

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE  
PÓS-GRADUAÇÃO EM OCEANOGRAFIA FÍSICA, QUÍMICA E  
GEOLÓGICA**

**ENERGÉTICA DO  
ATLÂNTICO SUDOESTE A PARTIR DE  
OBSERVAÇÕES LAGRANGEANAS E DE  
SIMULAÇÕES DO *PARALLEL OCEAN  
CLIMATE MODEL***

**LEOPOLDO ROTA DE OLIVEIRA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Oceanografia Física, Química e Geológica da Universidade Federal do Rio Grande, como requisito parcial à obtenção do título de DOUTOR.

Orientador: Prof. Dr. Mauricio Magalhães Mata  
Co-orientador: Prof. Dr. Alberto R. Piola

**RIO GRANDE**  
Agosto 2008

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.




UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE - FURG  
COMISSÃO DE CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
OCEANOGRAFIA FÍSICA, QUÍMICA E GEOLÓGICA.  
FONE: 0XX 53 3233 6715  
CAIXA POSTAL 474  
96201-900 - RIO GRANDE – RS – BRASIL  
E-mail: [ccpofgg@furg.br](mailto:ccpofgg@furg.br) – home-page: [www.oceanfisquiageo.furg.br](http://www.oceanfisquiageo.furg.br)




### ATA ESPECIAL P/DEFESA DE TESE DE DOUTORADO 004/08

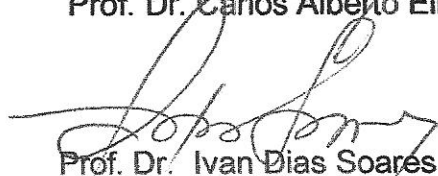
Às quatorze horas do dia vinte e nove de agosto do ano dois mil e oito, no Pav. 04 - Anfiteatro sala 416 – Campus Carreiros/FURG reuniu-se a Comissão Examinadora da Tese de Doutorado de **LEOPOLDO ROTA DE OLIVEIRA**, composta pelos seguintes membros: Prof. Dr. Mauricio Magalhães Mata, Orientador/Presidente – IO/FURG, Prof. Alberto Piola, Co-orientador – Univ. Buenos Aires – AR Prof. Dr. Carlos Alberto Eiras Garcia – IO/FURG, Prof. Dr. Ivan Dias Soares – IO/FURG e Prof. Dr. Edmo Campos – IO/USP. Título da tese: **“ENERGÉTICA DO ATLÂNTICO SUDOESTE A PARTIR DE OBSERVAÇÕES LAGRANGEANAS E DE SIMULAÇÕES DO PARALLEL OCEAN CLIMATE MODEL”**. Dando início à reunião, o Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Oceanografia Física, Química e Geológica e Presidente da sessão, Prof. Dr. João Sarkis Yunes, agradeceu a presença de todos e fez a apresentação da Comissão Examinadora. Logo após esclareceu que o candidato terá um tempo de 45 a 60 min. para explanação do tema, e cada membro da Comissão, um máximo de 30 min. para perguntas. A seguir, passou à palavra ao candidato que apresentou o tema e respondeu às perguntas formuladas. Após ampla explanação a Comissão reuniu-se na Sala da Secretaria da Comissão de Curso, para discussão do conceito a ser atribuído ao candidato. Durante este encontro ficou estabelecido o que segue: As sugestões de todos os membros da Banca Examinadora, que seguem em pareceres em anexo, foram aceitas pelo orientador/candidato para incorporação na versão final a qual deverá ser encaminhada a COMCUR até o dia 28/09/2008. Foi atribuído ao candidato o conceito de **APROVADO** por UNANIMIDADE. Nada mais havendo a tratar, lavro a presente ata que após lida e aprovada, será assinada pela Comissão Examinadora, pelo candidato e pelo Coordenador da COMCUR.

