

**Estudo numérico da evolução da camada de mistura oceânica
do Atlântico equatorial utilizando o modelo GOTM**

RELATÓRIO DE ATIVIDADES DE MESTRADO

Aluno

Udo Tersiano Skielka

Orientador

Jacyra Soares

**Departamento de Ciências Atmosféricas
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Universidade de São Paulo**

Abril de 2008

1. Introdução

O oceano Atlântico tropical ocupa uma bacia relativamente estreita, limitada por continentes, onde existe intensa convecção e subsidência. A posição e a intensidade da convecção sobre o oceano são sensíveis às mudanças da temperatura da superfície do mar (TSM). A TSM no Atlântico tropical, por sua vez, está relacionada às anomalias climáticas regionais e ao deslocamento da zona de convergência intertropical (ZCIT) como mostrado por Wainer and Soares (1997); Moura and Shukla (1981); Mechoso et al. (1990); Hastenrath (1991); entre outros.

No Atlântico tropical o sistema de ventos alíseos de nordeste e sudeste são separados pela ZCIT. Os movimentos da ZCIT são tais que esta se encontra sempre sobre as águas de superfície mais quentes. Quando essa zona de intensa convergência - em resposta ao aquecimento da temperatura da superfície do mar do hemisfério norte - se desloca para o norte, os alíseos de sudeste cruzam o equador e se intensificam. A ZCIT alcança sua posição mais ao norte durante agosto e setembro, quando se estende além de 10° N. Entre março e abril, quando as águas da camada de mistura oceânica do norte esfriam e as do sul esquentam, a ZCIT retorna a sua posição mais ao sul do equador (Wang and Carton, 2003). Quando a ZCIT está na sua posição mais ao sul é que ocorrem as chuvas na região NE do Brasil.

Os fatores que controlam o gradiente meridional da TSM foram explorados por Carton et al. (1996), que identificaram como central o papel das variações do calor latente associadas com as flutuações da velocidade do vento de superfície.

Chang et al. (2000) sugerem que a região noroeste do Atlântico tropical apresenta intenso “feedback” positivo entre a mudança nos ventos e a mudança na TSM: o enfraquecimento dos ventos gera a uma redução da evaporação na superfície, o que eleva a TSM que, por sua vez, levam a um maior enfraquecimento dos ventos. Em contraste, eles encontraram que a região nordeste do Atlântico tropical está associada com uma zona de “feedback” negativo. Entretanto, de acordo com Wang and Carton (2003) a maioria dos modelos de circulação geral da atmosfera produz calor latente excessivo como consequência de erros associados ao prognóstico da umidade da camada limite atmosférica.

Este Projeto de Mestrado pretende investigar numericamente o papel dos fluxos turbulentos de superfície na geração da camada de mistura oceânica (CMO). Serão estudados dois cenários: o primeiro quando a ZCIT está na sua posição mais ao norte (em torno de agosto-setembro), e o segundo quando ela ocupa sua posição mais ao sul (em torno de março-abril). Serão investigados dois locais ao longo do equador, um em 35° W e o outro em 23° W.

A CMO é a região superior do oceano com espessura de poucos a várias centenas de metros, onde a densidade é aproximadamente a mesma da superfície. Essa definição é verdadeira para regiões onde não haja troca significativa de água fresca entre o oceano e o ar acima (evaporação ou chuva), pois essa troca pode gerar um intenso contraste de salinidade. A CMO existe graças à mistura turbulenta causada pela tensão de cisalhamento e pelas ondas de superfície. Um efeito da mistura é tornar mais homogênea as propriedades da água do mar (temperatura e salinidade) e, portanto, a densidade. A profundidade da CMO depende, dentre outros fatores, da estabilidade da água do mar e da energia fornecida pelo vento. Quanto maior a estabilidade da água de superfície, menor a mistura e mais rasa é a CMO. A estabilidade das águas mais superficiais é determinada basicamente pelos fluxos turbulentos de superfície. Muitos

processos físicos (por ex., trocas turbulentas de calor, momento e gases entre o oceano e a atmosfera), químicos (por ex., dissolução do CO₂ proveniente da atmosfera) e biológicos (por ex., produção de fitoplâncton) ocorrem na CMO, fazendo dessa camada uma componente chave para estudos climáticos, de poluição marinha e de produtividade biológica, entre outros. Dessa forma, entender os mecanismos e quantificar a magnitude dos fluxos turbulentos de superfície é crucial para a melhoria dos modelos prognósticos de oceano e atmosfera.

O interesse maior deste projeto de pesquisa é estudar os mecanismos físicos mais importantes na geração da camada de mistura oceânica e, para tanto, será utilizado o modelo unidimensional GOTM - *General Ocean Turbulence Model*. Este modelo tem sido extensivamente usado e testado em estudos de turbulência de processos oceânicos (Burchard and Petersen, 1999; Burchard et al., 2002; Burchard and Beckers, 2004; Burchard, 2001 e 2002; Mellor, 2001; Baument and Peters, 2000; Bolding et al., 2002; entre outros). Modelos unidimensionais são relativamente mais simples e permitem investigar mecanismos físicos, nem sempre muito claros em modelos mais complexos (bi e tri dimensionais).

Neste trabalho são mostrados os resultados de uma simulação utilizando dados de observações para a implementação do GOTM, para a qual foram consideradas diversas simplificações na física do modelo.

1.1. Região de estudo e dados

Pretende-se investigar dois locais ao longo do equador onde existem bóias do Projeto PIRATA (*Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic*) (Servain et al., 1998). O primeiro local se encontra em (0^o, 35^oW) e o segundo em (0^o, 23^oW), conforme ilustrado na Figura 1.

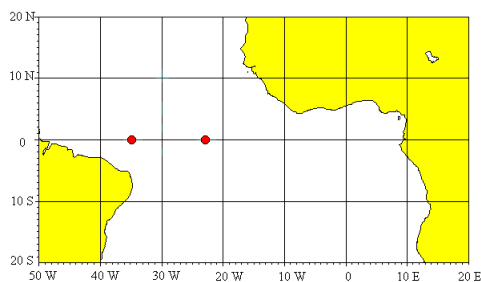


Figura 1: Localização das bóias do Projeto PIRATA, cujos dados serão utilizados no trabalho.

Nas bóias são feitas medições das seguintes variáveis: temperatura do ar, umidade relativa, componentes horizontais do vento, precipitação e onda curta incidente. Medições de perfil vertical no oceano são: temperatura e salinidade. Os dados meteorológicos - com exceção de onda curta incidente - de TSM e de perfis de temperatura possuem resolução temporal de 10 minutos. Medidas de onda curta incidente são feitas a cada 2 minutos. Os dados de salinidade têm resolução de 1 hora. Esses dados podem ser obtidos livremente no endereço: http://www.pmel.noaa.gov/tao/data_deliv/deliv-pir.html.

A bóia localizada em (0°N 23°W) é a única que possui medições dos perfis verticais das componentes horizontais de velocidade no oceano com ADCP (*Acoustic*

Doppler Current Profiler). As medições são feitas entre 5 e 125 metros de profundidade, com intervalos de 5 metros. A resolução temporal desses dados é de 1 hora.

É comum a falta de dados nas séries de observações do Projeto PIRATA. Eventualmente será necessária a utilização de dados complementares, os quais poderão ser obtidos de re-análises (“*NCEP reanalysis*” - http://wesley.ncep.noaa.gov/ncep_data/index.html) ou do “*Electronic Atlas of WOCE Data (eWOCE)*” (<http://www.awi-bremerhaven.de/GEO/eWOCE/>). O Projeto PIRATA não possui medidas de pressão atmosférica antes de 2006, as quais são necessárias nos algoritmos que estimam os fluxos turbulentos na superfície. Com isso, neste trabalho estão sendo utilizados dados de pressão em superfície das re-análises do NCEP2 (Kanamitsu et al., 2000; Kalnay et al., 1996), com resolução de 6 horas.

2. Objetivos

O objetivo geral deste Projeto de Mestrado é investigar numericamente, com o modelo GOTM, a evolução da camada de mistura oceânica sobre o equador. Ênfase será dada aos diferentes regimes de vento predominantes na região. A CMO será simulada em dois locais ao longo do equador, em 35°W e 23°W , onde existem dados meteorológicos e oceanográficos das bóias PIRATA.

