- MOURA, A.D.; SHUKLA, J. On the dynamics of droughts in Northeast Brazil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model. Journal of Atmospheric Sciences, 38(2):2653-2675, 1981.
- MUNK, J.W. Acoustics and ocean dynamics. In: BREWER, P.G., ed. Oceanography, the presents and future. New York, Springer-Verlag, 1983, p. 109-126.
- NAMIAS, J. Thermal communication between the sea surface and the lower troposphere. Journal of Physical Oceanography, 3(1):373-378, 1973.
- NEUMANN, G.; PIERSON, JR., W.J. Principles of physical oceanography. Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 1966. 545 p.

NEWTON, C.W. Fronts and wave disturbances in the Gulf Stream and atmospheric jet stream. Journal of Geophysical Research, 83(C9): 4697-4706, 1978.

_____. Synoptic comparisons of jet stream and Gulf Stream systems. In: BOLIN, B., ed. The Atmosphere and sea in motion. The Rockefeller Inst. Press, 1959. p. 288-304.

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.

NOWLIN, W.D.; PARKER, C.A. Effects of cold-air outbreak on shelf waters of the Gulf of Mexico. Journal of Physical Oceanography, 4(4):467-486, 1974.

OAKY, N.S.; ELLIOTT, J.A. Dissipation within the surface mixed layer. Journal of Physical Oceanography, 12(2):171-185, 1982.

O'BRIEN, J.J.; REID, R.O. The non-linear response of a two-layer baroclinic ocean to a stationary, axially-symmetric hurricane: Part I: upwelling induced by momentum transfer. Journal of the Atmospheric Sciences, 24(2):197-207, 1967.

ORLANSKI, I.; POLINSKY, L.J. On response to mesoscale atmospheric forcing. Tellus, 35A(4):296-323, 1983.

PALMÉN, E.; NEWTON, C.W. Atmospheric circulation systems. New York, Academic Press, 1969. 603 p.

PARKINSON, C.L.; WASHINGTON, W.M. A large scale numerical model of sea ice. Journal of Geophysical Research, 84(C1):311-337, 1979.

PEDLOSKY, J. Geophysical Fluid Dynamics. New York, Springer-Verlag, 1979. 626 p.

PEREIRA, C.S.; DIAS, P.L.S.; KAGANO, M.T. Aplicação da condição de radiação em um modelo baroclínico. São José dos Campos, INPE, 1982 (INPE-2550-PRE/206).

PHILLIPS, O.M. The dynamics of the upper ocean. London, Cambridge at the University Press, 1966. 261 p.

POLLARD, R.T. Observations and models of the structure of the upper ocean. In: KRAUS, E.B., ed. Modelling and prediction of the upper layers of the ocean. Oxford, Pergamon Press, 1977. p. 102-117.

_____ On the generation by winds of inertial waves in the ocean. Deep-Sea Research, 17(4):795-812, 1970.

_____ Properties of near-surface inertial oscillations. Journal of Physical Oceanography, 10(3):385-398, 1980.

POLLARD, R.T.; MILLARD, R.C. Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. Deep-Sea Research, 17(4): 813-821, 1970.

POLLARD, R.T.; RHINES, P.B.; THOMPSON, R.O.R.Y. The deepening of the wind-mixed layer. Geophysical Fluid Mechanics, 3:381-404, 1973.

PRANGSMA, G.J.; KRUSEMAN, P. Aspects of mixed layer modelling applied to JASIN data. Dynamics of Atmospheres and the Oceans, 8(3-4): 321-342, 1984.

PRICE, J.F. Internal wave wake of a moving storm. Part I: scales, energy budget and observations. Journal of Physical Oceanography, 13(6):949-965, 1983.

_____ Several aspects of the response of shelf waters to a cold front passage. Mémoires Société Royale des Sciences de Liege, 10:201-208, 1976.

_____ Upper ocean response to a hurricane. Journal of Physical Oceanography, 11(2):152-175, 1981.

PRICE, J.F.; MOOERS, C.N.K.; VAN LEER, J.C. Observations and simulation of storm-induced mixed-layer deepening. Journal of Physical Oceanography, 8(4):582-599, 1978.

RAMMING, H.G.; KOWALIK, Z. Numerical modelling of marine hydrodynamics. Amsterdam, Elsevier Scientific, 1980. 368 p. (Elsevier Oceanography Series).

- REID, J.L.; NOWKIN, JR., W.D.; PATZERT, W.C. On the characteristics and circulation of the Southwestern Atlantic Ocean. Journal of Physical Oceanography, 7(1):62-91, 1977.
- RICHARDSON, P.L. Gulf Stream rings. In: ROBINSON, A.R., ed. Eddies in marine science. Berlin, Springer-Verlag, 1983. p. 19-45.
- RICHTMYER, R.D.; MORTON, K.W. Difference methods for initial-value problems. 2. ed., New York, Interscience Publ., 1967.
- RODEN, G.I. Oceanic subarctic fronts of the Central Pacific: structure of and response to atmospheric forcing. Journal of Physical Oceanography, 7(6):761-778, 1977.
- _____ On North Pacific temperature, salinity, sound velocity and density fronts and their relation to the wind and energy flux fields. Journal of Physical Oceanography, 5(4):557-571, 1975.
- _____ On the structure and prediction of oceanic fronts. Naval Research Review, 29:18-35, 1976.
- _____ Temperature and salinity fronts at the boundaries of the subarctic-subtropical transition zone in the Western Pacific. Journal of Geophysical Research, 77(36):7175-7187, 1972.
- _____ Thermohaline structure, fronts, and sea-air energy exchange of the trade wind region. East of Hawaii. Journal of Physical Oceanography, 4(2):168-182, 1974.
- _____ Thermohaline fronts and baroclinic flow in the Argentine Basin during the Austral Spring of 1984. Journal of Geophysical Research, 91(C4):5075-5093, 1986.
- RODEN, G.I.; PASKAUSKY, D.F. Estimation of rates of frontogenesis and frontolysis in the North Pacific Ocean using satellite and surface meteorological data from January 1977. Journal of Geophysical Research, 83(C9):4545-4550, 1978.
- ROOTH, C.G.; OSTLUND, H.D. Penetration of tritium into the Atlantic termocline. Deep-Sea Research, 19(7):481-492, 1972.

THOMSON, R.E.; HUGGETT, W.S. Wind-driven inertial oscillations of large spatial coherence. Atmosphere-Ocean, 19(4):281-306, 1981.

TOKIOKA, T. Some considerations on vertical differencing. Journal of the Meteorological Society of Japan, 56(2):98-111, 1978.

TSENG, Y.C. Estudo do extremo oeste da convergência subtropical do Oceano Atlântico Sul usando imagens do satélite NIMBUS V e dados oceanográficos no período de 1972 a 1973. São José dos Campos, INPE, 1976 (INPE-940-TPT/038).

TURNER, J.S. Buoyancy effects in fluids. Cambridge, University Press, 1973. 368 p.

_____ A note on wind mixing at the seasonal thermocline. Deep-Sea Research, 16:297-300, 1969. Supplement.

UDA, M. Researches on "siome" or current rip in the seas and oceans. Geophysical Magazine, 11:307-372, 1935.

VERONIS, G. Large-scale ocean circulation. Advances in Applied Mechanics, 13:1-92, 1973.

_____ Partition of energy between geostrophic and non-geostrophic oceanic motions. Deep-Sea Research, 3:157-177, 1956.

_____ The role of models in tracer studies. Numerical models for ocean circulation. National Academy of Sciences, 364 p., 1975.

WELANDER, P. Steady plane fronts in a rotating fluid. Tellus, 15(1):33-43, 1963.

_____ Wind action on a shallow sea: some generalizations of Ekman's theory. Tellus, 9(1):45-52, 1957.

WOERT, M.V. The subtropical front: satellite observations during FRONTS 80. Journal of Geophysical Research, 87(C12):9523-9536, 1982.

- RUIJTER, W.P.M. Frontogenesis in an advective mixed layer model. Journal of Physical Oceanography, 13(3):487-495, 1983.
- SALTZMAN, B.; ASHE, S. The variance of surface temperature due to diurnal and cyclone-scale forcing. Tellus, 28(4):307-322, 1976.
- SANDERS, F.; GYAKUM, J.R. Synoptic-dynamic climatology of the "bomb". Monthly Weather Review, 108(10):1589-1606, 1980.
- SCHAEFER, J.T. A simulative model of dryline motion. Journal of the Atmospheric Sciences, 31(4):956-964, 1974.
- SETHURAMAN, S.; RIORDAN, A.J.; HOLT, T.; STUNDER, M.; HINMAN, J. Observations of the marine boundary layer thermal structure over the Gulf Stream during a cold air outbreak. Journal of Climate and Applied Meteorology, 25(1):14-21, 1986.
- SIMPSON, J. On some aspects of sea-air interaction in middle latitudes. Deep-Sea Research, 16:233-261, 1969. Supplement.
- STEVENSON, J.W. Response of the surface mixed layer to quasi-geostrophic oceanic motions. PhD. Thesis. Massachusetts, Division of Applied Sciences, Harvard Univ. Cambridge, 1980.
- STOMMEL, H. The gulf stream. A physical and dynamics description. 2. ed., Berkeley, University of California Press, 1965. 248 p.
- STOMMEL, H.; SAUNDERS, K.; SIMMONS, W.; COOPER, J. Observations of the diurnal thermocline. Deep-Sea Research, 16:269-284, 1969. Supplement.
- STRAVISI, F.; CRISCIANI, F. Estimation of surface heat and buoyancy fluxes in the Gulf of Trieste by means of bulk formulas. Bolletino di Oceanologia Theorica Ed Applicata, 4(1):55-61, 1986.
- TENNEKES, H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 30(4):558-567, 1973.
- THOMPSON, R.O.R.Y. Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean. Journal of Physical Oceanography, 6(4):496-503, 1976.



APÊNDICE A

CAMADA LIMITE PLANETÁRIA OCEÂNICA

Em geral, quantidades escalares tais como temperatura e salinidade estão bem misturadas verticalmente próximo à superfície do oceano. Esta região de águas bem misturadas é chamada de camada de mistura (c.m.) superficial, sendo caracterizada por estar em regime turbulento. A profundidade ou espessura da c.m. abrange, tipicamente, faixas desde poucos metros até 100 ou 200 m. Ressalva-se que, devido ao fato de o campo de velocidade não ser tão bem registrado como os de temperatura e salinidade, ainda não está claro o quanto o campo de velocidade é uniforme dentro da c.m.. Existe vários e importantes trabalhos de revisão sobre c.m. como, por exemplo, os de Niiler e Kraus, 1977; Garwood, 1979, Masarenhas, 1981).

As camadas superiores do oceano servem como uma zona de amortecimento entre a atmosfera forçante e a circulação profunda. Saber como o momentum transferido da atmosfera é distribuído no oceano (ondas, correntes, mistura), é fundamental para entender como a atmosfera força as várias escalas de movimento no oceano (Krauss, 1981; Greatbatch, 1984; D'Asaro, 1985 b). Nas latitudes médias não são observadas mudanças significativas na temperatura e na salinidade a profundidades abaixo da c.m., e a pequena variabilidade encontrada é devida a ondas internas e movimentos quasi-geostroficos (Stevenson, 1980).