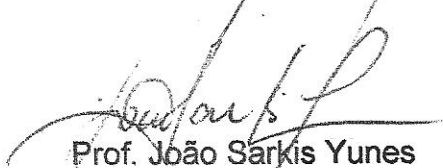
  
Prof. Dr. Mauricio Magalhães Mata  
Presidente

  
Prof. Alberto Piola  
Co-orientador

  
Prof. Dr. Carlos Alberto Eiras Garcia

  
Prof. Dr. Edmo Campos

  
Prof. Dr. Ivan Dias Soares

  
Prof. João Sarkis Yunes

  
MSc. Leopoldo Rota de Oliveira

Dedico este trabalho aos meus pais  
Olavo de Oliveira e Thereza  
Rota de Oliveira pelo grande exemplo  
de não esmorecer nunca.

## Resumo

A variabilidade de meso-escala e sua interação com o campo médio de escoamento foram estudadas nesta tese com dados lagrangeanos superficiais oriundos da base de dados da NOAA (13 anos de dados) e simulações de modelo POCM (12 anos de simulações).

Com base nos dados lagrangeanos, pode-se estimar os coeficientes de difusão turbulentos de meso-escala para a região de estudo e os mesmos são compatíveis em ordem de grandeza com a teoria da difusão de Taylor. A análise dos dados lagrangeanos ainda nos possibilitou as estimativas das taxas de conversão barotrópicas de energia. A partir destes resultados, conclui-se que os processos de conversão barotrópicos são ativos nas Correntes do Brasil (CB), Malvinas (CM) e Confluência Brasil-Malvinas(CBM). Contudo, existe uma diferença dinâmica nessas correntes, a qual foi identificada através das taxas de conversão barotrópicas (BT) e baroclínicas (BC). Na CB, a taxa de conversão BT é no sentido da energia cinética média (ECM) para energia cinética turbulenta (ECT), enquanto que na CM o processo é no sentido contrário. A partir das simulações do modelo POCM pode-se estimar os termos associados à energia potencial. Com relação ao termo de conversão BC sobre a CB, a conversão se dá no sentido da energia potencial média (EPM) para potencial turbulenta (EPT), e existe dominância do termo BC sobre o termo BT na região da CB, o que determina que seu jato médio é, preferencialmente, instável baroclinicamente. Na CM, o termo BC possui dominância no sentido de EPT para EPM. Esses resultados sugerem de que o campo turbulento de meso-escala pode atuar como uma forçante turbulenta do campo médio da CM, favorecendo seu equilíbrio dinâmico. Na região da CBM, a complexidade dos processos de conversão de energia tanto no nível barotrópico quanto baroclínico é visível em nossas estimativas, porém a magnitude do termo BC é mais expressiva sobre o BT, indicando que a maior parte da origem do campo turbulento é de caráter baroclínico. Um importante resultado sobre a CB, com base nos Digramas de Lorenz os quais avaliam os termos de conversões ao longo do seu eixo em direção sul, nos sugere que as magnitudes das taxas de conversões da CB são comparáveis as outras correntes de contorno oeste dos oceanos.

## Abstract

The mesoscale variability, its interaction with the mean ocean circulation and energetics of the southwestern Atlantic were studied using lagrangian surface data from NOAA's database (13 years of data) and the results of POCM simulations (12 years simulations). Several aspects of the surface circulation and its associated variability are explored in detail. The overall result shows that the current NOAA drifter database is robust enough to significantly increase the resolution of the circulation features in the area, when compared with previous studies. Moreover, that fact led to a notable improvement in the estimates of several variables and parameters of the surface circulation and motivated us to pursue a robust analysis of the region's energetics.