Neste projeto, pretende-se:

- (a) Testar diferentes parametrizações utilizadas no GOTM para o Atlântico tropical;
- (b) Investigar a importância relativa dos termos turbulentos no desenvolvimento da CMO nos diferentes cenários;
- (c) Investigar o papel do vento na geração de ECT na CMO na região de estudo;
- (d) Compreender os mecanismos físicos mais relevantes ao desenvolvimento da turbulência da CMO para os diferentes locais e cenários investigados.

No trabalho apresentado neste relatório, especificamente, o objetivo foi implementar o GOTM utilizando os dados de observação para a região do Oceano Atlântico equatorial.

3. Metodologia

No trabalho está sendo utilizado o modelo unidimensional GOTM, desenvolvido por uma equipe de modeladores de oceano com o objetivo de simular com precisão e de forma generalizada - sem a necessidade de calibração, a princípio - os processos de trocas verticais turbulentas em ambientes marinhos, onde a mistura turbulenta tem um papel chave (Burchard, 2002). Desde abril de 1999, o código do modelo pode ser obtido livremente, junto com forçantes e dados para validação, no *site* <http://www.gotm.net>.

O modelo resolve numericamente as equações médias de Reynolds unidimensionais para momento, calor e sal. A componente chave ao resolver essas equações é o modelo de turbulência e o tipo de fechamento para a obtenção das quantidades turbulentas presentes nas equações médias. O GOTM contém um vasto número de modelos de turbulência e de parametrizações para o fechamento turbulento

de 2ª ordem. Os modelos de turbulência inclusos no código vão desde simples expressões algébricas, por exemplo, para a obtenção da energia cinética turbulenta (ECT), até a utilização equações dinâmicas para a obtenção da ECT, k , e da taxa de dissipação da ECT, ε , conhecido como modelo de turbulência de duas equações ou modelo $k-\varepsilon$ (Burchard e Baumert, 1995; Burchard et al., 1999; Burchard, 2002).

Neste trabalho está sendo usada a versão $\kappa-\varepsilon$ do GOTM com fechamento de 2ª ordem com a parametrização sugerida por Canuto et al. (2001). O fechamento de 2ª ordem algébrico consiste em calcular as quantidades turbulentas - momentos estatísticos de 2ª ordem (covariâncias e correlações) - utilizando equações de transporte para essas quantidades, nas quais todos os momentos estatísticos de ordens maiores são parametrizados pelos gradientes médios do escoamento ou pelos gradientes dos momentos de 2ª ordem. Contudo, os métodos de fechamento de 2ª ordem utilizados em modelagem de turbulência não são estritamente definidos (Burchard e Umlauf, 2007).

3.1 Modelo GOTM, versão $k-\varepsilon$

A seguir é descrito sucintamente a física e as hipóteses simplificadoras que compõem o modelo de camada de mistura unidimensional utilizado neste trabalho.

3.1.1. Equações do escoamento médio

A hipótese básica para a obtenção das equações médias de Reynolds utilizadas no modelo é a de que qualquer propriedade X do escoamento pode ser decomposta estatisticamente em duas partes: a média e a flutuação:

$$X = \bar{X} + X' \quad (1)$$

Substituindo a equação (1) nas equações de Navier-Stokes, de conservação de temperatura e de salinidade, aplicando as propriedades da média de Reynolds, considerando a aproximação para a CMO (Burchard, 2002), horizontalmente homogênea, são obtidas as equações médias de Reynolds utilizadas no GOTM:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \int_z^{\zeta} \frac{\partial b}{\partial x} dz' + f \bar{v} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'w'}) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \int_z^{\zeta} \frac{\partial b}{\partial y} dz' - f \bar{u} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'\theta'}) = \frac{1}{c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \bar{S}}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'S'}) = 0 \quad (5)$$

onde \bar{u} , \bar{v} , $\bar{\theta}$ e \bar{S} são, respectivamente, as componentes de velocidade nas direções x e y , a temperatura potencial e a salinidade; c_p é o calor específico a pressão constante; g , a aceleração da gravidade; f , o parâmetro de Coriolis e; I é a radiação solar. Os termos advectivos, por brevidade, estão em notação indicial, os quais podem ser expandidos em cada uma das equações.

$$X_j = (X_1, X_2, X_3) = (x, y, z)$$

$$V_j = (V_1, V_2, V_3) = (u, v, w)$$

A aproximação para a camada limite reduz a equação da componente vertical da velocidade, \bar{w} , para a equação hidrostática:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \bar{\rho}g = 0 \quad (6)$$

Nas equações para as componentes horizontais da velocidade, o termo de gradiente de pressão é substituído por um termo de inclinação da superfície livre do mar, ou termo barotrópico, e por um termo de gradiente horizontal de densidade integrado na coluna d'água, ou termo baroclínico. Essa igualdade é possível devido à aproximação hidrostática (e.g Gill, 1982). A coordenada vertical, z , varia do fundo em $z = -H$, até a superfície livre do mar, $z = \zeta$.

É importante notar que no modelo unidimensional não é possível diagnosticar a velocidade vertical média, \bar{w} , o que é geralmente feito utilizando a equação de conservação de massa para fluido incompressível, equação (7).

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

Da mesma forma, para os termos das equações médias envolvendo gradientes horizontais – termos de transporte advectivo, os gradientes da inclinação da superfície livre do mar e gradiente horizontal de densidade integrado na coluna d'água - é necessário prescrever os valores, sejam estes obtidos de observações ou através de parametrizações. Caso contrário estes termos são negligenciados.

A densidade potencial média, $\bar{\rho}$, é obtida pela equação do estado:

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{\theta}, \bar{S}, \rho_0) \quad (8)$$

a qual pode ser calculada usando a equação de estado da UNESCO (Fofonoff and Millard, 1983), onde ρ_0 é o valor de referência para a densidade.

3.1.2. O modelo $k-\varepsilon$

Como será mostrado na seção seguinte (3.1.3), as quantidades escalares k e ε são necessárias para a obtenção das escalas características da turbulência, utilizadas no cálculo dos coeficientes de viscosidade turbulenta, além de serem fundamentais para diagnosticar a CMO.

No GOTM são utilizadas formas modeladas para as equações de k e ε (Burchard, 2002):

$$\frac{\partial k}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) = P + B - \varepsilon \quad (9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) = \frac{\varepsilon}{k} (c_{1\varepsilon} P + c_{3\varepsilon} B - c_{2\varepsilon} \varepsilon). \quad (10)$$

O segundo termo do lado esquerdo das equações 9 e 10 é a difusão vertical turbulenta das propriedades. Os termos de difusão aparecem parametrizados pelo coeficiente de viscosidade turbulenta cinemático, ν_t , e constantes empíricas conhecidas como números de Schimidt, σ_k e σ_ε . A equação para ε é parametrizada através das constantes empíricas, $c_{1\varepsilon}$, $c_{2\varepsilon}$ e $c_{3\varepsilon}$. Essas constantes são obtidas em experimentos de laboratório ou numérico, considerando situações de escoamento idealizado em que a maioria dos termos das equações para k e ε podem ser desprezados (Burchard, 2002).