Uma questão que se coloca é como a atmosfera e o oceano interagem mutuamente em termos de trocas de calor (Prangma e Kruseman, 1984; Garwood et alii, 1981), pois o calor que está distribuído de uma maneira não uniforme no oceano superior, determinará anomalias de temperatura superficial do mar que é uma importante condição de contorno para atmosfera (Malkus, 1962; Namias, 1973; Moura e Shukla, 1981). Os fatores que afetam os gradientes de temperatura nas camadas superiores do mar e os ciclos temporais da estrutura vertical de temperatura são indicados em La Fond (1954).

Para tempestades que perduram até um período inercial, a resposta inclui oscilações inerciais. Para tempestades que perduram mais que um dia são estabelecidos transportes de Ekman na camada superior resultantes do rotacional da t.c.v.. A geração de correntes de período inercial por tempestades em movimento foi investigado por Pollard (1970), Pollard e Millard (1970), Pollard (1980), D'Asaro (1985b).

As correntes inerciais dentro da c.m. geradas pela t.c.v. local propagam-se para baixo, e excitam correntes inerciais abaixo da c.m.. A taxa em que a energia é transferida a partir da c.m. para o interior do oceano, depende muito das escalas horizontais do campo de vento (Higgins, 1965).

Desde o artigo de Kraus e Turner (1967) sobre a modelagem da c.m., muitos outros trabalhos tentam descrever os processos físicos que contribuem para a mistura e o movimento da camada superior do oceano (Francis e Stommel, 1953; O'Brien e Reid, 1967; Geisler, 1970; Pollard et alii, 1973; Halpern, 1974; Niiler, 1975; Mellor e Durbin, 1975; Price et alii, 1978; Kundu, 1980; De Szoeke, 1980; Klein e Coantic, 1981; Price, 1981; Greatbatch, 1983, 1984; Kundu e Thomson, 1985; D'Asaro, 1985a,b). Todos estes autores descreveram processos que agem sobre o sistema em escalas de tempo relativamente curtas (horas até no máximo 2 semanas).

c) Escala Sazonal

Por volta do início da primavera, quando a atmosfera já aquece a superfície do oceano, a temperatura da c.m. começa a aumentar, e esta a se tornar mais rasa. A retração devido ao aquecimento da c.m. continua por todo o verão, fazendo que se forme uma termoclina sazonal. No início do outono há uma reversão neste processo, e a c.m. inicia o afundamento com a consequente erosão da termoclina sazonal. Por todo outono e inverno, a c.m. continua a resfriar-se e a tornar-se cada vez mais profunda. Nos trabalhos de Kraus e Turner (1967), Gill e Niiler (1973), Denman (1973), Niiler (1975), Haney e Davies (1976), Gill e Turner (1976), há a descrição e simulação de todo ou parte deste ciclo sazonal.

Em resposta a atmosfera, a c.m. varia principalmente em três escalas de tempo: diurna, ciclônica, e sazonal.

a) Escala diurna

Durante regimes de ventos leves, o ciclo de aquecimento diurno introduz uma importante escala de tempo no balanço de energia. Quando a radiação solar incidente for maior do que a soma da radiação de retorno de onda longa com os fluxos de calor latente e sensível, há a formação de uma camada de água menos densa próxima a superfície (acréscimo de "buoyancy"), que inibe fluxos turbulentos para baixo. Como a componente vertical da turbulência é insuficiente para transportar calor e momentum até a base da c.m., esta se retrai podendo chegar mesmo a desaparecer. À noite, a radiação de onda longa e os fluxos de calor sensível esfriam a c.m., e a geração de turbulência convectiva e mecânica resulta na erosão das camadas estáveis formadas durante os períodos de aquecimento diurno (Stommell et alii, 1969; Saltzman e Ashe, 1976).

b) Escala ciclônica (sinótica)

Simpson (1969) sugeriu que os fluxos de momentum e calor entre oceano-atmosfera que são significativos nas latitudes médias, estão concentrados quase que inteiramente dentro dessa escala sinótica. Nesta escala, as variações no campo de temperatura e de velocidade no oceano, estão associadas com a passagem de ciclones e anticiclones em movimento para Leste.

No campo de temperatura, durante períodos de tempestades com fortes ventos e intenso fluxo de calor para cima, há a geração de mistura turbulenta que supera a tendência do aquecimento diurno em produzir uma camada estável próxima a superfície. Nas latitudes médias, quando da passagem de um ciclone extratropical, a resposta do oceano é caracterizada por um rápido afundamento e resfriamento da sua c.m.. Por causa da grande inércia térmica, da pequena inércia mecânica, e da fraqueza dos processos de dissipação na c.m., as tempestades podem gerar grandes e persistentes anomalias de temperatura da superfície do mar.

Observa-se, entretanto, que as variações nas escalas de tempo da c.m. não são independentes. Por exemplo, variações diurnas tendem a ser maiores na primavera e verão quando o aquecimento solar é mais forte. Dois interessantes trabalhos onde se trata do acoplamento entre as três escalas de tempo são os de Elsberry e Camp (1978), e de Camp e Elsberry (1978). Nestes trabalhos, a principal conclusão é que a transição de uma c.m. profunda (inverno) para uma c.m. rasa (verão), pode ocorrer em um único dia dependendo da magnitude das tempestades, e do período de tempo de ventos leves entre estas tempestades.

Assim, as camadas superiores do oceano estão constantemente submetidas aos efeitos atmosféricos na interface ar-mar. Duas classes de modelos fundamentalmente distintos, os modelos integrais (ou de "placa") e os modelos de viscosidade turbulenta, procuram simular o comportamento da c.m. sob condições forçadas variadas. A diferença mais significativa entre estes modelos é que, enquanto o modelo integral assume uma corrente uniforme na c.m., o modelo de viscosidade turbulenta assume a presença de um gradiente de velocidade média (cisalhamento).

Nos modelos de placa (Kraus e Turner, 1967; Denman, 1973; Niler e Kraus, 1977) considera-se uma região totalmente turbulenta do oceano superior que está limitada acima pela interface ar-mar, e abaixo por uma massa d'água que é dinamicamente estável. O vento e o fluxo de "buoyancy" intermitentes através da superfície são as fontes de energia mecânica para a geração desta turbulência. Fluxos verticais mínimos abaixo da c.m., juntamente com a alta intensidade da turbulência dentro da camada, resulta em uma aproximada uniformidade vertical na densidade e na velocidade média. Esta aparente homogeneidade é a raiz do termo placa.

Os modelos de viscosidade turbulenta (Mellor e Durbin, 1975; Kundu, 1980) assumem que há alguma mudança na velocidade com a profundidade, e que a transferência de momentum devido ao gradiente de velocidade pode ser modelado por um processo difusivo turbulento. Geralmente, para a parametrização dos fluxos turbulentos são usados os métodos de "fechamento" de segunda ordem (Klein, 1980).

Esta diferença fundamental entre modelos de placa e de viscosidade turbulenta pode não ser tão importante em condições atmosféricas amenas, mas quando extrapoladas para tempestades, os perfis previstos pelos dois modelos podem ser significativamente diferentes (Gordon, 1982).

Não importa se modelo de coeficientes turbulentos ou modelo de placa, o fato é que nos dois tipos de modelos há a necessidade de se parametrizar fluxos turbulentos para se fechar o conjunto de equações governantes. Os tipos básicos de parametrizações comumente usados nos modelos de c.m., até agora são:

i) Transferência de momentum via viscosidade turbulenta.

A idéia desta transferência de momentum devido ao cisalhamento da velocidade origina-se da comparação com processos de difusão molecular. Nesta analogia, assume-se que a transferência turbulenta de momentum será proporcional ao gradiente médio da velocidade. O objetivo é determinar o coeficiente de viscosidade turbulento que apropriadamente traduz a relação entre cisalhamento e t.c.v., ou seja, estimar os valores das difusividades turbulentas K_m . A falta de consenso em relação ao valor desses coeficientes, ou suas relações com outros parâmetros físicos, tais como a estratificação, provocam incertezas das teorias de coeficientes turbulentos para condições oceânicas.

ii) Transferência de momentum via instabilidade de cisalhamento.

Os modelos do tipo placa pelo fato de não requererem perfis dentro da c.m., se utilizam para as parametrizações dos fluxos turbulentos nos limites superior e inferior da c.m., os princípios do balanço de energia mecânica. No entanto, a aplicação desses princípios geram uma importante controvérsia, se é o balanço da energia cinética do escoamento médio (Pollard et alii, 1973; Thompson, 1976), ou se é o balanço da e.c.t. (Kraus e Turner, 1967; DeSzoeke e Rhines, 1976; Garwood, 1977) o responsável pela taxa de "entrainment". Esta taxa é a quantidade cha

ve para a determinação da dinâmica da c.m.; se o fluxo de "entrainment" não estiver certo, os fluxos interiores da c.m. não estarão corretos.

Nesta última classe de modelos é incluído o "entrainment" na base da c.m.. O estudo de processos de mistura que ocorre numa interface agitada apenas por um lado, mostra que não se cumpre a expectativa que esta agitação viesse a suavizar os gradientes interfaciais. Pelo contrário, verifica-se que a interface torna-se mais nítida, com transferência de matéria sempre do fluido não-turbulento para dentro do fluido turbulento, onde rapidamente torna-se bem misturado. Este fenômeno é chamado de "entrainment".

Há basicamente dois tipos de mecanismos através dos quais ocorre o "entrainment" (Stevenson, 1980): 1) turbulência gerada próximo à superfície da c.m.. Vórtices turbulentos colidem sobre a interface de densidade existente na c.e., e fazem com que haja uma deflexão desta interface, que por reação injeta fluido para dentro da c.m., 2) instabilidade de cisalhamento na c.e.. À medida que ondas de Kelvin-Helmholtz crescem, elas carregam consigo fluido para dentro da c.m., que é imediatamente misturado (D'Asaro, 1978).