Based on the lagrangian data, it was possible to estimate the eddy diffusion coefficients for the study area with the results showing compatible magnitude with Taylor's diffusion theory. From the analysis of the data, it was also possible to calculate the barotropic energy conversion term. The results unveil that the barotropic conversion fluxes are present in the Brazil Current (CB), Malvinas Current (CM) and the Brazil-Malvinas Confluence (CBM). However, there is a dynamic distinction between those currents, which was identified by the barotropic (BT) and baroclinic (BC) conversion terms. On the CB, the BT conversion goes from mean kinetic energy (EKM) to eddy kinetic energy. Conversely, on the CM the kinetic energy associated with the mean flow grows at the expense of the eddy energy pool.

Using the simulations from POCM model, it was possible to estimate the terms associated with the potential energy. The BC conversion on the CB is directed from mean potential energy (EPM) to the eddy potential energy (EPT) and also the BC term is more important than the BT for that system. Those characteristics make the mean CB, preferentially, baroclinically unstable. On the CM, the BC term is generally from EPT to EPM, suggesting that the mesoscale eddy field may feedback to the mean CM thus helping to maintain the dynamic equilibrium. The results clearly show that the energy conversion processes are complex in the CBM for both pathways, BC and BT. Nevertheless, the BC term is usually more relevant than BT, indicating some prevalence of baroclinic processes feeding the eddy field.

Finally, the magnitudes of the conversion terms of the CB are similar (comparable) to those of other western boundary currents, despite its mean field being generally weaker than its counterparts. That conclusion was obtained using the Lorenz Diagrams that allows the evaluation of the conversion terms along the current axis and, to the best of our knowledge, had not been performed to the BC previously.

# SUMÁRIO

## CAPÍTULO I

### Energética Oceânica

1.1 - Introdução.....	1
1.2 - Motivação e Objetivos.....	5
1.3 - Região de estudo.....	7
1.4 - Conhecimentos pretéritos sobre a energética da região.....	9

## CAPÍTULO II

### Fundamentos teóricos

2.1- Introdução.....	18
2.1.1 - Equações do equilíbrio quase-geostrófico.....	21
2.1.2 - Fluxos de calor divergente e não-divergente.....	28
2.1.3-A equação do balanço da energia cinética turbulenta .....	29
2.1.4 - A equação de balanço da energia potencial turbulenta média.....	34
2.1.5 – O diagrama de Lorenz.....	37

## CAPÍTULO III

### Análise da circulação superficial do Atlântico Sudoeste a partir de observações lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil

3.1 Introdução.....	41
3.2 Metodologia.....	43
3.3 Resultados.....	49
3.3.1 Circulação superficial média da área de estudo.....	49
3.3.2 - Variabilidade da circulação superficial média.....	53
3.3.3 O campo de velocidade e sua variabilidade: Ênfase na Corrente do Brasil.....	56

## CAPÍTULO IV

### Energética da circulação superficial do Atlântico sudoeste a partir de observações lagrangeanas: ênfase na Corrente do Brasil

4.1 Introdução.....	63
---------------------	----

4.2 Metodologia.....	64
4.3 Resultados.....	66
4.3.1 O campo de energia cinética média: Ênfase na Corrente do Brasil.....	66
4.3.2. O campo de energia cinética turbulenta.....	69
4.3.3 Fluxos de momentum turbulentos (ou Tensores de Reynolds por unidade de massa).....	73
4.3.4 Fluxos de calor sensível médio e turbulento.....	80
4.3.5 Escalas integrais turbulentas Lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil.....	85
4.3.6 Difusão lateral turbulenta.....	87
4.3.7 Conclusões.....	90

## **CAPÍTULO V**

Conversões de energia no Atlântico sudoeste a partir de observações lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil

5.1 Introdução.....	92
5.2 Estimativas das taxas de conversão de energia para o Atlântico Sudoeste.....	95
5.3 Estimativas das taxas de conversão de energia para Corrente do Brasil .....	101
5.4 Sumário.....	112
5.5 Estimativas das taxas de conversão de energia para a Corrente das Malvinas.....	115
5.6 Estimativas das taxas de conversão para a Corrente do Atlântico Sul.....	121
5.7 Estimativas das taxas de conversão para Frente Sub-Antártica .....	129