Os termos de produção mecânica e térmica, P e B , respectivamente, também são parametrizados pelos coeficientes de viscosidade, ν_t , e difusividade turbulenta, ν'_t :

$$P = \nu_t M^2 \quad (11)$$

$$B = -\nu'_t N^2. \quad (12)$$

Nas equações 11 e 12, M e N são a frequência de cisalhamento e a frequência de empuxo, respectivamente, e são dados pelas seguintes expressões:

$$M^2 = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \quad (13)$$

$$N^2 = \left(\frac{\partial b}{\partial z} \right)^2. \quad (14)$$

Por definição, o empuxo é calculado pela seguinte relação:

$$\left(b = -g \frac{\bar{\rho} - \rho_0}{\rho_0} \right). \quad (15)$$

3.1.3. Fechamento algébrico de 2ª ordem

No GOTM é utilizado o princípio de viscosidade e difusividade turbulenta no cálculo dos momentos estatísticos de segunda ordem, além dos termos de difusão turbulenta da equação da ECT e de ε , equações 9 e 10, conforme abaixo:

$$\overline{u'w'} = -v_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \overline{v'w'} = -v_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (16)$$

$$\overline{w'\theta'} = -v_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad \overline{w'S'} = -v_t \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \quad (17)$$

$$\overline{w'k'} = -\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial z} \quad \overline{w'\varepsilon'} = -\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial z} \quad (18)$$

A viscosidade e a difusividade turbulenta são dadas, respectivamente, por:

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad v_t' = c_\mu' \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (19)$$

onde c_μ e c_μ' são coeficientes de instabilidade e contém toda a informação do fechamento de 2ª ordem algébrico, dependendo de dois parâmetro adimensionais conhecidos como número de cisalhamento e número de empuxo:

$$\alpha_M = \frac{k^2}{\varepsilon^2} M^2 \quad \alpha_N = \frac{k^2}{\varepsilon^2} N^2 \quad (20)$$

As equações 19 refletem a relação de Prandtl e Kolmogorov, as quais assumem que a viscosidade e a difusividade turbulentas são proporcionais a escala de velocidade da turbulência, $k^{1/2}$ - lembrando que a ECT é dada pela soma das variâncias das componentes de velocidade, $k = \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) / 2$ - e a escala de comprimento dos turbilhões mais energéticos L :

$$v_t = \left(c_\mu^0 \right)^{1/4} k^{1/2} L \quad (21)$$

onde c_μ^0 é o valor de c_μ e c_μ' resultante do equilíbrio local, ou seja, $B = 0$ e $P = \varepsilon$, obtido empiricamente. Logo, é possível obter uma escala de comprimento pela relação

$$L = \left(c_\mu^0 \right)^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (22)$$

a qual substituindo na equação 22 fornece o coeficiente de viscosidade e difusividades utilizadas no modelo (equações 19).

O fechamento utilizado para os momentos estatísticos de segunda ordem é feito através de parametrização das equações dos transportes das tensões de Reynolds, do

fluxo turbulento de calor e da variância de temperatura. Os métodos de parametrização inclusos no GOTM e o argumento teórico que permite a algebrização dessas equações nesse tipo de fechamento podem ser vistos em Burchard (2002).

Burchard e Bolding (2001) compararam os resultados de simulações com o modelo $k-\varepsilon$ utilizando diferentes conjuntos de coeficientes, com os resultados de simulação com o *LES (Large Eddy Simulation)*, para duas situações de escoamentos idealizados (tensão superficial constante e convecção livre) e um experimento utilizando dados observados de uma estação meteorológica localizada em alta latitude no hemisfério norte. O trabalho concluiu que o desempenho das simulações utilizando os coeficientes de instabilidade obtidos por Canuto et al. (2001) era superior às demais simulações. As simulações com os coeficientes do Canuto et al (2001) mostraram melhores resultados quando comparadas às simulações feitas com o LES, custo computacional equivalente aos demais apesar de utilizar parametrizações mais complexas para as equações de transporte dos momentos estatísticos de segunda ordem, e maior robustez numérica.

3.1.4. Condições de contorno

É necessário fornecer condições de contorno inferior e superior para as equações de momento, calor, sal (equações 2-5), ECT e taxa de dissipação de ECT (equações 9 e 10).

Na superfície, os fluxos turbulentos de momento e calor são estimados utilizando dados meteorológicos padrão e o algoritmo de Fairall et al. (1996). Este algoritmo considera as relações de similaridade de Monin-Obukhov para a camada limite superficial no cálculo dos coeficientes de troca turbulenta, variando-os no tempo. Para a estimativa dos fluxos turbulentos o algoritmo precisa ser alimentado pelas seguintes variáveis: TSM, temperatura do ar seco (virtual), umidade do ar, as componentes horizontais da velocidade do vento e pressão na superfície.

Os fluxos turbulentos de momento na superfície no modelo são dados por:

$$\tau_x = \rho_0 v_t \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_y = \rho_0 v_t \frac{\partial v}{\partial z} \quad \text{para } z = \zeta \quad (23)$$

e o fluxo turbulento de calor total na superfície ($Q_{\text{tot}} = Q_E + Q_H + Q_B$)

$$\frac{Q_E + Q_H + Q_B}{\rho_0 c_p} = v_t' \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad \text{para } z = \zeta \quad (24)$$

onde, Q_E é o fluxo de calor latente, Q_H é o fluxo de calor sensível e Q_B é o balanço de onda longa na superfície do oceano.

Os fluxos de radiação de onda curta são prescritos no modelo. A atenuação da radiação na coluna d'água é calculada utilizando o algoritmo de Jerlov (1968) tipo I, para águas claras. Os fluxos de onda longa foram estimados utilizando o algoritmo de Hastenrath e Lamb (1978), desenvolvido para regiões oceânicas tropicais, o qual necessita de dados de fração de cobertura de nuvens, umidade relativa e TSM.

Para o fluxo turbulento de salinidade na superfície, que é determinado pelo fluxo de água fresca, é necessário calcular a diferença entre a evaporação (q_E) e a precipitação (q_P):

$$\frac{S(q_E - q_P)}{\rho_0(0)} = v'_t \frac{\partial S}{\partial z} \quad \text{para } z = \zeta. \quad (25)$$

Muitas vezes, o fluxo de água fresca pode ser desprezado quando comparado ao fluxo de calor na superfície, caso a taxa de precipitação seja relativamente pequena, podendo ser desprezado (estação seca, por exemplo).

A condição de contorno para ε é derivada da lei da parede, dada pela equação 27. Para k , o fluxo na fronteira é nulo (equação 26).

$$\frac{v'_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (26)$$

$$\frac{v'_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = -\left(c_\mu\right)^{3/4} \frac{v'_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\kappa^{3/2}}{\kappa(z' + z_0)} \quad (27)$$

Como condição de contorno inferior, para as componentes da velocidade horizontal é aplicada a condição de fronteira “no-slip”:

$$u = v = 0 \quad \text{para } z = -H. \quad (28)$$

Para temperatura e salinidade é usada como condição de fronteira inferior a condição de não-fluxo:

$$v'_t \frac{\partial \theta}{\partial z} = v'_t \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad \text{para } z = -H. \quad (29)$$

4. Implementação computacional do GOTM

A instalação e o uso correto do GOTM demandam conhecimento da plataforma LINUX/UNIX, sistema operacional de código aberto e totalmente gratuito, para o qual existem diversos softwares, também gratuitos. Tanto o LINUX quanto a maioria dos softwares comumente utilizados nesta plataforma, são constantemente atualizados via internet, automaticamente. A instalação e compilação do GOTM necessitam da instalação de conjuntos de softwares em diferentes linguagens de programação. Em síntese, instalar e rodar o modelo, ainda que para o cenário mais simples, demandou um bom tempo de estudo em computação.

Passada esta fase de instalação, foram feitos alguns experimentos com cenários já testados de casos idealizados e casos de situações reais disponibilizados no site do GOTM para *download* (ver seção 3). Além de permitir uma familiarização mais rápida com o modelo, estes cenários também são úteis para o conhecimento das limitações e dos ajustes que ocorreram no modelo, dado que o GOTM está em constante aprimoramento pelos seus autores.

5. Experimento

Alguns experimentos preliminares utilizando dados do Projeto PIRATA e de pressão em superfície do NCEP2 foram feitos no intuito de testar a implementação do GOTM. Para estes testes foi selecionada a série de dados mais completa no período de um ano entre os dois pontos de observação de interesse ao longo do equador, 35°W e 23°W. A série de dados mais completa é da bóia situada em 0°N 23°W, para o ano de 2002. Estes estudos foram feitos através da comparação das observações com os resultados das simulações.