A taxa de "entrainment", w_e , é a velocidade com que as partículas de fluidos movem-se verticalmente na base da c.m. relativamente ao fundo da c.m. (Stevenson, 1980). Esta taxa é obtida através da integração vertical da equação da continuidade (Equação 3.3) na c.m.:

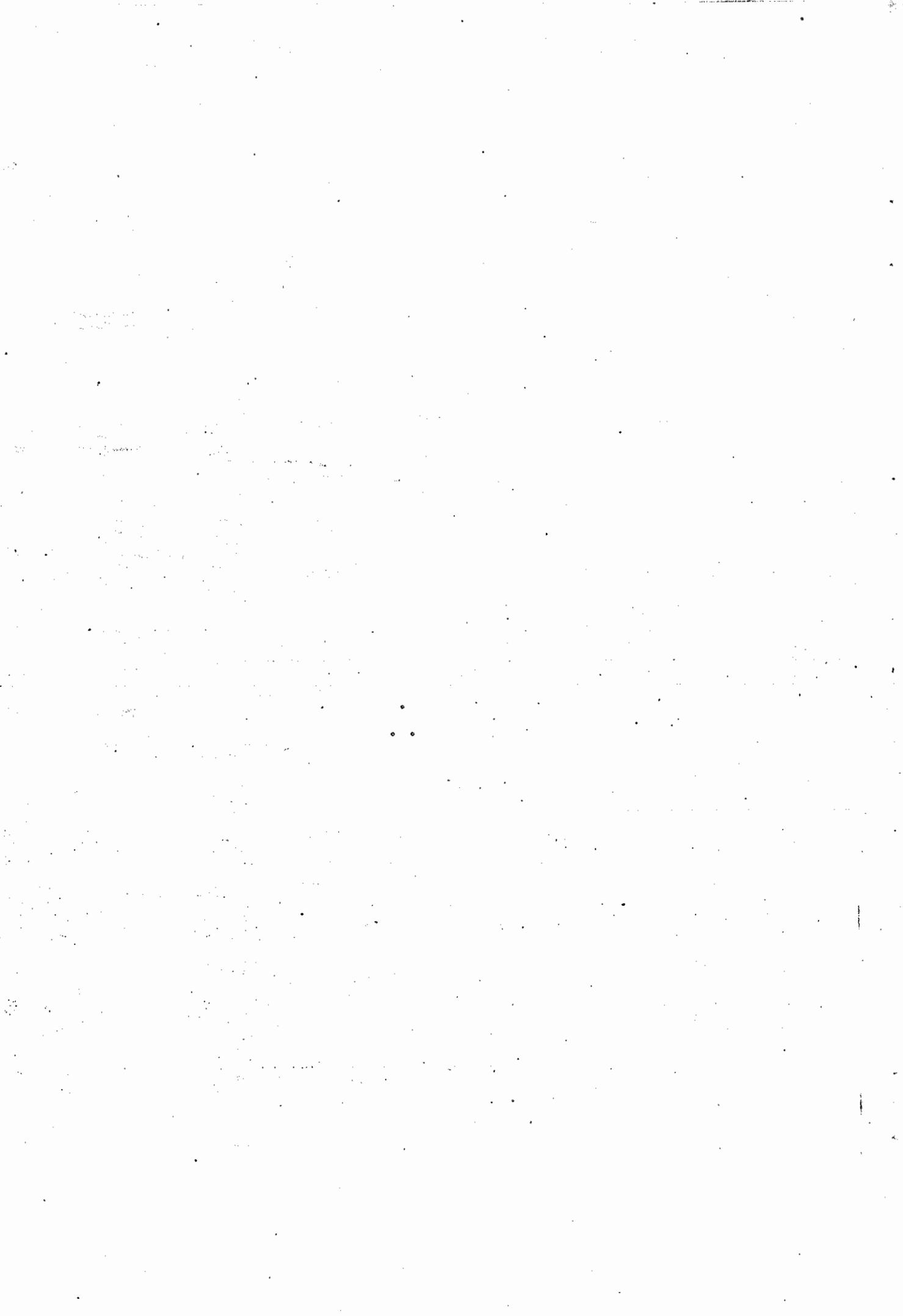
$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (h \langle \underline{v} \rangle) = \frac{dh}{dt} + w(-h) = w_e \quad (\text{A.1})$$

onde h é a profundidade da c.m., $\langle \underline{v} \rangle$ é a velocidade horizontal da c.m. mediada na vertical, e $w(-h)$ é a velocidade no fundo da c.m..

A espessura da camada pode mudar pela divergência do transporte naquela camada, que é chamado de "stretching", e pelo "entrainment".

O "stretching" pode aumentar ou decrescer h ; o "entrainment" pode somente causar o aumento da espessura da c.m..

Se a geração da e.c.t. não for suficiente para misturar o "buoyancy", que pode estar sendo adicionado à superfície do mar, não haverá "entrainment". Durante este processo, chamado "dentrainment", o fluido deixa a c.m. retendo os mesmos valores de "buoyancy" e velocidade quando da sua permanência na c.m.. Portanto, no processo de "dentrainment" não se verifica saltos nos campos de velocidade e de "buoyancy" no fundo da c.m..



APÊNDICE B

BALANÇO DA E.C.T. NO OCEANO SUPERIOR

As várias interações que transferem energia entre a atmosfera e o oceano geram ondas superficiais, ondas internas, correntes, e modificam o perfil de densidade. O fluxo de energia turbulenta a partir da atmosfera é especificado em termos da t.c.v.. Assim, a taxa de trabalho pela t.c.v. a 10m de altura é:

$$E_a = |\underline{\tau}| U_a = \rho_a C_D U_a^3, \quad (B.1)$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto a 10m de altura, e U_a é a velocidade do vento médio a 10m de altura.

A escala de velocidade apropriada para a água é:

$$u_* = \left(\frac{|\underline{\tau}|}{\rho_0}\right)^{1/2} = \left(\frac{\rho_a}{\rho_0}\right)^{1/2} C_D^{1/2} U_a, \quad (B.2)$$

onde ρ_0 é a densidade de referência para a água, e u_* é a velocidade de fricção.

Portanto, a taxa de transferência de energia turbulenta para a água é:

$$E_w = |\underline{\tau}| u_* = \left(\frac{\rho_a}{\rho_0}\right)^{1/2} C_D^{1/2} E_a \quad (B.3)$$

Sem contar que parte de E_a é dissipado no ar antes de alcançar a superfície do mar, desta relação vê-se que somente uma pequena fração é acoplado através da interface ar-mar.

Do momentum transportado para dentro do oceano pela t.c.v., a maior parte é usado para gerar ondas superficiais (Dobson, 1971). Parte dessa energia ondulatória é advectada para longe, parte é transformada em turbulência através da arrebentação das ondas na superfície, e par

te é transferida para as correntes de deriva. Tanto a arrebentação das ondas, como o cisalhamento vertical dessa corrente de deriva, são as principais fontes de produção de e.c.t. em pequenas escalas.

A e.c.t. gerada pode ser usada para aumentar a energia potencial da coluna d'água, através da realização de trabalho contra as forças de flutuação, para aumentar a energia cinética do escoamento médio, e o restante é dissipado.

Assim, a relação (Equação B.3) mostra que a taxa de aumento da energia potencial do oceano superior devido ao trabalho feito pela mistura, é aproximadamente uma fração constante m da taxa de energia turbulenta transferida para baixo pela t.c.v. a 10 m acima da superfície (Turner, 1969):

$$E_p = m E_a \quad (B.4)$$

Note que nas suposições sobre m estão implícitas as suposições referentes ao coeficiente de arrasto C_D . Tem-se então,

$$m = \frac{\text{mudança na energia potencial}}{\text{taxa de produção de energia turbulenta pela t.c.v.}}$$

Os valores de m podem ser estimados a partir de perfis de temperatura do oceano superior. Algumas sugestões sobre esses valores são: $m = 0,01$ (Turner, 1969); $m = 0,0015$ (Kato e Phillips, 1969); $m = 0,0012$ (Denman, 1973); $m = 0,0039$ (Halpern, 1974). A dissipação de energia dentro da c.m. está incluída na avaliação de m . No entanto, a dissipação deve ser tratada de modo explícito se forem consideradas várias faixas de velocidade de vento, ou trocas de calor na superfície do mar.

Antes de abordar as energias envolvidas na c.m., deve-se notar que há duas quantidades básicas relacionadas à t.c.v., mas que são diferentes quanto aos efeitos no oceano superior. A primeira é u_*^3 , que está relacionada a taxa total de produção pelo vento da energia turbulenta disponível para mistura nas camadas superiores do oceano. A segunda é a componente vertical do rotacional da t.c.v., que está relacionada ao divergente da corrente de deriva (Ekman) superficial.

Assim, u_* e $\text{rot}_z \underline{\tau}$ estão diretamente relacionados a dois processos oceânicos distintos: a mistura vertical e o "pumping Ekman".

i) Balço da ECT

A equação da energia cinética média do movimento turbulento \bar{e}_k expressa de uma forma simplificada, em uma dimensão, e supõe-se que todos os fluxos sejam verticais (Gill, 1982):

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \bar{e}_k}_A = - \underbrace{\overline{u'w'}}_B \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \underbrace{\overline{w'b'}}_C - \frac{\partial}{\partial z} \underbrace{\overline{w'(p' + \bar{e}_k)}}_D - \underbrace{\epsilon}_E \quad (\text{B.5})$$

onde

$$\bar{e}_k = \frac{\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}}{2}, \quad \text{e } b' = -g \frac{\rho'}{\rho}$$

As variáveis linhas são perturbações a partir da média para a densidade ρ , a pressão p , e as componentes de velocidade u, v, w nas direções x, y e z , respectivamente. A velocidade média \bar{u} está no plano xz .

O significado dos termos na Equação (B.5) \bar{e}_k :

- a) Variação local da e.c.t. média. A e.c.t. \bar{e}_k é da ordem de $3/2 u_*^2$, onde u_* é a velocidade de fricção na água (Denman, 1973). Para ventos de 10 m/s, $u_* \sim 1$ cm/s. Para escalas de tempo da ordem de 1 dia, o termo $\partial \bar{e}_k / \partial t$ é da ordem de $10^{-5} \text{ cm}^3/\text{s}^3$. Comparado com valores, por exemplo, de ϵ , esse termo é sempre menor do que 1% e a e.c.t. é suposta estar num estado quasi-estacionário, (Niller e Kraus, 1977; Davis et alii, 1981; Oakey e Elliott, 1982) de tal modo que conversões de energia são realizadas pela redistribuição entre os termos da direita da Equação (B.5).

- b) Produção de \bar{e}_k pelo cisalhamento, onde somente \bar{e} considerado o cisalhamento vertical da corrente horizontal. É o termo de conversão de energia cinética média E_k , e a e.c.t. \bar{e}_k .
- c) Produção ou perda de \bar{e}_k pelo fluxo vertical de "buoyancy". Se este fluxo for para baixo, isto é, $\overline{w'b'} < 0$, a e.c.t. diminui com o conseqüente aumento da energia potencial. É o termo da conversão entre e.c.t. e energia potencial.
- d) O 1º e 2º termos de D compõem a divergência do fluxo de e.c.t. Representam uma redistribuição de energia pela advecção turbulenta e pelo trabalho da força de pressão.
- e) Dissipação. Um valor típico de ϵ dentro da c.m., mas abaixo da zona de arrebenção das ondas, é da ordem de $10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}^2$ (Grant et alii, 1968). Já a escala de tempo característica da dissipação, $(\epsilon/\nu)^{1/2}$, onde ν é a viscosidade, é da ordem de dezenas de segundos. Nesta escala de tempo, não é importante a advecção de e.c.t..