## **CAPÍTULO VI**

Energética do Atlântico Sudoeste a partir de simulações do *Parallel Ocean Climate Model* (POCM)

6.1 Introdução.....	131
6.2 Metodologia.....	132
6.3 O campo de velocidade superficial médio, variabilidade, ECM e ECT.....	135
6.4 Taxas de conversões barotrópica e baroclínica de energias.....	143
6.5 Termos de conversão das energias cinética e potencial turbulenta para todo o domínio de estudo.....	143
6.6 Diagrama de Lorenz: Ênfase na Corrente do Brasil.....	154



## **CAPÍTULO VII**

Discussão Final e Conclusões

7.1 Discussão Final.....169

7.2 Conclusões.....176

Sugestões para investigação futura.....178

## **CAPÍTULO VIII**

Referências Bibliográficas.....179

## **APÊNDICE I**

Derivação das equações de balanço das energias cinética e potencial turbulentas.....198

## **APÊNDICE II**

Produção científica oriunda deste trabalho.....205

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1: Circulação superficial do Oceano Atlântico Sul. CES - Corrente Equatorial Sul, CB - Corrente do Brasil, CM - Corrente das Malvinas, FCB - Frente da Corrente do Brasil, CAS - Corrente Sul Atlântica, FST- Frente Sub- tropical, FP- Frente Polar. Fonte: Adaptada de Peterson e Stramma [1991].....	8
Figura 1.2 (a): Energia cinética do campo de escoamento médio, em unidade de $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Fonte: Figuras retiradas de Piola <i>et al.</i> [1987].....	11
Figura 1.2 (b): Energia cinética do campo de meso-escala, em unidade de $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Fonte: Figuras retiradas de Piola <i>et al.</i> [1987].....	12
Figura 1.3: Tabela que mostra a estatística de bóias de deriva superficial (15m) para as variáveis: velocidade resultante (speed), energia do campo de larga escala (MKE), resultante, turbulento (EKE), e temperatura para a CB de acordo com diversas bóias de deriva. Fonte: Tabela retirada de Souza e Robinson [1998].....	12
Figura 1.4: Distribuição da energia cinética por unidade de massa do escoamento médio. Os contornos visualizados são de 5, 50, 200, 500 e 1000 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Fonte: Fig. retirada de Patterson [1985].....	13
Figura 1.5: Distribuição da energia cinética turbulenta por unidade de massa do escoamento superficial. Os contornos visualizados possuem os mesmos valores da Fig. 1.4. Fonte: Fig. retirada de Patterson [1985].....	13
Figura 1.6: Energia cinética média do campo de larga escala (unidade $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) e sua velocidade resultante média (unidade $\text{cm s}^{-1}$ ) agregada a esse campo. Fonte: Fig. retirada de Garrafo <i>et al.</i> [2001].....	14

Figura 1.7: Energia cinética do campo de meso-escala ou turbulento (unidade $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ ) e a magnitude da velocidade turbulenta média (unidade $\text{cm}\text{s}^{-1}$ ). Fonte: Fig retirada de Garrafo <i>et al.</i> [2001].....	15
Figura 1.8: Energia cinética turbulenta na camada de topo (20.7 m) do modelo FRAM, a unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Fonte: Fig. retirada de Ivchenko <i>et al.</i> [1997].....	16
Tabela 1.9: Tabela com as energias: cinética turbulenta (EKE), potencial média (PEM) e potencial turbulenta (EPE) em unidade $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ e taxas de conversão para subdomínios da região de estudo de Ivchenko, os termos $A'$ e $B'$ possuem unidade de $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . Fonte: Fig. adaptada de Ivchenko <i>et al.</i> [1997].....	17
Figura 2.1- Diagrama de Lorenz tradicional (esquerda) e baseado em Cronin e Watts, [1996] (direita). Diagramas adaptados de Azevedo et al [2008].....	38
Figura 3.1: Representação da configuração de um derivador de sub-superfície com vela ( <i>drogue</i> ). Fonte: figura retirada da página da NOAA.....	44
Figura 3.2: Número de estimativas de velocidade na região de estudo a cada 6 horas ( $\times 10^4$ ) por ano desde 1990 até 2005.....	45
Figura 3.3: O número de dias/bóia disponível dentro de células de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . As regiões na cor branca não possuem observações ou são dependentes. As isóbatas de 200m e 1000m são mostradas em linhas pretas contínuas.....	47
Figura 3.4: Campo de velocidade superficial médio para o Atlântico sudoeste derivado da grade de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . O comprimento dos vetores é diretamente proporcional a magnitude dos vetores velocidade (ver escala). Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m pelas linhas contínuas em vermelho.....	49