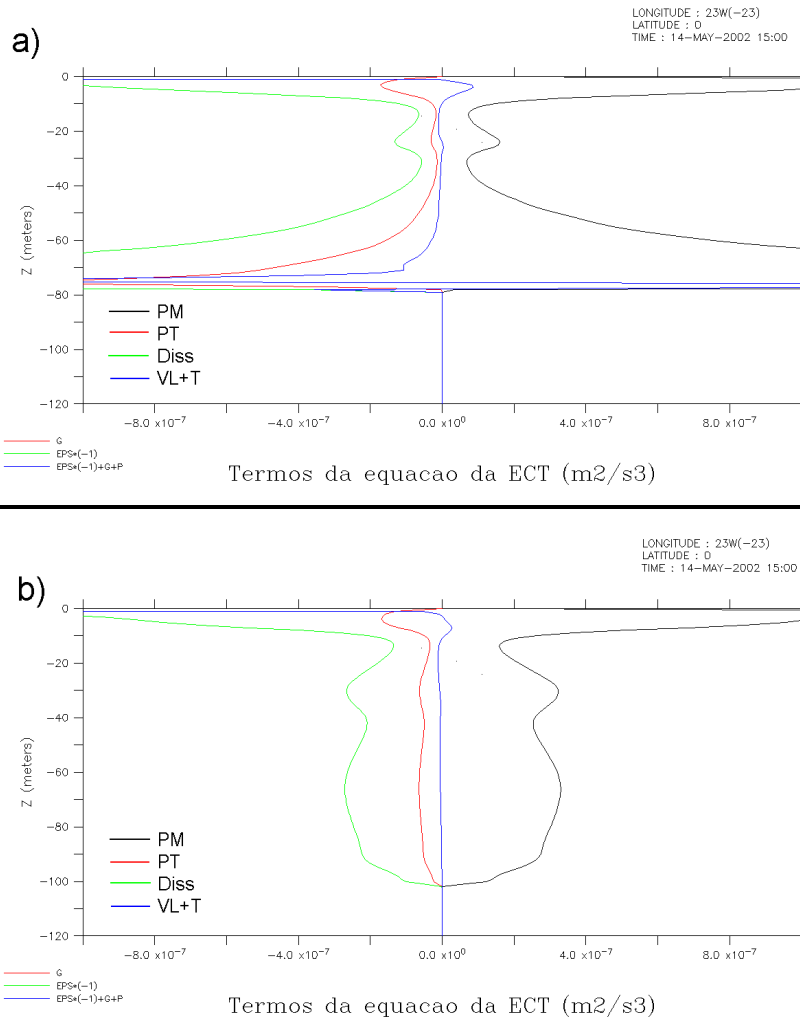


Figura 5.1: Termos da equação da ECT. PM – produção mecânica; PT – produção térmica; Diss – taxa de dissipação de ECT; VL – variação local de ECT; T – transporte de ECT. a) Simulação com passo de tempo de 600 s (10 min). b) Simulação com passo de tempo de 60 s (1 min).

Foram feitos alguns testes para definir qual passo de integração no tempo deveria ser utilizado. Bolding e Buchard (2001), mostraram que para um passo de integração de 300 segundos, apenas a simulação utilizando a parametrização de Canuto et al. (2001) não apresentou instabilidade numérica no cálculo das propriedades turbulentas. Como tempo de processamento não é um problema neste tipo de modelagem, nas simulações apresentadas aqui foi utilizado passo de integração de 60 segundos. Outros testes utilizando passo de integração de 1 hora e de 600 segundos (10

minutos), apresentaram instabilidades no cálculo das propriedades turbulentas, como ilustra a figura 5.1.

Aqui serão mostrados os resultados de uma simulação para o período em que a ZCIT se encontra na região de estudo, que ocorre na primeira metade do ano. Este período é caracterizado pela ocorrência de convecção, alta taxa de precipitação, ventos horizontais menos intensos e com maior variância, e temperatura do ar e TSM mais elevadas, como mostra a figura 5.2.

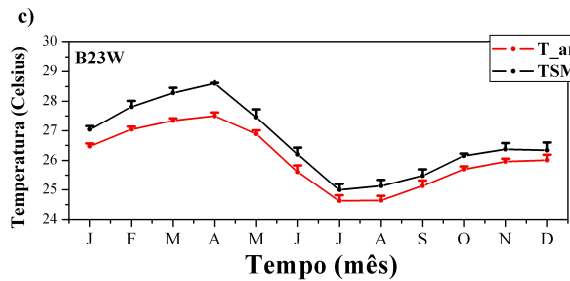
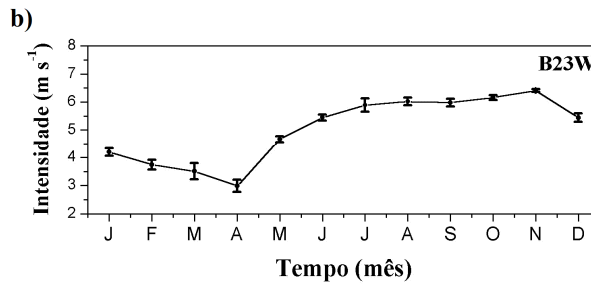
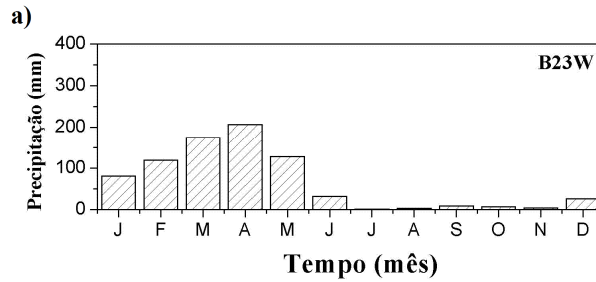


Figura 5.2: Médias mensais com seis anos de dados da bóia PIRATA situada em 0°23°W. a) Precipitação acumulada. b) Intensidade do vento. c) temperatura do ar (vermelho) e TSM (preto). Barras representam o erro estatístico.

A simulação teve início em 1° de janeiro e término em 31 de maio. A tabela 5.1 contém informações básicas sobre a simulação experimental.

Início	Término	Tempo de integração	Δt (s)	Profundidade (m)	Δz (m)
01/01/2002 12:00:00	31/10/2002 12:00:00	5 meses jan - maio	60	200	1

Tabela 5.1: Informações básicas sobre a simulação numérica.

Nesta simulação foram negligenciados os termos dos gradientes horizontais e termos advectivos. Os termos advectivos são difíceis de serem estimados nos oceanos devido a pouca quantidade de observações. Os termos relacionados aos gradientes horizontais de pressão, presentes nas equações 2 e 3, possuem grande importância na dinâmica da região e deverão ser estimados futuramente. Com essas considerações, as equações médias, 2 – 5, podem ser simplificadas. Considerando que no equador o parâmetro de Coriolis é nulo e substituindo os fluxos turbulentos pelas equações 16 e 17, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu'_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = 0 \quad (30)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu'_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu'_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) = \frac{1}{c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (32)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu'_t \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \right) = 0 \quad (33)$$

5.1. Forçantes externas e condições iniciais do modelo

Na simulação realizada, os dados oceanográficos (TSM e os perfis verticais de corrente, temperatura e salinidade) são utilizados apenas como condições iniciais (CI), enquanto que os dados meteorológicos (temperatura do ar seco, vento, pressão e umidade) são utilizados a cada passo de integração para o cálculo dos fluxos de superfície.

Para a utilização dos perfis das variáveis como CI, o modelo faz uma interpolação linear entre os níveis de observação. Para as camadas que não estão entre dois níveis de observação, que são as camadas das fronteiras inferior e superior, o modelo preenche a grade com valores constantes medidos nos níveis de observação mais próximos. A figura 5.3 mostra as condições iniciais utilizadas na simulação.