Sem considerarmos a produção de e.c.t. pelo cisalhamento do escoamento médio, tem-se para o estado estacionário da e.c.t.:

$$\frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'(p' + \bar{e}_k))} = \overline{w'b'} - \epsilon, \quad (\text{B.6})$$

que expressa o balanço entre a divergência vertical do fluxo de e.c.t., a taxa de trabalho pela força de "buoyancy" e a dissipação. A integração vertical desta equação, onde não se leva com conta o fluxo da e.c.t. na base da c.m., $z = -h$, resulta (Phillips, 1966):

$$-r u_*^3 = \int_{z=-h}^0 \overline{w'b'} dz - \int_{z=-h}^0 \epsilon dz, \quad (\text{B.7})$$

onde r é o parâmetro da eficiência da mistura. Este trabalho relaciona a porção da e.c.t. induzida pelo vento que não é dissipada, com a que é usada para aumentar a energia potencial da coluna d'água.

Observação : Na hipótese de Garwood (1977), tem-se:

$$\left[- \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'(p' + \bar{e}_k)} \right]_{-h} = m_u \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \langle \bar{e}_k \rangle}{h},$$

ou seja, que a convergência do fluxo de e.c.t. na base da c.m. \bar{e} é proporcional a componente vertical da e.c.t., a e.c.t. total na c.m., e inversamente proporcional à distância que esta energia \bar{e} transportada. Portanto,

$$\left[- \overline{b'w'} \right]_{z=-h} = m_u \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \langle \bar{e}_k \rangle}{h} \quad (B.9)$$

ii) Balço da Energia Potencial

$$P = g \int_{-h-\delta}^0 (z - z_0) \rho dz, \quad (B.10)$$

onde $z = -D = -h - \delta$ é um nível imediatamente abaixo da c.m. em que os fluxos turbulentos e radiativos de calor são desprezíveis, e z_0 é um nível de referência não especificado para a energia potencial.

A Equação de balanço para P é obtida da equação da energia termodinâmica, e pode ser expressa como:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla + w \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha}{c_p} q + \overline{w'\rho'} \right) = 0 \quad (B.11)$$

onde $q(z)$ é o fluxo do calor radiativo para baixo, α é o coeficiente de expansão térmica, e c_p é o calor específico para a água do mar.

A multiplicação da Equação (B.11) por $g(z-z_0)$, e a integração de $z = -D$ até $z = 0$, resulta:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \underbrace{-g \int_{-D}^0 (z - z_0) (\underline{u} \cdot \nabla \rho + w \frac{\partial \rho}{\partial z}) dz}_{A} + \underbrace{\frac{\alpha g}{c_p} \left[B_0 z_0 + \int_{-D}^0 q dz \right]}_B - \underbrace{\int_{-D}^0 \overline{w'b'} dz}_C, \quad (B.12)$$

com

$$B_0 = q(z - 0) - \frac{c_p}{\alpha} \overline{w'b'}(z = 0) \quad (B.13)$$

Este B_0 representa o fluxo líquido de "buoyancy" na superfície do oceano. Dentro do contexto da dinâmica da c.m., os termos A e B na Equação (B.12) são considerados como influências externas para o balanço de energia potencial. O termo advectivo A é determinado primariamente pelas condições do oceano profundo, e o termo B pelas condições atmosféricas. O termo C, que é o fluxo vertical de "buoyancy" integrado mede a taxa do processo dinâmico interno.

Quando se está interessado na dinâmica interna da c.m., pode-se escrever a energia potencial ajustada:

$$P^* = P - \int_0^t (A + B) dt'$$

Desta forma fica claro que:

$$\frac{\partial P^*}{\partial t} = C$$

energia potencial ↔ e.c.t.

Para finalizar, apresenta-se uma representação esquemática do balanço de energia mecânica para a c.m.:

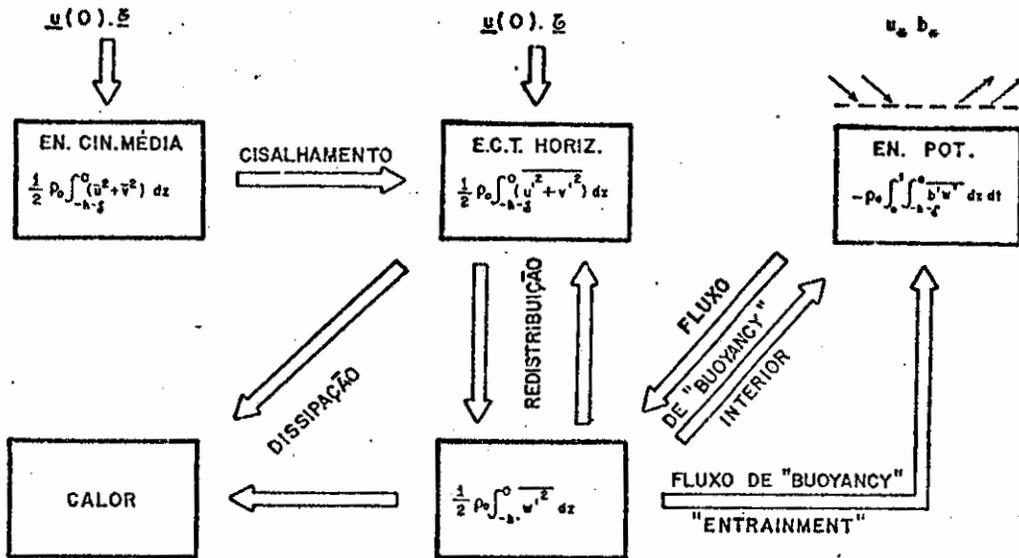


Fig. B.1 - Balanço de energia mecânica para a c.m. oceânica.



APÊNDICE C

AS OSCILAÇÕES INERCIAIS NA C.M. OCEÂNICA

A t.c.v. sobre a superfície do oceano gera ondas inerciais de um modo intermitente. As características do campo de vento que mais influenciam as oscilações inerciais são aquelas que tem escalas de tempo menores do que um período inercial.

As principais características de movimentos inerciais são correntes intermitentes com velocidades típicas de 10 a 20 cm/s, cujo hodógrafo é aproximadamente um círculo que gira no sentido antihorário (H.S.), com um período próximo ao período inercial local ($2\pi/f$). Dentro da c.m. os movimentos inerciais são coerentes e em fase (Pollard, 1970).

Todos os registros são dominados pelas oscilações inerciais e pelas oscilações semidiurnas. O espectro de energia confirma o domínio dessas duas frequências, onde 60 a 80 % da energia está na banda de baixa frequência, que inclui a corrente média (Pollard, 1980). Porém, durante períodos de intensos fluxos de momentum na interface oceano-atmosfera, as oscilações inerciais constituem a parte dominante da resposta oceânica. Nestas circunstâncias, a energia inercial é aproximadamente 2/3 da energia cinética total (D'Asaro, 1985b).

A quantidade de energia colocada nos movimentos inerciais pelas flutuações no campo de vento é basicamente dependente da profundidade da c.m., e do tempo que o vento atua, não sendo muito afetada pela estratificação, nem pela escala horizontal da t.c.v.. É a t.c.v. a maior fonte de energia inercial nos oceanos.

No início, as oscilações inerciais estão concentradas na c.m. e propagam-se para baixo com uma velocidade de grupo, que varia proporcionalmente com a estratificação, em torno de 0,03 a 3m/dia (Pollard, 1980). Devido a esta pequena velocidade de grupo elas submetem-se a uma forte atenuação por dispersão e dissipação turbulenta, sendo improvável que as amplitudes que são observadas nos pacotes de oscilações inerciais a grandes profundidades, sejam geradas pela ação de uma única tempestade

na superfície do mar. Esta propagação de energia para baixo está associada com uma propagação de fase para cima (Kundu e Thomson, 1985).

As ondas inerciais podem viajar milhares de km antes de serem dissipadas. Porém, ao longo do caminho estas ondas podem ser distorcidas por numerosos fatores, como por exemplo, pelo escoamento médio que pode aprisionar e amplificar essas ondas. As oscilações inerciais tem um período de duração da ordem de mais ou menos 1 semana. Pelo fato das ondas de gravidade serem mais rápidas do que as ondas inerciais, quando elas viajam para fora da região sob influência do vento formam uma configuração de ondas moduladas com frequências que crescem de uma forma gradual.

Ainda não está muito claro como a energia nas frequências quasi-inerciais é removida das camadas superiores. Parece improvável que somente a dispersão seja o único mecanismo responsável pela perda de energia. A esta deve ser suplementada outros mecanismos tais como a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, a turbulência, a atuação de um segundo vento, que poderiam causar oscilações de curta duração (Pollard, 1980).

A resposta baroclínica do oceano à atuação de tempestades em movimento pode ser dividida de um modo conveniente, em duas componentes distintas: i) uma componente independente do tempo, a componente geostrofica, e que fica confinada na região forçada abaixo da tempestade; ii) outra componente dependente do tempo, a componente ondulatória com frequência quasi-inercial, e que é espalhada lateralmente.

Quando uma tempestade move-se mais rápido do que a velocidade de fase da onda interna ($c = (g'H)^{1/2}$, com valor típico da ordem de 2 m/s) prevalece a segunda componente (Geisler, 1970; Price, 1983; Gill, 1984). As tempestades severas que são acompanhadas por fortes rajadas de ventos cobrem o espectro completo de frequências no domínio das ondas internas. Quando a velocidade de translação da tempestade for menor do que a velocidade de fase da onda interna, há produção de correntes quasi-geostroficas. O caso limite é obtido quando a tempestade está parada e a resposta é um escoamento estacionário, geostrofico, forçado pelo vento (Orlanski e Polinsky, 1983).

APÊNDICE D

DERIVAÇÃO DA EQUAÇÃO DE "BUOYANCY"

A equação de conservação de calor, ou conservação de entalpia \bar{e} :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -k \nabla^2 \bar{T} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} q(z,t), \quad (D.1)$$

onde \bar{T} é a temperatura [°C], k é a difusividade térmica [cm²/s], ρ e c_p são a densidade [g /cm³] e calor específico [cal/g /°C] da água do mar, respectivamente, e $q(z,t)$ é a taxa de aquecimento devido a absorção da radiação solar [l_y/s].

Se os valores da velocidade e da temperatura são separados em um termo básico mais uma perturbação, e com o uso da equação da continuidade, a média temporal desta equação (D.1) em coordenadas cartesianas, fica:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{T} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}'_j \bar{T}') = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial q}{\partial z} (z,t), \quad (D.2)$$

onde se fez uso da hipótese que as difusividades moleculares são desprezíveis, e $j = x, y, z$ representa as coordenadas alternadamente.

Nesta equação, os termos representam:

- i) taxa local de mudança da temperatura média;
- ii) taxa advectiva de mudança devido ao escoamento médio;
- iii) divergência local do fluxo turbulento de calor;
- iv) absorção ou emissão de radiação na coluna d'água.

A equação para a salinidade S [‰], sem considerar fontes ou sorvedouros, é análoga a (D.2). Tem-se que:

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{S} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{S}') = 0 \quad (D.3)$$

A equação de estado linear da água do mar, é:

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha (T - T_0) + \lambda (S - S_0)] \quad (D.4)$$

onde α [°C]⁻¹ e λ [‰]⁻¹ representam os coeficientes de expansão térmica e salina, respectivamente, e o índice "o" indica variáveis de referência.