Figura 3.5: Magnitude da velocidade resultante superficial média ( $V = \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}}$ ) para o domínio de estudo, a unidade de medida é $\text{cm s}^{-1}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m pelas linhas contínuas em preto.....	52
Figura 3.6: Representação esquemática das principais correntes superficiais identificadas na região de estudo, oriundas dos dados de velocidade resultante média das bóias de deriva. Mostra-se a batimetria de 200m até 5000m.....	53
Figura 3.7: Desvio padrão do campo de velocidade resultante média ( $\mathbf{V}$ ), a unidade de medida é $\text{cm s}^{-1}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.....	54
Figura 3.8: Campo de velocidade superficial médio para detalhamento da Corrente do Brasil derivado da grade de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em vermelho. A ampliação para as radiais III,IV e V mostra em maior detalhe a região de Cabo Frio.....	57
Figura 3.9: Distribuição ao longo do caminho da CB, da componente de velocidade média paralela a linha de costa brasileira extraída das radiais I até X, expressa em $\text{cm s}^{-1}$ . O eixo horizontal representa a distância em quilômetros entre as posições com os dados das velocidades. As barras verticais representam o desvio padrão das medidas.....	58
Figura 4.1: Campo de energia cinética média associada ao campo de larga escala por unidade de massa, onde a unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.....	67
Figura 4.2: Campo de energia cinética turbulenta média ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) por unidade de massa. Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.....	69
Figura 4.3: (A) Distribuição horizontal do fluxo de momentum turbulento $\overline{v'v'}$ em $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ; (B) distribuição horizontal do fluxo de momentum turbulento $\overline{u'u'}$ em $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Mostram-	

se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.....74

Figura 4.4: Elipses de variância para a região de estudo. As linhas vermelhas pontilhadas representam as isóbatas de 200, 1000 e 2000m.....75

Figura 4.5: Distribuição horizontal do fluxo de momentum  $\overline{u'v'}$ , para a região de estudo. Os valores estão em  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ . As linhas em preto representam o mesmo que na Fig. 4.3.....76

Figura 4.6: Distribuição média de  $\overline{T'^2}$ , exibido para a região de estudo, a unidade de medida é  $\text{C}^{\circ 2}$ . As linhas contínuas em preto referem-se as isóbatas de 200 e 1000 m.....77

Figura 4.7: Distribuição do cisalhamento lateral  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ , para a região de estudo. Os valores estão em  $\text{s}^{-1}$ .....78

Figura 4.8: Fluxo de calor sensível médio desenvolvido pela componente meridional do campo médio de escoamento, expresso em  $\text{Watts m}^{-2}$ .....82

Figura 4.9: Fluxo de calor sensível médio desenvolvido pela componente zonal do campo médio de escoamento, expresso em  $\text{Watts m}^{-2}$ .....83

Figura 4.10: Fluxo de calor sensível turbulento médio desenvolvido pela componente meridional (a) e zonal (b), expresso em  $\text{Watts m}^{-2}$ .....84

Figura 5.1: Taxa de conversão barotrópica (BT) para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.....96