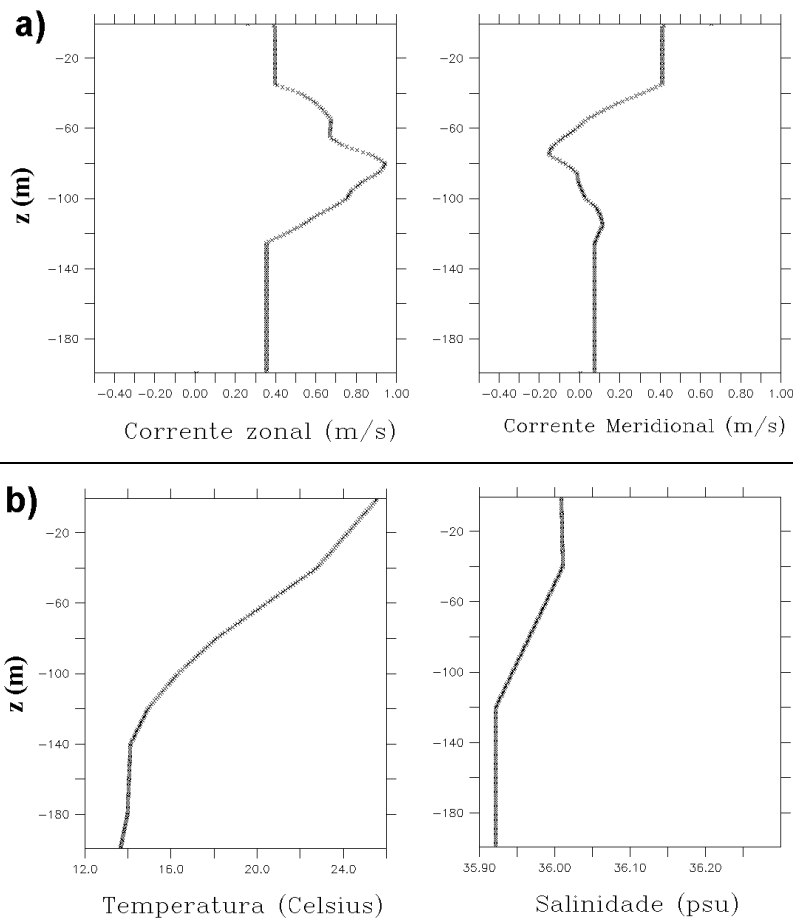


Figura 5.3: a) Condições iniciais das componentes de velocidade da corrente, u e v , utilizadas na simulação. Medidas feitas entre 35 e 125 metros de profundidade. b) Condições iniciais de temperatura e salinidade utilizadas na simulação. Medidas de temperatura em 1, 40, 80, 100, 120, 140 180 e 300 metros de profundidade. Observações interpoladas na grade do modelo.

Para a estimativa do balanço de onda longa na superfície foi utilizado o método de Hansteraht e Lumb (1978) desenvolvido para regiões oceânicas tropicais. Até o momento não foram encontrados dados de fração de nuvens que possam ser utilizados na simulação. Assim, foram usados valores nulos de fração de cobertura de nuvens (consideração de céu claro) na estimativa do balanço de onda longa na superfície. Essa consideração não é representativa para a região nesse período, já que a presença da ZCIT é caracterizada por alta nebulosidade. A atenuação da radiação de onda curta na coluna d'água foi calculada com a expressão de Jerlov (1968) tipo I, para águas claras. A figura 5.4 mostra os fluxos radiativos de superfície utilizados na simulação.

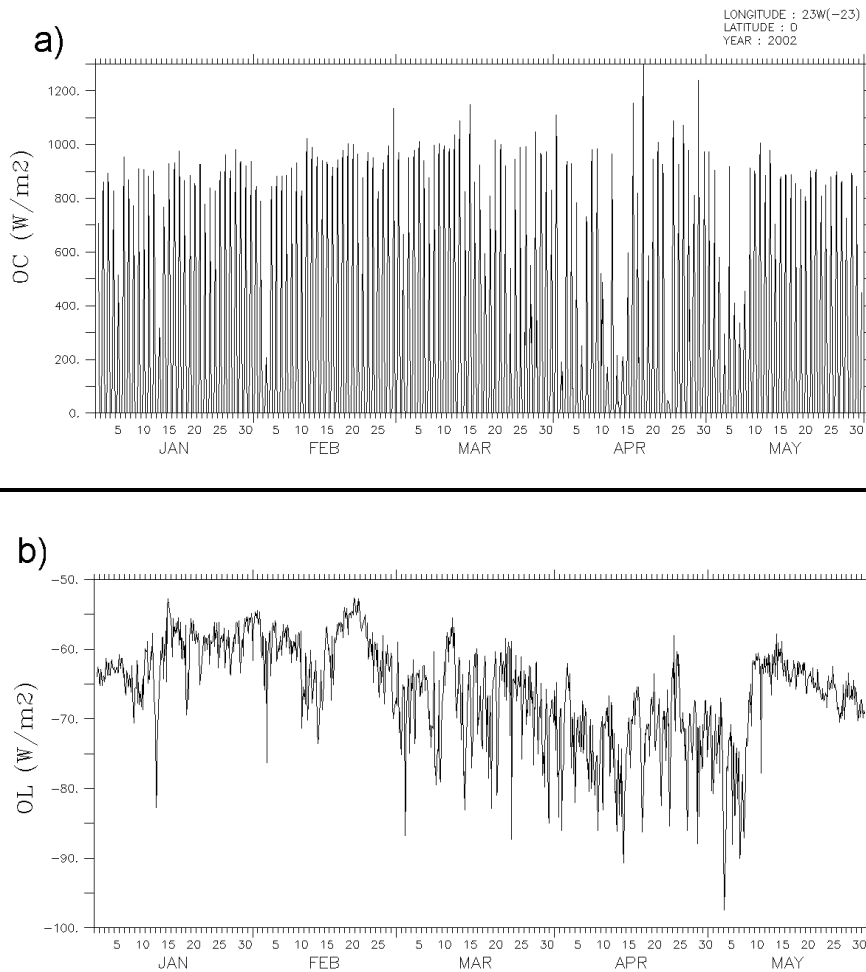


Figura 5.4: Fluxos de radiação na superfície. a) Radiação de onda curta incidente na superfície utilizada na simulação. b) Balanço de onda longa na superfície estimada com dados de observação utilizando o algoritmo de Hastenrath e Lamb (1978). Valores negativos indicam perda radiativa da superfície.

Os fluxos turbulentos de momento e calor na superfície foram calculados utilizando Fairall et al. (1996). A figura 5.5 mostra os fluxos turbulentos utilizados como condições de contorno superior do modelo.

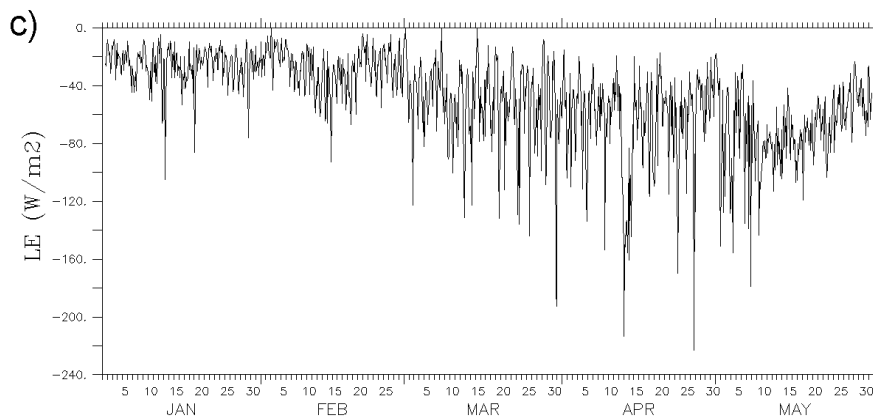
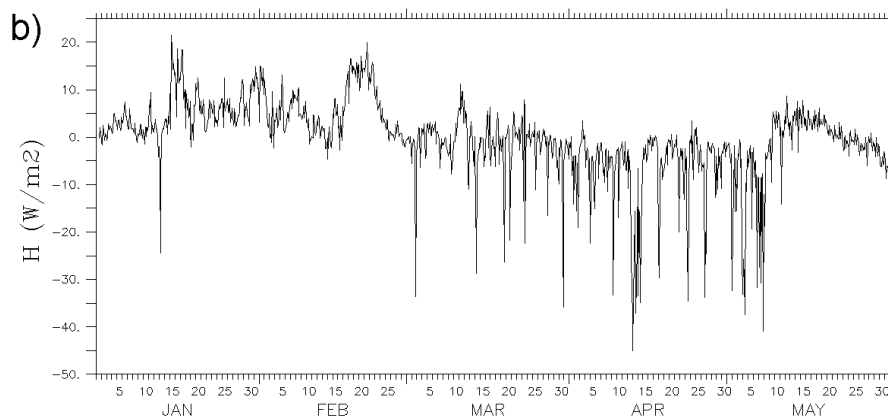
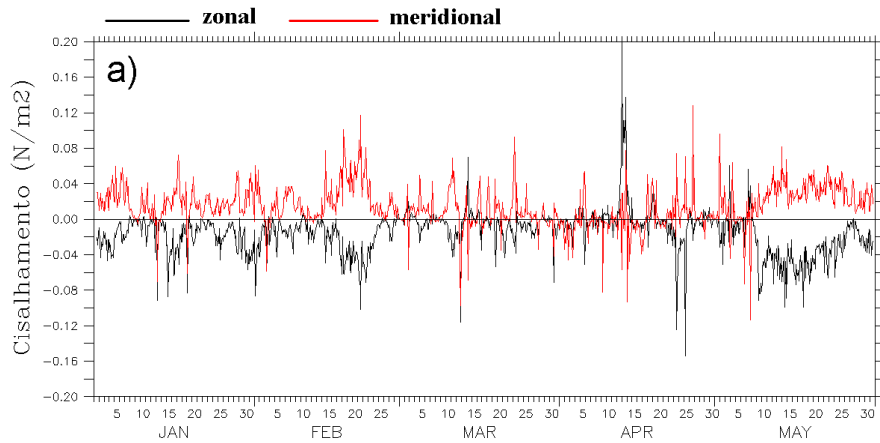