De (D.4), tira-se que:

$$-g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = g [\alpha (T - T_0) - \lambda (S - S_0)] \equiv b \quad (D.5)$$

que é a definição de "buoyancy" b .

O "buoyancy" assim definido tem dimensão de aceleração e é maior para águas quentes e pouco salinas, e menor para águas frias e salinas.

A equação (D.3) é multiplicada por λ , e subtraída da equação (D.2) multiplicada por α . Isto resulta que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \bar{T} - \lambda \bar{S}) + (\bar{u} \cdot \nabla) (\alpha \bar{T} - \lambda \bar{S}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha \bar{u}_j \bar{T}' - \lambda \bar{u}_j \bar{S}') &= \\ &= \frac{\alpha}{\rho c_p} \frac{\partial q}{\partial z} \end{aligned} \quad (D.6)$$

De (D.5), pode-se escrever para a parte básica:

$$\bar{b} = g [\alpha(\bar{T} - T_0) - \lambda(\bar{S} - S_0)]. \quad (D.7)$$

e para a parte perturbada.

$$b' = g(\alpha T' - \lambda S') \quad (D.8)$$

Com o uso de (D.7) e (D.8), a equação (D.6) multiplicada por $g \bar{e}$ expressa como:

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{b} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_j b'}) = \frac{g\alpha}{\rho c_p} \frac{\partial q}{\partial z} \quad (D.9)$$

Neste trabalho, os fluxos turbulentos são parametrizados na horizontal como sendo proporcionais a um gradiente médio, isto é:

$$-\overline{u'_i b'} = A_B \frac{\partial \bar{b}}{\partial x_i} \quad (D.10)$$

onde A_B é o coeficiente turbulento de difusão de "buoyancy", admitido constante, e o índice $i = x, y$ representa as coordenadas horizontais.

Desta forma, a equação (D.9) expressa em coordenadas cartesianas é:

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{b} = \frac{g\alpha}{\rho c_p} \frac{\partial q}{\partial z} + A_B \nabla_H^2 \bar{b} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w' b'}) \quad (D.11)$$

NOTA: A temperatura da c.m. pode variar com a profundidade numa escala espacial, na qual a absorção diária da energia solar de onda curta ocorre dentro dessa coluna d'água. Todavia, esta absorção ocorre dentro dos primeiros dois ou três metros da superfície oceânica (Denman e Miyake, 1973), na região de intensa atividade das on

das. Denman (1973) concluiu que quando a velocidade do vento excede a 6 m/s, esses desvios da temperatura que são produzidos pela absorção local, estão abaixo do nível de ruído de outras características de pequena escala dentro da c.m.. Logo, para o propósito dos presentes cálculos, $\partial q / \partial z \approx 0$, e admite-se que a taxa de aquecimento diário atua como uma forçante superficial. Isto é, o fluxo de calor turbulento - $c_p \rho_0 \overline{w't'}$ na superfície do oceano assume o valor Q_0 , como condição de contorno.

APÊNDICE E

FLUXO DE "BUOYANCY" NA BASE DA C.M.

O modelo de Garwood (1977) é caracterizado pela suposição que a mistura por "entrainment" na base da c.m. é realizada pela convergência do fluxo vertical da e.c.t.. Esta convergência é proporcional a e.c.t. total na c.m., a componente vertical da e.c.t., e inversamente proporcional a distância em que é transportada esta e.c.t.. Portanto,

$$-(\overline{w'b'})_{-h} = m_4 \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \langle \overline{e_k} \rangle}{h} \quad (E.1)$$

Assim, o fluxo de "buoyancy" de "entrainment", $-(\overline{w'b'})_{-h}$, é função dos valores médios na c.m. da e.c.t. total, e da sua componente vertical. Isto permite incluir os efeitos da distribuição relativa da e.c.t. entre as componentes horizontal e vertical, esta última sendo importante no caso em que há retração da c.m. ($\partial h / \partial t < 0$).

Normalmente são considerados três mecanismos para a produção de e.c.t. (D'Asaro, 1985b): i) produção por cisalhamento induzido pelo vento próximo a superfície, que é normalmente parametrizado por um múltiplo de u_*^3 , onde u_* é a velocidade de fricção $(\tau/\rho)^{1/2}$; ii) produção por cisalhamento na base da c.m.; iii) produção pela convecção devido aos fluxos superficiais de "buoyancy".

As equações de Garwood (1977) que dão a variação das componentes horizontal e vertical da e.c.t. são:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(h \frac{\langle u'^2 + v'^2 \rangle}{2} \right) = m_3 u_*^3 - \frac{h}{2R_i^*} (\overline{w'b'})_{-h} - \left(\langle \overline{e_k} \rangle - 3 \langle \overline{w'w'} \rangle \right) \langle \overline{e_k} \rangle^{1/2}$$

Da suposição de um estado estacionário para a e.c.t. (Niiler e Kraus, 1977), e com os valores dos parâmetros definidos por (E.4), as Equações (E.1) a (E.3) tornam-se diagnósticas:

$$(\overline{w'b'})_{-h} = - \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \langle \overline{e_k} \rangle}{h} \quad (E.5)$$

$$7.6 * 10^{-3} u_*^3 - \frac{h}{2R_i^*} (\overline{w'b'})_{-h} - (\langle \overline{e_k} \rangle - 3 \langle \overline{w'w'} \rangle) \langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - \frac{2}{3} (\langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - fh) \langle \overline{e_k} \rangle = 0 \quad (E.6)$$

$$\frac{1}{2} h \left[(\overline{w'b'})_{-h} - (\overline{w'b'})_0 \right] + (\langle \overline{e_k} \rangle - 3 \langle \overline{w'w'} \rangle) \langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - \frac{1}{3} (\langle \overline{e_k} \rangle^{1/2} - fh) \langle \overline{e_k} \rangle = 0 \quad (E.7)$$

Para resolver este sistema algébrico de equações, faz-se as seguintes mudanças de variáveis:

$$(\overline{w'b'})_{-h} = x ; \langle \overline{w'w'} \rangle = y ; \langle \overline{e_k} \rangle = z$$

$$a = \frac{1}{h} ; b = 7.6 * 10^{-3} u_*^3 ; c = \frac{h}{2R_i^*}$$

$$d = -fh ; e = \frac{h}{2} ; f_1 = (\overline{w'b'})_0$$

$$b_1 = b - e f_1 ; c_1 = e - c ; d_1 = b + 2 e f_1$$

$$e_1 = c + 2e ; \omega = z^{3/2} ; g = \frac{e_1}{c_1} \quad p_1 = \frac{9}{c_1^2 a^2}$$

- E.2 -

$$- \frac{2}{3} (\langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - fh) \langle \bar{e}_k \rangle, \quad (E.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(h \frac{\langle \overline{w'w'} \rangle}{2} \right) &= \frac{1}{2} h \left[(\overline{w'b'})_{-h} - (\overline{w'b'})_0 \right] + (\langle \bar{e}_k \rangle - \\ &- 3 \langle \overline{w'w'} \rangle) \langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - \\ &- \frac{1}{3} (\langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - fh) \langle \bar{e}_k \rangle \end{aligned}$$

(E.3)

onde os parâmetros m_i representam a eficiência das fontes na conversão de energia. Eles são determinados a partir de observações nas mudanças que ocorrem na estrutura vertical do oceano superior devido aos fluxos superficiais. O parâmetro m_4 expressa a razão entre o fluxo de "buoyancy" e a convergência do fluxo de energia na zona de "entrainment". Como Tennekes (1973) afirma que é insignificante a dissipação da e.c.t. na zona de "entrainment", é então razoável colocar $m_4 = 1$. As sugestões de Garwood (1977) para as medidas dessas constantes, são:

$$p_1 = \frac{m_4}{m_1} = 1 \quad \rightarrow \quad m_1 = 1 \quad (E.4)$$

$$p_2 = \frac{m_2}{m_1} = 1 \quad \rightarrow \quad m_2 = 1$$

$$m_3 = 7.6 * 10^{-3}$$

Assim, as fontes de e.c.t. disponíveis para mistura na base da c.m. são o fluxo de "buoyancy" e a velocidade de fricção na superfície do oceano. Há uma limitação dissipativa ao afundamento que é dependente da rotação planetária.

com os parâmetros dados por:

$$a = \frac{B_0}{1.2f} ; \quad b = - 2.5 \cdot 10^{-3} u_*^3 ; \quad c = - 3.8 \cdot 10^{-3} \frac{u_*^3 B_0}{f} ;$$

$$B_0 = - (\overline{w'b'})_0 \quad (E.14)$$

Dois casos importantes a serem considerados, com o objetivo de se poder ter uma ordem de grandeza de h:

- a) $fh = 0$, ou seja a c.m. é rasa suficiente para que a dissipação seja independente da rotação planetária. Portanto, as equações (E.10) e (E.11) ficam reduzidas a:

$$7.6 \cdot 10^{-3} u_*^3 - \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} - \frac{2}{3} \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} = 0 \quad (E.15)$$

$$- \frac{h}{2} (\overline{w'b'})_0 + \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} - \frac{1}{3} \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} = 0 \quad (E.16)$$

Dessas duas equações resulta que:

$$h = 6.1 \cdot 10^{-3} \frac{u_*^3}{(\overline{w'b'})_0}, \quad \text{ou } h = 6.1 \cdot 10^{-3} L_B, \quad (E.17)$$

onde L_B é o comprimento de Monin-Obukov (Phillips, 1966).

- b) $(\overline{w'b'})_0 = 0$, ou seja não há fluxo de "buoyancy" na superfície.

Portanto, a Equação (E.11) fica reduzida a:

$$\langle \bar{e}_k \rangle = \frac{f^2 h^2}{4} \quad (E.18)$$

Como resultado fica-se com uma equação algébrica não-linear em ω :

$$(p_1 - g_1 - 3)\omega^{6/3} - (2p_1 d - g_1 d)\omega^{5/3} + p_1 d^2 \omega^{4/3} + (d_1 + g_1 b - 2b_1 p_1)\omega^{3/3} - 2p_1 b_1 d \omega^{2/3} + p_1 b_1^2 = 0 \quad (E.8)$$

e com o fluxo de "buoyancy" na profundidade h expresso por:

$$x = \frac{\omega + d\omega^{2/3} - b_1}{c_1} \quad (E.9)$$

Resolve-se então a equação (E.8) por um método numérico iterativo*, cujo valor da raiz obtido é substituído na Equação (E.9).

Quando há retração de c.m. devido à insuficiência de fluxo de e.c.t., até a base da c.m., as equações (E.6) e (E.7) reduzem-se a:

$$7.6 * 10^{-3} u_*^3 - \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} - \frac{2}{3} (\langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - fh) \langle \bar{e}_k \rangle = 0 \quad (E.10)$$

$$-\frac{h}{2} (\overline{w'b'})_0 + \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} - \frac{1}{3} (\langle \bar{e}_k \rangle^{1/2} - fh) \langle \bar{e}_k \rangle = 0 \quad (E.11)$$

Estas duas equações dão origem a uma equação diagnóstica para a nova profundidade da c.m.:

$$h = - \frac{4 \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2}}{3B_0 + 2f \langle \bar{e}_k \rangle} \quad (E.12)$$

e $\langle \bar{e}_k \rangle$ é regido pela equação:

$$\langle \bar{e}_k \rangle^{5/2} + a \langle \bar{e}_k \rangle^{3/2} + b \langle \bar{e}_k \rangle + c = 0 \quad (E.13)$$

* Sub-rotina RIPOLY de ROTINAS/FORTRAN NUMERALS implementada no B/6800.