Figura 5.2: Termo AT_ECT para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.....	98
Figura 5.3: Termo AM_ECT para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.....	99
Figura 5.4: Termo FCV para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ . Mostram-se as isóbatas de 200 e 1000m.....	100
Figura 5.5: Diagrama de Lorenz parcial para a radial I. As caixas representam os estoques de energia. As setas entrando (saindo) em uma caixa representam fontes (sumidouros) de energia. As setas entre as caixas representam conversões. O valor em dias da escala de tempo turbulenta barotrópica está abaixo da magnitude da referida taxa (BT).....	102
Figura 5.6: Diagrama de Lorenz parcial para a radial II. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	104
Figura 5.7: Diagrama de Lorenz parcial para a radial III. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	105
Figura 5.8: Diagrama de Lorenz parcial para a radial IV. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	105
Figura 5.9: Diagrama de Lorenz parcial para a radial V. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	106
Figura 5.10: Diagrama de Lorenz parcial para a radial VI. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	108
Figura 5.11: Diagrama de Lorenz parcial para a radial VII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	109

Figura 5.12: Diagrama de Lorenz parcial para a radial VIII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	110
Figura 5.13.: Diagrama de Lorenz parcial para a radial IX. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	110
Figura 5.14.: Diagrama de Lorenz parcial para a radial X. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	112
Figura 5.15: Taxas de conversões de energia para as radiais ao longo do caminho da CB.....	114
Figura 5.16: Energias cinética média e turbulenta por latitude, para as radiais ao longo do caminho da CB.....	114
Figura 5.17: Mapa do campo de velocidade médio resultante superficial e radiais de I a V, para detalhamento da Corrente das Malvinas derivado da grade de 0.5° x 0.5°. Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em azul.....	115
Figura 5.18: Diagrama de Lorenz parcial para a radial I. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	116
Figura 5.19: Diagrama de Lorenz parcial para a radial II. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	117
Figura 5.20: Diagrama de Lorenz parcial para a radial III. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	117
Figura 5.21: Diagrama de Lorenz parcial para a radial IV. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	118

Figura 5.22: Diagrama de Lorenz parcial para a radial V. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	119
Figura 5.23: Cisalhamento horizontal da componente meridional média $\partial\bar{v}/\partial x$ em unidades de $s^{-1}$ .....	120
Figura 5.24: Radiais 1,2 e 3 para o desenvolvimento do balanço energético da ECT sobre a CAS. Quadrados em vermelho sobre as radiais marcam o eixo principal da CAS.....	121
Figura 5.25: Diagrama de Lorenz parcial para a radial CAS1. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	122
Figura 5.26: Taxas de conversão para as latitudes sobre a radial CAS1, porém para posições abaixo do quadrado em vermelho que marca o eixo principal da CAS, mostrado na Fig. 5.5.23 (ver texto para detalhes). O eixo vertical dos gráficos possui a unidade $cm^2 s^{-3}$ .....	124
Figura 5.27: Diagrama de Lorenz parcial para a radial CAS2. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.24.....	125
Figura 5.28: Taxas de conversão para as latitudes sobre a radial CAS2, porém para posições abaixo do quadrado em vermelho mostrado na Fig. 5.24.....	125
Figura 5.29: Diagrama de Lorenz parcial para a radial CAS3. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	127
Figura 5.30: Taxas de conversão para as latitudes sobre a radial CAS3, porém para posições abaixo do quadrado em vermelho mostrado na Fig. 5.24.....	128
Figura 5.31: Radial SUB1 para desenvolvimento do balanço energético da ECT sobre a Frente Sub-Antártica. Quadrado vermelho representa o eixo principal dessa corrente...	129