Figura 5.5: Fluxos turbulentos na superfície estimados com os dados de observação utilizando o algoritmo de Fairall et al. (1996). a) Fluxo de momento na superfície. Linha preta: componente zonal. Linha vermelha: componente meridional. b) Fluxo de calor sensível. c) Fluxo de calor latente. Nas figuras b e c, valores negativos correspondem a perda de calor da superfície.

Nesta simulação preliminar, foram negligenciados os efeitos do balanço de água doce na superfície devido à precipitação/evaporação. Como será mostrado na seção 6, a consideração desse balanço é importante para simular corretamente a variação de sal e da densidade na superfície no período em que a ZCIT se encontra na região.

6. Resultados e discussão

Como CI do modelo, entre outras variáveis, são utilizadas observações dos perfis de velocidades zonal e meridional, como mostradas na figura 5.3. Durante a simulação, a corrente na coluna d'água é forçada apenas pelas tensões de cisalhamento na superfície (figura 5.5a), calculadas utilizando os dados de vento.

As equações 30 e 31 mostram que, durante a simulação, a variação das componentes das velocidades serão alteradas apenas pelos termos dos gradientes verticais das tensões de Reynolds. As tensões de Reynolds agem na dissipação dos gradientes médios das propriedades do escoamento através do seu efeito difusivo. O gradiente vertical não-nulo das tensões de Reynolds resulta na variação das correntes. Como nesta simulação as acelerações estão ocorrendo na superfície, as tensões de Reynolds agirão no sentido de tornar a CMO dinamicamente homogênea de acordo com as forçantes de superfície. A figura 6.1 mostra essa homogeneização no decorrer da simulação. As características iniciais da velocidade zonal na camada são totalmente substituídas pela transferência de momento da superfície para o resto da camada.

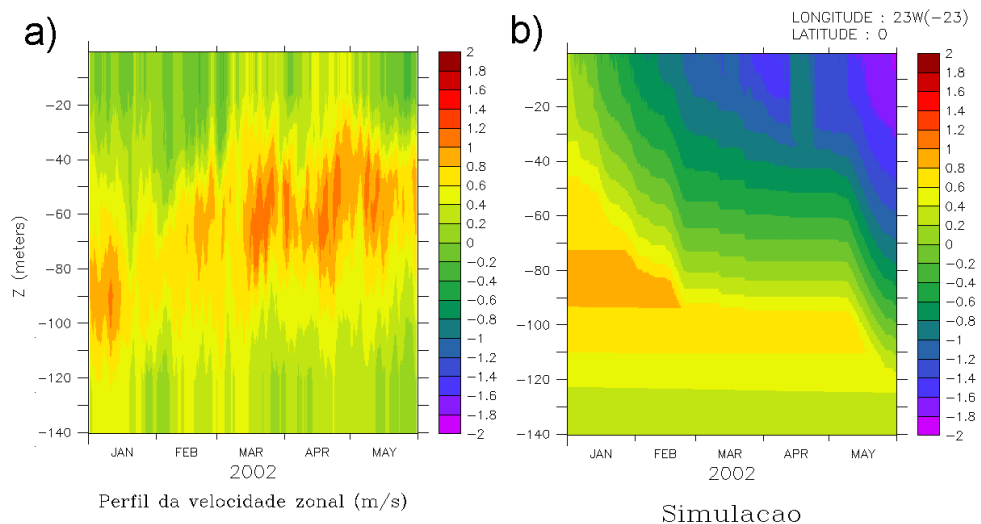


Figura 6.1: Variação temporal da componente de velocidade zonal em função da profundidade. a) Observações interpoladas na grade do modelo; b) simulação.

As observações mostram a presença de uma intensa corrente de sub-superfície para leste ($u > 0$) no sentido contrário do cisalhamento (figura 6.1a). Esta corrente, conhecida como corrente sub-corrente equatorial (SCE), é uma corrente permanente nas regiões equatoriais dos oceanos Atlântico e Pacífico. Os ventos constantes de leste na região equatorial, onde não há efeito da rotação da terra nos movimentos horizontais, causam o empilhamento de águas na região oeste do Atlântico equatorial. Esse empilhamento gera uma força para leste devido ao gradiente de pressão. Logo, na superfície dos oceanos equatoriais predominam as correntes que são dirigidas pelo cisalhamento do vento e, logo abaixo, a SCE (Philander, 1980).

As observações da componente zonal da corrente (figura 6.1) mostram que, em meados de março, a profundidade da SCE diminui, aumentando sua influência nas correntes de superfície, enquanto que na simulação, os ventos permanecem acelerando a corrente na direção dos alísios, já que os termos relacionados aos gradientes horizontais

de pressão foram negligenciados nessas simulações. Logo, no período em que a termoclina é mais rasa, a SCE pode afetar as correntes de superfície, desintensificando-as ou até mesmo invertendo a direção. A figura 6.2 compara as correntes em superfície, observada e simulada, para a componente zonal. Na simulação, a corrente é acelerada sempre para oeste, no sentido dos ventos, enquanto que as observações mostram que a corrente é quase sempre bem próxima de zero, ou seja, mantendo um balanço na aceleração exercida pela tensão do vento e a SCE. Contudo, é importante observar que para o período simulado, a maioria das observações por ADCP são feitas a partir de 15 metros, sendo interpoladas com os valores constantes desse nível até a superfície.

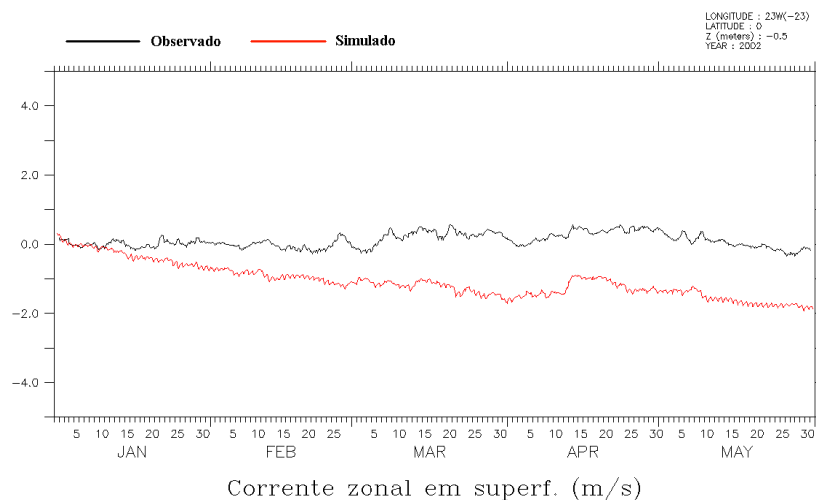


Figura 6.2: Corrente zonal em superfície observada (preto) e simulada (vermelho). Na maior parte do período considerado, as observações mais próximas da superfície foram obtidas a 15 metros de profundidade.

Apesar de o modelo ter simulado bem a variabilidade da TSM, em geral ele subestima as observações (figura 6.3a). É esperado que o GOTM não funcione bem quando os termos de advecção, não são representados no modelo unidimensional, sejam importantes. Outro fator que pode influenciar é a advecção vertical de temperatura devido ao deslocamento da termoclina. Observa-se também na figura 6.3a que o modelo superestima o resfriamento da superfície, enquanto que, quando há aquecimento da superfície, a TSM simulada é mais próxima da observada, o que provavelmente está relacionado com a consideração de céu claro.