Substituindo-se esta equação na equação (E.10), tem-se que:

$$h = 2.7 \frac{u_*}{|f|} * 10^{-1} \quad (\text{E.19})$$

Note-se que:

$$R_B = \frac{u_*}{|hf|} \quad (\text{E.20})$$

\bar{e} é o número de Rossby para a camada turbulenta.

APÊNDICE F

DESCONTINUIDADE NAS VARIÁVEIS U, V E B DEVIDO A ADVECCÃO/DIFUSÃO E AO "ENTRAINMENT"

Como foi afirmado no texto, a base da c.m. não necessariamente coincide com os níveis prescritos no modelo dinâmico. Vê-se a necessidade de se tratar o nível que contém esta profundidade de uma maneira especial.

Tanto a parte dinâmica do modelo, como a parte de mistura, usam a mesma estrutura vertical em todos os níveis que permaneçam inteiramente dentro da c.m.. Nesta derivação, a variável ξ pode representar qualquer das variáveis u , v e b .

F.1 - DESCONTINUIDADE EM U, V, B, DEVIDO A ADVECCÃO/DIFUSÃO

Supõe-se que a base da c.m. permaneça dentro do k -ésimo nível. O valor de ξ na c.m. é ξ_1 ; o valor de ξ logo abaixo da c.m. é indicado por ξ_2 ; a média integrada sobre o k -ésimo nível é indicada por $\bar{\xi}$, enquanto que a profundidade de c.m. é indicada por h (Figura F.1).

A mudança em uma propriedade, $\delta\xi_1$, devido aos processos advectivos e difusivos, é atribuída ao valor calculado para a camada imediatamente acima de onde se situa h , ou seja, a camada limitada por $z_k^{-1/2}$ e $z_k^{-3/2}$. A mudança associada a camada imediatamente abaixo de onde se situa h , $\delta\xi_2$, é então calculada a partir da exigência que a média ponderada de $\delta\xi_1$ e $\delta\xi_2$ seja igual à mudança $\delta\bar{\xi}$ predita para a camada que contém h , pela parte dinâmica do modelo:

$$\Delta z_k \delta\bar{\xi} = z_1 \delta\xi_1 + z_2 \delta\xi_2 \quad (F.1)$$

onde z_1 é a parte da camada acima da nova c.m., e $z_1 + z_2 = \Delta z_k$.

O procedimento numérico desta equação (F.1) seria então:

- a) Determinar k que indica o nível mais próximo onde está a base da c.m., $z = -h$.

b) Verificar se a condição $h > |z_{1+1/2}|$ é satisfeita.

c) Calcular para as três variáveis u , v e b , as diferenças:

$$\xi_{k-1}^{n+1} - \xi_{k-1}^n = \delta\xi_1$$

$$\xi_k^{n+1} - \xi_k^n = \delta\xi_2$$

$$z_1 = h^{n+1} - |z_{k-1/2}|$$

$$z_2 = |\Delta z_k| - z_1$$

A equação (F.1) fica expressa como:

$$\delta\xi_2 = \frac{|\Delta z_k| (\xi_k^{n+1} - \xi_k^n) - (h^{n+1} - |z_{k-1/2}|) (\xi_{k-1}^{n+1} - \xi_{k-1}^n)}{|\Delta z_k| - h^{n+1} + |z_{k-1/2}|} \quad (F.2)$$

Agora, tem-se que:

$$\xi_2^{n+1} = \xi_k^{n+1} + \delta\xi_2 \quad (F.3)$$

E a descontinuidade devido à advecção/difusão é:

$$\Delta\xi = \xi_1^{n+1} - \xi_2^{n+1}$$

F.2 - DESCONTINUIDADE EM U, V, B DEVIDO AO "ENTRAINMENT"

Com o valor do fluxo turbulento de "buoyancy" na base da c.m., $(\overline{w'b'})_{-h}$, obtido da solução do sistema algébrico de equações (3.16) a (3.19), deve-se distinguir os processos de:

i) Afundamento da c.m.

Um volume de água, por unidade de área, igual a δh com propriedade ξ_2 adentra na c.m., esta com um volume igual a h e propriedade ξ_1 . Isto resulta em uma nova c.m., com profundidade $h + \delta h$, e propriedade $\xi_1 + \delta \xi_1$. Referenciando a Figura F.2, supõe-se a igualdade entre as áreas A e B (a quantidade de calor é conservada). Isto permite escrever:

$$(\xi_1 + \delta \xi_1) (h + \delta h) = \xi_1 h + \xi_2 \delta h$$

ou

$$\delta \xi_1 = - \frac{(\xi_1 - \xi_2)}{h + \delta h} \cdot \delta h \quad (F.4)$$

Esta igualdade (F.4) é válida se as áreas A e B forem iguais.

Do conceito de velocidade de "entrainment", tem-se:

$$w_e \Delta t = \delta h$$

que com o uso da equação (3.22), fica:

$$\delta h = - \frac{(\overline{w'b'})_{-h} \Delta t}{\Delta b} \quad (F.5)$$

Reportando-se à Figura F.2, faz-se:

$$\xi_1 = \overline{b}_k, \text{ o "buoyancy" médio da c.m.,}$$

$$\xi_2 = b_{k+1}, \text{ o "buoyancy" na camada abaixo de } h,$$

$$\delta \xi_1 = \delta b, \text{ a variação do "buoyancy" devido ao "entrainment".}$$

Com isso, a relação (F.5) fica:

$$\delta h = \frac{(\overline{w'b'})_{-h} \Delta t}{\bar{b}_k + \delta b - b_{k+1}} \quad (F.6)$$

Esta relação (F.6) é comparada com a (F.4) com as devidas mudanças de variáveis, o que resulta:

$$\delta b = \frac{(\overline{w'b'})_{-h} \Delta t}{h} \quad (F.7)$$

Assim, com (F.7) tem-se a mudança no "buoyancy", que substituída em (F.6) resulta a variação na profundidade da c.m., que por sua vez, substituída em (F.4) dá a mudança nas variáveis u e v , somente devido ao "entrainment".

ii) Retração da c.m.

A retração ocorrerá quando não há fluxo de momentum e de "buoyancy" na base da c.m.. O critério adotado para saber se há retração é baseado no valor da componente vertical da e.c.t.. Se esta quantidade for aproximadamente nula ($\langle \overline{w'w'} \rangle^{1/2} \leq 10^{-8}$) a profundidade da c.m. decresce de h para h' (Figura F.3), e é resolvido o sistema de equações (3.28) e (3.24).

Nesta figura, o perfil de temperatura (*) anterior a retração é caracterizado por uma profundidade h e temperatura T_1 . Na base da c.m. há uma descontinuidade na temperatura ($T_1 - T_c$), onde T_c é a temperatura imediatamente abaixo da c.m.. Abaixo da camada que contém a descontinuidade está o perfil de temperatura que pode mudar somente devido a parte dinâmica do modelo. As quantidades l_i referem-se ao novo perfil após a retração.

A mudança no conteúdo de calor, dQ , antes e depois da retração é (Figura F.3):

$$\frac{\partial Q}{\rho_0 c_p} = h'T_1' - hT_1 + (D_k - h')T_C' - (D_k - h)T_C, \quad (\text{F.8})$$

onde D_k é a profundidade da base da k -ésima camada.

A correspondente mudança na energia potencial, dP , é da da por:

$$dP = \frac{g\rho_0 \alpha}{2} (h'^2 T_1' - h^2 T_1 + (D_k^2 - h'^2) T_C' - (D_k^2 - h^2) T_C) \quad (\text{F.9})$$

No procedimento numérico faz-se com que a temperatura nos níveis do modelo que permaneciam dentro da c.m., sejam ajustadas com a temperatura no nível imediatamente abaixo da antiga profundidade da c. m., h . Este ajuste de temperatura é obtido através da imposição da igualdade, Área A + Área B = Área C (Figura F.3), o que garante a conservação do conteúdo de calor e da energia potencial. Assim,

$$T_C' = \frac{h(h-h')}{D_k(D_k-h')} T_1 + \frac{D_k(D_k-h') - h(h-h')}{D_k(D_k-h')} T_C \quad (\text{F.10})$$

$$T_1' = \frac{h}{h'} T_1 + \frac{(D_k-h)}{h'} T_C - \frac{(D_k-h')}{h'} T_C' \quad (\text{F.11})$$

F.3 - CONDIÇÃO DE ESTABILIDADE DINÂMICA

A condição de estabilidade dinâmica é imposta entre dois níveis, situados abaixo da c.m., através da exigência que $R_i \geq 0,25$, isto é:

$$R_i = \frac{\Delta b}{(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2} z_{k+1/2} \geq 0,25, \quad (\text{F.12})$$

onde Δu , Δv , e Δb representam as diferenças na vertical das variáveis

(*) Apenas para facilitar a dedução das energias térmica e potencial, utiliza-se aqui a variável temperatura.

veis u , v e b através da c.e., respectivamente; e $z_{k+1/2}$ a espessura entre dois níveis adjacentes.

Se esta desigualdade não for satisfeita, as componentes de velocidade u e v , e o "buoyancy" b são ajustados dinamicamente de acordo com:

$$\begin{aligned} b'_k &= \bar{b} + \gamma \Delta b \\ b'_{k+1} &= \bar{b} - \eta \gamma \Delta b \\ u'_k &= \bar{u} + \gamma \Delta u \\ u'_{k+1} &= \bar{u} - \eta \gamma \Delta u \\ v'_k &= \bar{v} + \gamma \Delta v \\ v'_{k+1} &= \bar{v} - \eta \gamma \Delta v \end{aligned} \tag{F.13}$$

onde

$$\gamma = \frac{R_i}{(R_i)_{cr} (1 + \eta)}, \quad \text{e } \eta = \frac{z_k}{z_{k+1}} \tag{F.14}$$

Nestas expressões, as variáveis linha indicam os novos valores ajustados, e onde \bar{b} , \bar{u} e \bar{v} representam uma média ponderada na vertical entre dois níveis, por exemplo,

$$\bar{b} = \frac{0,5 (b_k \Delta z_k + b_{k+1} \Delta z_{k+1})}{z_{k+1/2}} \tag{F.15}$$

etc.

Durante o processo de ajuste, o calor e momentum são conservados (Adamec et alii, 1981). Após realizado o processo, os campos são novamente examinados para vêr se quaisquer outras camadas tornaram-se instáveis pelo ajuste prévio, e se assim fôr, o processo de ajuste é repetido até que, finalmente, todas as camadas são dinamicamente estáveis.

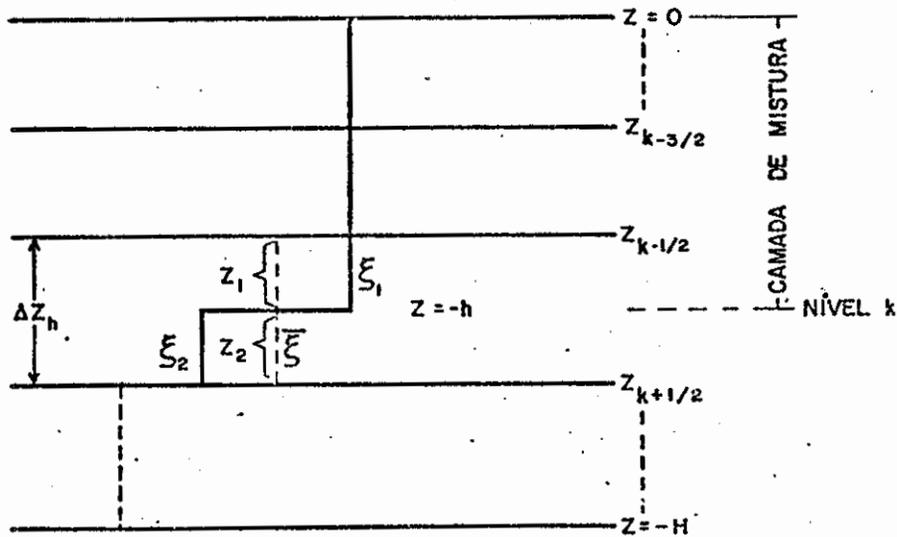


Fig. F.1 - Esquema da estrutura vertical da camada que contém a base da c.m.

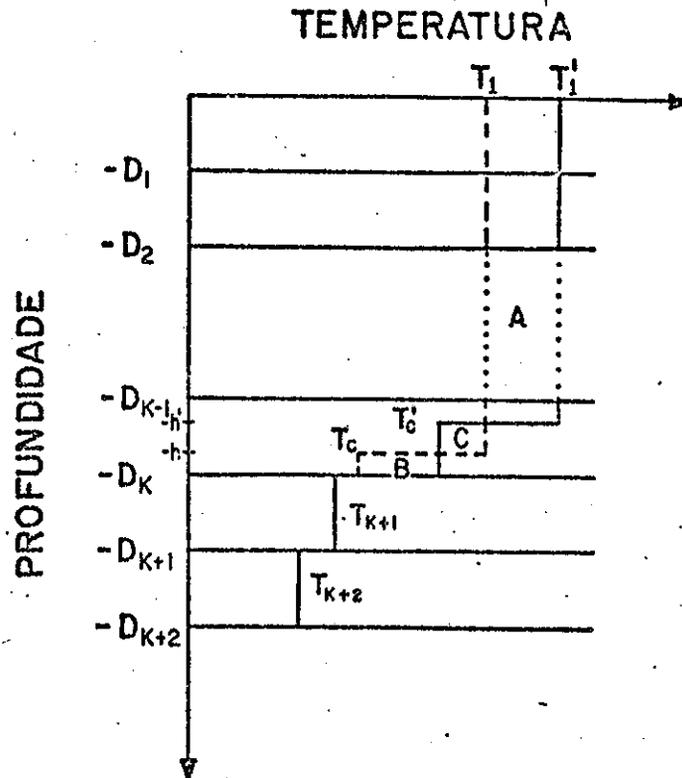


Fig. F.3 - Esquemática da c.m. incluída dentro de k-ésimo nível do modelo de circulação.

- Linhas sólidas representam o novo perfil de temperatura de pois da retração. Linhas pontilhadas o antigo perfil de temperatura. Áreas A e B (+): ganho de calor. Área C (-): perda de calor.

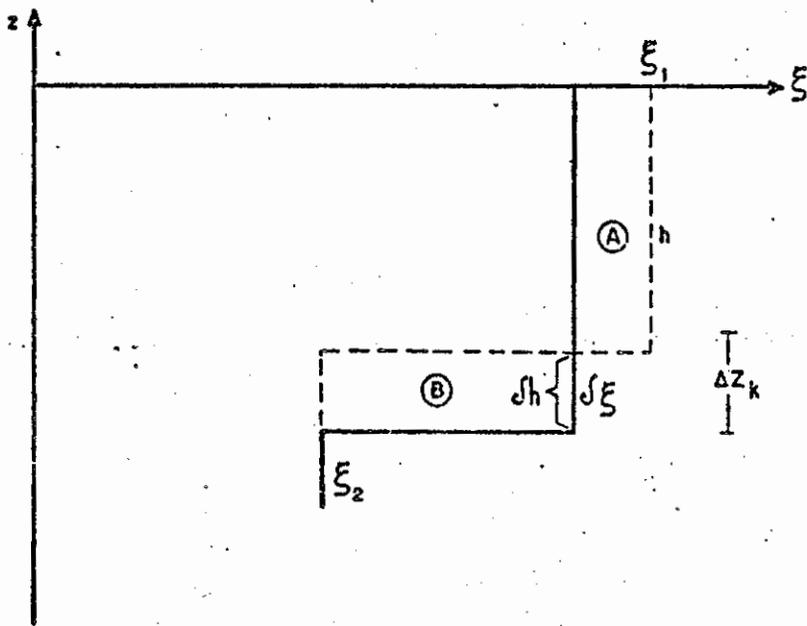


Fig. F.2 - Esquema da variação de h devido ao "entrainment".



APÊNDICE G

EQUAÇÕES EXPRESSAS EM DIFERENÇAS FINITAS

Usa-se a seguinte notação para:

i) Diferença finita padrão no espaço

$$\delta_x (s)_{i+1/2,j} = s_{i+1,j} - s_{i,j} \quad (G.1)$$

ii) Média no espaço

$$(\bar{s}^x)_{i+1/2,j} = \frac{1}{2} (s_{i+1,j} + s_{i,j}) \quad (G.2)$$

onde s representa uma variável qualquer na diferenciação finita.

Para a grade alternada específica utilizada no modelo, de fine-se:

i) Espessura do k-ésimo nível

$$\Delta z_k, \text{ para } k = 1, \dots, K \quad (G.3)$$

ii) Valor de Z na base do k-ésimo nível

$$Z_{k+1/2} = \sum_{\ell=1}^k \Delta z_{\ell}, \text{ para } k = 1, \dots, K \quad (G.4)$$

onde se tem

$$Z_{1/2} = 0 \quad (G.5)$$

$$Z_{K+1/2} = -H \quad (G.6)$$

iii) Espessura média da camada

$$\Delta Z_{k+1/2} = (\overline{\Delta Z^2})_{k+1/2}, \text{ para } k = 1, \dots, K - 1 \quad (\text{G.7})$$

logo

$$\Delta Z_{k+1/2} = 1/2 (\Delta Z_{k+1} + \Delta Z_k) \quad (\text{G.8})$$

iv) Altura média da camada

$$Z_k = (\overline{Z^2})_k, \text{ para } k = 1, \dots, K \quad (\text{G.9})$$

logo

$$Z_k = 1/2 (Z_{k+1/2} + Z_{k-1/2}) \quad (\text{G.10})$$

O intervalo entre os pontos de grade na horizontal Δy é considerado constante. As componentes de velocidade u e w , e as variáveis de estado p e b são definidas nos centros dos intervalos de grade, localizados nos pontos:

$$y_j = 1/2 \Delta y + (j - 1) \Delta y, \text{ para } j = 1, \dots, J \quad (\text{G.11})$$

A componente de velocidade v é definida nas $J-1$ interfaces e nas extremidades do domínio, $y = 0$ e $y = L$, cujos pontos localizam-se em:

$$y_{1/2} = 0$$

$$y_{j+1/2} = (\overline{y})_{j+1/2}, \text{ para } j = 1, \dots, J - 1 \quad (\text{G.12})$$

$$y_{j+1/2} = L$$

O análogo em diferenças finitas para a pressão dinâmica a partir da relação hidrostática (Equação 3.6) é:

$$P_{k+1/2} = p_0 + \sum_{\ell=1}^k b_{\ell} |\Delta Z_{\ell}|, \text{ para } k = 1, \dots, K \quad (\text{G.13})$$

onde

$$p_{1/2} = p_0 = 0$$

i) Equação da continuidade (Equação 3.3) em diferenças finitas

$$\delta_y (v)_{j,k} + \delta_z (w)_{j,k} = 0 \quad (\text{G.14})$$

$$(v_{j+1/2,k} + v_{j-1/2,k}) / \Delta y + (w_{j,k+1/2} - w_{j,k-1/2}) / \Delta z_k = 0, \quad (\text{G.15})$$

para

$$j = 1, \dots, J \quad \text{e} \quad k = 1, \dots, K.$$

ii) Equação de "buoyancy" (Equação 3.2) em diferenças finitas

$$\left(\frac{\partial b}{\partial t}\right)_{j,k}^* = -\delta_y (vb)_{j,k}^* - \delta_z (wb)_{j,k}^* + \delta_y (-\overline{v'b'})_{j,k}^* + \delta_z (-\overline{w'b'})_{j,k}^* \quad (\text{G.16})$$

onde

$$(vb)_{j+1/2,k}^* = (\overline{v}^y)_{j+1/2,k}$$

$$(wb)_{j,k+1/2}^* = (\overline{w}^z)_{j,k+1/2}$$

$$(-\overline{v'b'})_{j+1/2,k}^* = A_B \delta_y(b)_{j+1/2,k} \quad (G.17)$$

$$(-\overline{w'b'})_{z=0} = B_0$$

$$(-\overline{w'b'})_{j,k+1/2} = K_B \delta_z(b)_{j,k+1/2}, \text{ para } z < -h$$

Com o uso das relações (G.17), a Equação (G.16) resulta:

$$\begin{aligned} b_{j,k}^{n+1} = & b_{j,k}^{n-1} - (v_{j+1/2,k}^n * (b_{j+1,k}^n + b_{j,k}^n) - v_{j-1/2,k}^n * \\ & (b_{j,k}^n + b_{j-1,k}^n)) / (2 * \Delta y) - \\ & - (w_{j,k+1/2}^n * (b_{j,k+1}^n + b_{j,k}^n) - w_{j,k-1/2}^n * \\ & (b_{j,k}^n + b_{j,k-1}^n)) / (2 * \Delta z_k) + \\ & + A_B * (b_{j+1,k}^{n-1} - 2b_{j,k}^{n-1} + b_{j-1,k}^{n-1}) / \Delta y^2 + \\ & K_B * ((b_{j,k+1}^{n-1} - b_{j,k}^{n-1}) / \Delta z_{k+1/2} - \\ & (b_{j,k}^{n-1} - b_{j,k-1}^{n-1}) / \Delta z_{k-1/2}) / \Delta z_k \end{aligned} \quad (G.18)$$

iii) Componente horizontal u da equação de movimento (Equação 3.4) em diferenças finitas