A salinidade praticamente não varia na simulação (figura 6.3b), mantendo os valores dados nas CI, pois não foi considerado o fluxo de água doce na superfície e nem efeitos de transportes advectivos. Com isso, a variação da densidade na simulação depende unicamente da temperatura. A figura 6.3c mostra a densidade calculada e simulada. Na figura 6.3b, as observações de salinidade na superfície apresentam quedas que podem estar relacionadas à precipitação que ocorre nesse período. A comparação entre as figuras 6.3b e 6.3c mostra que a densidade tem grande dependência das variações de salinidade na superfície, e que, portanto, para estação da ZCIT, será necessário considerar o balanço de água doce e evaporação na superfície.

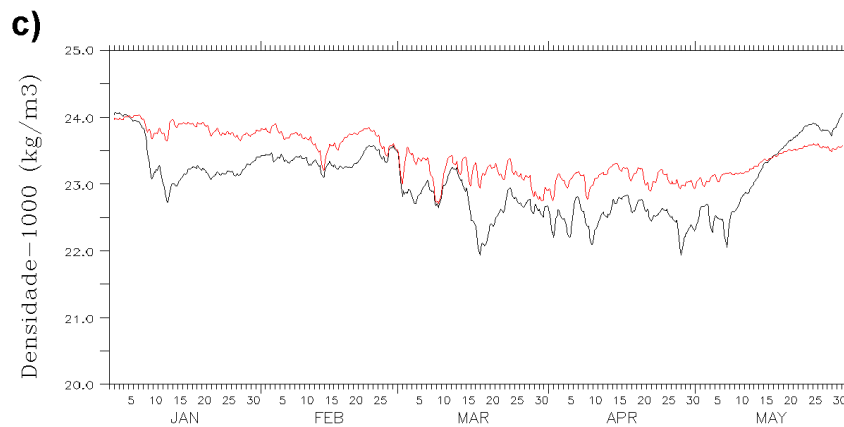
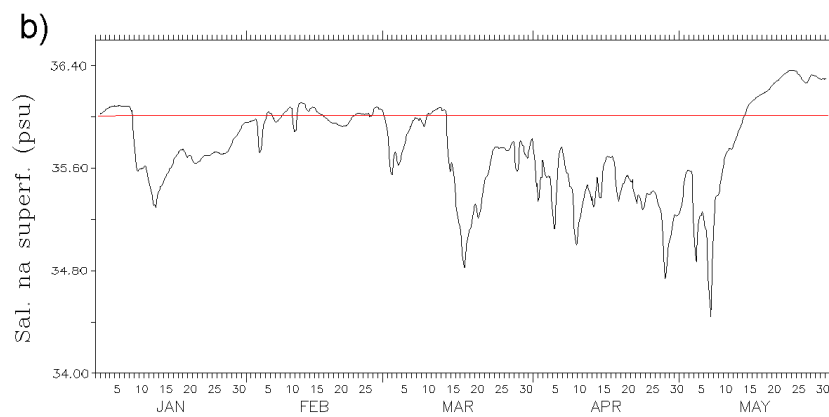
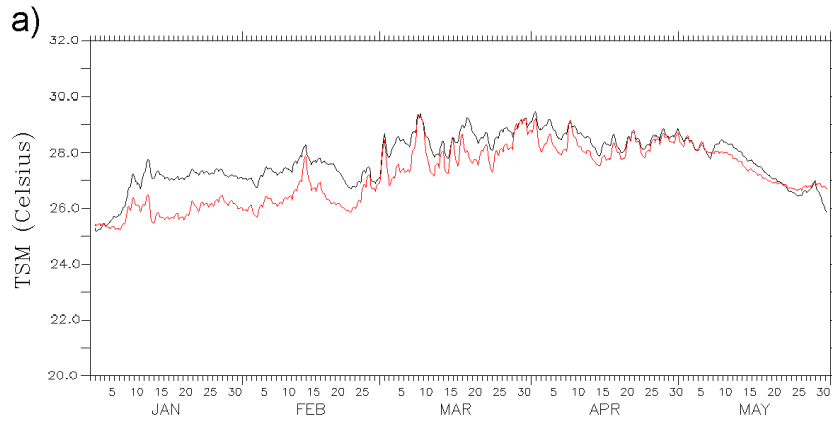


Figura 6.3: Variáveis observadas (linha preta) e simuladas (linha vermelha). **a)** TSM;**b)** salinidade da superfície do mar; **c)** densidade da superfície do mar menos 1000.

O modelo foi capaz de simular o entranhamento da CMO devido à tensão de cisalhamento na superfície. A figura 6.4 mostra o módulo da tensão de cisalhamento para a primeira metade de abril. Pode-se observar nessa figura que, a partir do dia 12, há intensificação do vento em superfície, que persiste até o final do período. Essa intensificação pode ser identificada na figura 5.5a como os ventos mais intensos que ocorreram em todo o período da simulação.

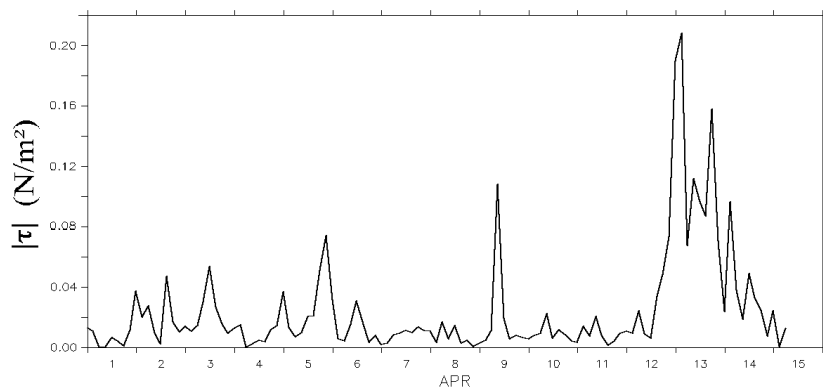


Figura 6.4: Módulo da tensão de cisalhamento na superfície para a primeira metade do mês de abril.

A figura 6.5 mostra o perfil vertical de temperatura simulado em dois instantes: logo antes da intensificação da tensão de cisalhamento (figura 6.5a), e no final do período considerado, após o evento de ventos intensos ocorrido (figura 6.5b). A CMO pode ser identificada considerando a profundidade em que as propriedades da água do mar, no caso a temperatura, são aproximadamente constantes. Os gráficos mostram que o modelo foi capaz de simular mistura devido à ação dos ventos de superfície, o que está relacionado com a produção mecânica de turbulência. As observações com os dados do PIRATA mostram uma CMO mais profunda do que a simulada no final do período (figura 6.5.b, linha preta).

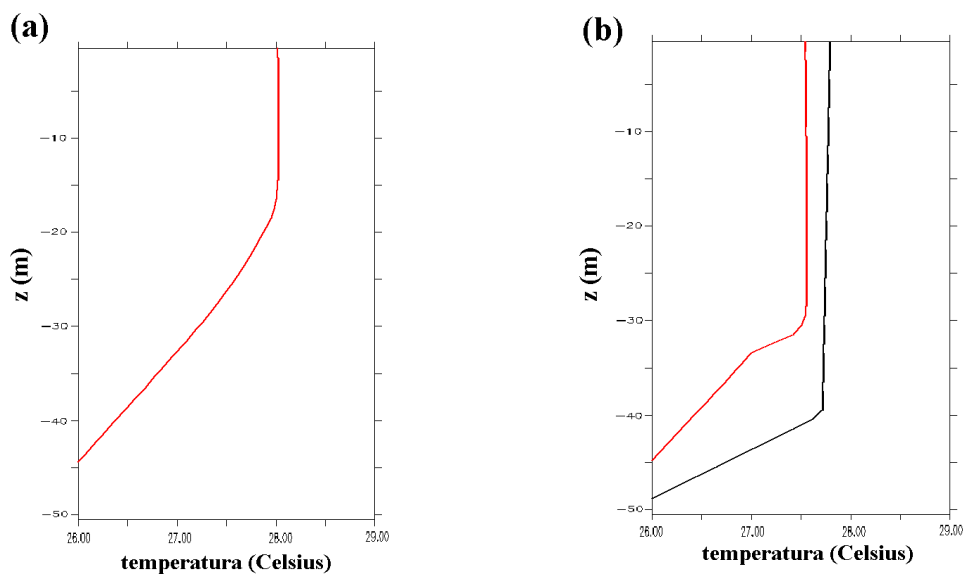


Figura 6.5: Perfil vertical de temperatura. a) Dia 11 de abril, antes do evento de ventos de superfície intensos. b) Dia 14 de abril, após o evento. Linha vermelha: simulação. Linha preta: observação do PIRATA.