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{j,k}^* &= -\delta_y(uv)_{j,k}^* - \delta_z(uw)_{j,k}^* + (fv)_{j,k}^* + \delta_y(-v'u')_{j,k}^* + \\ &+ \delta_z(-u'w')_{j,k}^* \end{aligned} \quad (G.19)$$

onde

$$(uv)_{j+1/2,k}^* = [\bar{u}^y v]_{j+1/2,k}$$

$$(uw)_{j+1/2,k}^* = [\bar{u}^z w]_{j+1/2,k}$$

$$(-v'u')_{j+1/2,k}^* = A_M \delta_y(u)_{j+1/2,k} \quad (G.20)$$

$$(fv)_{j,k}^* = f\bar{v}_{j,k}^y$$

$$(-u'w')_{j,k+1/2}^* = K_M \delta_z(u)_{j,k+1/2}, \text{ para } z < -h$$

Com o uso das relações (G.20) e dos esquemas para a diferenciação no tempo, a Equação (G.19) resulta:

$$\frac{u_{j,k}^{n+1} - u_{j,k}^{n-1}}{2\Delta t} = - \left[v_{j+1/2,k}^n (u_{j+1,k}^n + u_{j,k}^n) - v_{j-1/2,k}^n (u_{j,k}^n + u_{j-1,k}^n) \right]$$

$$/2\Delta y - \frac{1}{4} f(v_{j+1/2,k}^n + v_{j+1/2,k}^{n-1} + v_{j-1/2,k}^n + v_{j-1/2,k}^{n-1})$$

$$\begin{aligned}
 & - \left[w_{j,k+1/2}^n (u_{j,k+1}^n + u_{j,k}^n) - w_{j,k-1/2}^n (u_{j,k}^n + u_{j,k-1}^n) \right] / 2\Delta z_k + \\
 & + K_M \left[(u_{j,k+1}^{n-1} - u_{j,k}^{n-1}) / \Delta z_{k+1/2} - (u_{j,k}^{n-1} - u_{j,k-1}^{n-1}) / \Delta z_{k-1/2} \right] / \Delta z_k
 \end{aligned}
 \tag{G.21}$$

iv) Componente horizontal v da equação de movimento (Equação 3.5) em diferenças finitas

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_{j+1/2,k} & = - \delta_y (vv)_{j+1/2,k}^* - \delta_z (vw)_{j+1/2,k}^* - (fu)_{j+1/2,k}^* - \\
 & - \delta_y (p)_{j+1/2,k}^* + \delta_y (-\overline{v'v'})_{j+1/2,k}^* + \\
 & + \delta_z (-\overline{v'w'})_{j+1/2,k}^* ,
 \end{aligned}
 \tag{G.22}$$

onde

$$\begin{aligned}
 (vv)_{j,k}^* & = (\overline{v^y})_{j,k}^2 \\
 (vw)_{j+1/2,k+1/2}^* & = (\overline{v^z})_{j+1/2,k+1/2} (\overline{w^y})_{j+1/2,k+1/2} \\
 (fu)_{j+1/2,k}^* & = f(\overline{u^y})_{j+1/2,k} \\
 (p)_{j,k}^* & = (\overline{p^z})_{j,k} \\
 (-\overline{v'v'})_{j,k}^* & = A_M \delta_y (v)_{j,k} \\
 (-\overline{v'w'})_{j+1/2,k+1/2} & = K_M \delta_z (v)_{j+1/2,k+1/2} \quad \text{para } z < -h
 \end{aligned}
 \tag{G.23}$$

Com o uso das relações (G.23), e dos esquemas numéricos para a diferenciação no tempo, a Equação (G.22) resulta:

$$\begin{aligned}
 \frac{v_{j+1/2,k}^{n+1} - v_{j+1/2,k}^{n-1}}{2\Delta t} = & - \left[(v_{j+3/2,k}^n + v_{j+1/2,k}^n)^2 - \right. \\
 & \left. - (v_{j+1/2,k}^n + v_{j-1/2,k}^n)^2 \right] / 4\Delta y \\
 - & \left[(v_{j+1/2,k+1}^n + v_{j+1/2,k}^n) (w_{j+1,k+1/2}^n + w_{j,k+1/2}^n) \right. \\
 & \left. - (v_{j+1/2,k}^n + v_{j+1/2,k-1}^n) (w_{j+1,k-1/2}^n + w_{j,k-1/2}^n) \right] / 4\Delta z_k \\
 - & (p_{j+1,k+1/2}^n + p_{j+1,k-1/2}^n - p_{j,k+1/2}^n - p_{j,k-1/2}^n) / 2\Delta y \\
 - & \frac{f}{2} (u_{j+1,k}^n + u_{j,k}^n) + \\
 + & A_M (v_{j+3/2,k}^{n-1} - 2v_{j+1/2,k}^{n-1} + v_{j-1/2,k}^{n-1}) / \Delta y^2 \\
 + & K_M \left[(v_{j+1/2,k+1}^{n-1} - v_{j+1/2,k}^{n-1}) / \Delta z_{k+1/2} \right. \\
 & \left. - (v_{j+1/2,k}^{n-1} - v_{j+1/2,k-1}^{n-1}) / \Delta z_{k-1/2} \right] / \Delta z_k
 \end{aligned} \tag{G.24}$$

APENDICE H

FÓRMULAS AERODINÂMICAS GLOBAIS PARA FLUXO DE CALOR

Estimativas de fluxos de calor e momentum na interface ar-mar a partir de quantidades médias com o uso de fórmulas aerodinâmicas globais, são convenientes por várias razões. Existe um grande número de observações registradas por navios de carreira que fornecem uma base de dados, com a qual as grandes escalas espaciais e as séries temporais dos campos desses fluxos podem ser estimadas pelo método aerodinâmico global. Mesmo em experimentos oceanográficos não são viáveis medidas diretas dos fluxos além daquelas feitas em umas poucas estações oceanográficas. Um dos recursos é utilizar observações meteorológicas e oceanográficas a partir de bóias à deriva, e que são adequadas para estimativas de fluxos pelo método aerodinâmico global. Uma questão básica é a avaliação das constantes associadas as fórmulas desse método. Muitos trabalhos tratam especificamente das parametrizações desses fluxos através das fórmulas aerodinâmicas (Friehe e Schmitt, 1976; Fissel et alii, 1977; Parkinson e Washington, 1979; Liu et alii, 1979; Foken, 1984; Stravisi e Crisciani, 1986). Aqui será apresentado as parametrizações dadas por Parkinson e Washington (1979), apenas com a atenção voltada para a c.m. oceânica.

O fluxo líquido de energia para dentro da c.m. é simbolicamente dado por:

$$Q = RS + I + HS + LE, \quad (H.1)$$

onde Q é o fluxo líquido de energia que adentra na c.m., RS é a radiação solar absorvida na superfície, I é a radiação infravermelho, HS é o fluxo do calor sensível, e LE é o fluxo de calor latente. A avaliação de cada um deles pelas fórmulas aerodinâmicas é:

i) Radiação solar absorvida na superfície (RS)

$$RS = \frac{(1 - \zeta) RS_0 (1 - 0.7 c_n)}{1 - 0.7 c_n \zeta} \quad (H.2)$$

v) Equação para a profundidade da c.m. h (Equação 3.15) em diferenças finitas

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_j = - \delta_y (hv)_j^* + (w_e)_j, \quad (G.25)$$

onde

$$(hv)_{j+1/2}^* = (\bar{h}^y)_{j+1/2} v_{j+1/2,k} \quad (G.26)$$

Com o uso da relação (G.26), e dos esquemas numéricos para a diferenciação no tempo, a Equação (G.25) resulta:

$$\frac{h_j^{n+1} - h_j^{n-1}}{2\Delta t} = - \left[v_{j+1/2,k}^n (h_{j+1}^n + h_j^n) - v_{j-1/2,k}^n (h_j^n + h_{j-1}^n) \right] / (2\Delta y) - (w_e)_j^n \quad (G.27)$$

onde ζ é o albedo da água, c_n a cobertura de nuvens em dezenas, e RS_0 a radiação solar incidente sem nuvens dado por:

$$RS_0 = \frac{G \cos^2 \theta}{(\cos \theta + 2.7) \bar{e} * 10^{-5} + 1.085 \cos \theta + 0.1}, \quad (H.3)$$

com G como constante solar, \bar{e} a pressão de vapor, e θ o ângulo zenital solar. Note-se que, nesta formulação, G é 1353 W/m^2 , \bar{e} é expresso em Pascal, e θ é dado por:

$$\cos \theta = \sin \phi \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \cos(AH) \quad (H.4)$$

onde ϕ é a latitude, ψ é a declinação, e AH é o ângulo horário.

ii) Radiação infravermelho na superfície (I)

$$I = I_0 \epsilon_g (1 + 0.275 c_n) - \epsilon_g \sigma T_g^4 \quad (H.5)$$

onde ϵ_g é a emissividade de onda longa na superfície ($\epsilon_g = 0.93$), σ é a constante de Stefan-Boltzman ($\sigma = 1.355 * 10^{-12} \text{ cal cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$), T_g é a temperatura da c.m. oceânica [K], e I_0 é a radiação infravermelho sem nuvens dada por:

$$I_0 = T_a^4 \sigma \{ 1 - 0.261 \exp [- 7.77 * 10^{-4} (273 - T_a)^2] \}, \quad (H.6)$$

onde T_a é a temperatura do ar próximo a superfície [K].

iii) Fluxo de calor sensível (HS)

$$HS = \rho_a c_a C_H U_a (T_a - T_g), \quad (H.7)$$

onde ρ_a e c_a são a densidade e calor específico do ar próximo a superfície respectivamente, C_H é um coeficiente adimensional que varia entre $1.1 * 10^{-3}$ a $1.7 * 10^{-3}$, e U_a é a velocidade do vento a 10 m de altura.

iv) Fluxo de calor latente (LE)

$$LE = \rho_a L_V C_H U_a (q_a - q_g), \quad (H.8)$$

onde L_V é o calor latente de vaporização ($L_V = 597.5 \text{ cal/g}$), q_a é a umidade específica do ar a 10 m de altura, e q_g é a umidade específica de saturação. Essas unidades específicas podem ser estimadas pelas seguintes fórmulas:

$$q_a = \frac{\epsilon_a \hat{e}}{p_a - (1 - \epsilon_a) \hat{e}}, \quad (H.9)$$

onde ϵ_a é a razão de mistura ($\epsilon_a = 0.622$), p_a é a pressão do ar seco expresso em Pascal [Pa], e \hat{e} é a pressão de vapor dado por:

$$\hat{e} = 611 * 10^{a(T_d - 273.16)/(T_d - b)} \quad (H.10)$$

com as constantes $a = 7.5$, e $b = 35.86$, e T_d é a temperatura de ponto de orvalho [K].

Para o caso de saturação:

$$q_g = \frac{\epsilon_a \hat{e}_s}{p_a - (1 - \epsilon_a) \hat{e}_s} \quad (H.11)$$

com \hat{e}_s a pressão de vapor de saturação dado por:

$$\hat{e}_s = 611 * 10^{a(T_g - 273.16)/(T_g - b)} \quad (H.12)$$