7. Conclusão e próximos passos

Neste trabalho foi apresentado sucintamente o modelo de turbulência unidimensional que está sendo utilizado neste Projeto de Mestrado, o GOTM (*General Ocean Turbulence Model*) e também foram mostrados e discutidos os resultados de uma simulação experimental feita para implementar o modelo utilizando os dados do Oceano Atlântico equatorial.

Na simulação foram desprezados diversos processos físicos importantes na dinâmica equatorial do Oceano Atlântico que deverão ser considerados futuramente. Esses processos são:

i. Gradientes horizontais de pressão nas equações médias das componentes horizontais de velocidade

Nos resultados apresentados, verificou-se a importância de se considerar os termos de gradiente de pressão na região de estudo. O empilhamento das águas a oeste causado pelos ventos constantes de leste na região equatorial e a não existência da camada de Ekman no equador (parâmetro de Coriolis nulo), ocasiona um gradiente de pressão leste-oeste, causando a existência de uma corrente de sub-superfície na direção da força desse gradiente conhecida como sub-corrente equatorial (SCE), a qual existe na região da termoclina (Philander, 1980). Porém, a SCE possui forte variação sazonal na sua profundidade. Quando esta corrente se encontra próxima da superfície, pode influenciar os movimentos nas camadas mais rasas, as quais sofrem influência do cisalhamento do vento, fazendo a corrente de superfície entrar em balanço (velocidade próxima de zero), ou até mesmo inverter a direção usual da corrente de superfície, que é na direção dos ventos.

ii. Balanço de onda longa na superfície

No balanço de radiação de onda longa foi utilizado o algoritmo de Hastenrath e Lamb (1978), formulado para regiões oceânicas tropicais. Para esse algoritmo são necessários fornecer dados de TSM, umidade relativa e cobertura de nuvens. As duas primeiras variáveis podem ser obtidas das observações das bóias do Projeto PIRATA, já para a última não foi encontrada nenhuma fonte. No experimento apresentado, foi considerado céu claro, o que provavelmente ocasiona um balanço de onda longa da superfície incorreto nesse período do ano, quando a ZCIT se encontra na região. Para as próximas simulações, serão utilizados dados de balanço de onda longa na superfície do banco de dados da NASA (http://eosweb.larc.nasa.gov/PRODOCS/srb/table_srb.html), os quais são estimados por satélite, com resolução de 3 horas. Dessa forma, será feito um estudo comparativo entre os dados de onda curta do Projeto PIRATA e os dados de onda longa emitidos pela atmosfera desse banco de dados a fim de verificar se há boa concordância entre os dados.

iii. Balanço de água doce na superfície

A comparação entre as observações e os resultados da simulação de salinidade e densidade na superfície (figuras 6.3b e 6.3c, respectivamente) demonstraram a importância da inclusão do balanço de água doce na superfície na simulação.

Verificou-se que o modelo é capaz de simular mistura devido à produção mecânica de turbulência, causada na ocorrência de ventos de superfície (figuras 6.4 e 6.5).

Referências bibliográficas

- Baumert, H. and H. Peters, 2000: Second-moment closures and length scales for weakly stratified turbulent shear flows. *J. Geophys. Res.*, **105**, 6453-6468.
- Bolding, K., H. Burchard, T. Pohlmann, and A. Stips, 2002: Turbulent mixing in the Northern North Sea: a numerical model study. *Cont. Shelf Res.*, **22**, 2707-2724.
- Burchard, H., 2001: Note on the q^2l equation by Mellor and Yamada [1982]. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 1377-1387.
- Burchard, H., 2002: *Applied Turbulence Modelling in Marine Waters*, no. 100 in Lecture Notes in Earth Sciences, Springer.
- Burchard H. and H. Baumert, 1995: On the performance of a mixed-layer model based on the k - ϵ turbulence closure. *J. Geophys. Res.*, **100**, 8523-8540.
- Burchard, H and J-M Beckers, 2004: Non-uniform adaptive vertical grids in one-dimensional numerical ocean models. *Ocean Modelling*, **6**, 51-81.
- Burchard, H. and K. Bolding, 2001: Comparative analysis of four second-moment turbulence closure models for the oceanic mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 1943-1968.
- Burchard, H. and O. Petersen, 1999: Models of turbulence in the marine environment - A comparative study of two-equation turbulence models. *J. Mar. Sys.*, **21**, 29-53.
- Burchard, H., K. Bolding and M.R. Villarreal, 1999: *GOTM – a general ocean turbulence model. Theory, applications and test cases*. Report EUR 18745 EM, European Commission, 103 pp.
- Burchard, H., K. Bolding, T. P. Rippeth, A. Stips, J. H. Simpson, and J. Sündermann, 2002: Microstructure of turbulence in the Northern North Sea: A comparative study of observations and model simulations. *Journal of Sea Research*, **47**, 223-238.
- Burchard, H. e Umlauf, L., 2007: Turbulence in natural waters. *Apostila de curso*. Baltic Sea Research Institute Warnemünde.
- Canuto, V. M., A. Howard, Y. Cheng, and M. S. Dubovikov, Ocean turbulence. Part I: One point closure model—momentum and heat vertical diffusivities, *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 1413–1426, 2001.
- Carton, J.A., X. Cao, B.S. Giese, and A. M. da Silva, 1996: Decadal and interannual SST variability in the tropical Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1165-1175.
- Chang, P., R. Saravanan, L. Ji, and G.C. Hegerl, 2000: The effect of local sea surface temperatures on atmospheric circulation over the tropical Atlantic sector. *J. Climate*, **13**, 2195-2216.

- Fairall, C.W., A.A. Grachev, A.J. Bedard, and R.T. Nishiyama 1996: *Wind, wave, stress, and surface roughness relationships from turbulence measurements made on R/P FLIP in the SCOPE experiment*. NOAA Tech. Memo ERL ETL-268, 37pp.
- Fofonoff, N.P. and R. C. Millard, 1983: Algorithms for the computation of fundamental properties of seawater. *Unesco technical papers in marine sciences*, **44**, 1-53.
- Gill, A. E, 1982. Atmosphere-Ocean Dynamics. International Geophysics Series. **30**. 662 pp.
- Hastenrath, S., 1991: *Climate Dynamics of the Tropics*. Kluwer Academic, 488 pp.
- Hastenrath, S., and P. J. Lamb, 1978. Heat budget atlas of the tropical Atlantic and Eastern Pacific Oceans, Tech. rep., University of Wisconsin, Madison.
- Jerlov, N. G., 1968. Optical oceanography, Elsevier.
- Kalnay, E e coauthors; 1996. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Soc.*, **77**, 437-431.
- Kanamitsu, M.; Ebisuzaki, W.; Woolen, J.; Potter, J. e Fiorin, M.; 2000: An overview of NCEP/DOE Reanalysis-2. *Proc. 2nd Int. Conf. on Reanalysis*, Reading, United Kingdom, WMO, 1-4.
- Mechoso, C.R., S.W. Lyons and J. A. Spahr, 1990: The impact of sea surface temperature anomalies in the rainfall over Northeast Brazil. *J. Climate*, **3**, 812-826.
- Mellor, G.L., 2001: One-dimensional, ocean surface layer modeling, a problem and a solution. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 790-803.
- Moura, A.D and J. Shukla, 1981: On the dynamics of droughts in Northeast Brasil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2635-2675.
- Philander, S.G.H., 1990: *El Niño, La Niña and the Southern Oscillation*. Academic Press, 293 pp.
- Wainer, I and J. Soares, 1997: North northeast rainfall and its decadal-scale relationship to wind stress and sea surface temperature. *Geophys. Res. Letters*, **24**, 277-280.
- Wang, J. and J. A. Carton, 2003: Modeling climate variability in the tropical Atlantic atmosphere. *J. Climate*, **16**, 3858-3876.