Figura 5.32: Diagrama de Lorenz parcial para a radial SUB1. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.....	130
Figura 6.1: Magnitude da velocidade média resultante para o nível 1 (0-25m). A unidade de medida é $\text{cm s}^{-1}$ . São destacadas as linhas batimétricas de 200 e 1000m. Os vetores médios resultantes são desenhados a cada dois pontos de grade na longitude e latitude para melhor clareza.....	136
Figura 6.2: Desvio padrão do campo de velocidade resultante (para o nível de 25m), com unidade de medida em $\text{cm s}^{-1}$ .....	137
Figura 6.3: Campo de energia cinética média ou de larga escala para o primeiro nível do modelo (25m). A unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ .....	139
Figura 6.4: Campo de energia cinética turbulenta de meso-escala para o primeiro nível do modelo (25m). A unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ .....	140
Figura 6.5: Razão entre ECM/ECT. As isóbatas de 200 e 1000 m são destacadas.....	142
Figura 6.6: Taxa de conversão barotrópica média sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.....	144
Figura 6.7: Termo AM_ECT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.....	146
Figura 6.8: Termo AT_ECT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.....	147

Figura 6.9: Termo de conversão baroclínico (BC) médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ .....	148
Figura 6.10: Termo AM_EPT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ .....	149
Figura 6.11: Termo AT_EPT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ .....	150
Figura 6.12: Termo FCV médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ .....	151
Figura 6.13: Campo de velocidade superficial médio derivado dos dados simulados sobre a grade do modelo, no primeiro nível. Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em vermelho.....	155
Figura 6.14: Diagrama de Lorenz para a radial I. As caixas representam os estoques de energia. As setas entrando (saindo) em uma caixa representam fontes (sumidouros) de energia. As setas entre as caixas representam conversões e o círculo não é um estoque, representando o acoplamento entre os campos de ECT e EPT.....	156
Figura 6.15: Diagrama de Lorenz para a radial II. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	158
Figura 6.16: Diagrama de Lorenz para a radial III. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	159
Figura 6.17: Diagrama de Lorenz para a radial IV. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	160
Figura 6.18: Diagrama de Lorenz para a radial V. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	161

Figura 6.19: Diagrama de Lorenz para a radial VI. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	162
Figura 6.20: Diagrama de Lorenz para a radial VII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	163
Figura 6.21: Diagrama de Lorenz para a radial VIII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	164
Figura 6.22: Diagrama de Lorenz para a radial IX. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	165
Figura 6.23: Diagrama de Lorenz para a radial X. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.....	166
Figura 6.24: Energias média, turbulentas e taxas de conversões de energia para as radiais ao longo do caminho da CB.....	167

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3-1: Radiais, latitude e longitude das posições do eixo principal da CB sobre as radiais, velocidade média resultante (V. Resul $\pm$ erro padrão da média), desvio padrão (Std), velocidade média paralela ao caminho da CB (Comp. V) e $\pm$ erro padrão da média, distância da CB à isóbata de 200 m e numero de dados independentes por célula. ....	58
Tabela 4.-1: Energia cinética do campo de escoamento médio (ECM), energia do campo turbulento de meso-escala média (ECT), e razão entre as duas últimas, para as radias sobre o eixo principal da CB apresentadas no Cap. III.....	73
Tabela 4-2: Fluxos de momentum turbulentos ( $\overline{u'u'}$ , $\overline{v'v'}$ , $\overline{u'v'}$ ), temperatura média $\bar{T}$ , variância de temperatura $\overline{T'T'}$ , sobre as radias perpendiculares a CB já determinadas no Cap. III.....	80
Tabela 4-3: Escalas de tempo Lagrangeanas $T_y$ e $T_x$ , escalas espaciais $L_y$ e $L_x$ , difusividade turbulenta $K_y$ e $K_x$ e velocidades <i>rms</i> ( <i>root mean square</i> ) $u'$ e $v'$ .....	89

## Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que de alguma forma durante o desenvolvimento desta tese possam ter contribuído para este trabalho.

Em especial ao Prof. Mauricio M. Mata, meu orientador, que durante todo o tempo do trabalho incentivou-me e confiou na real possibilidade do desenvolvimento do tema e com especial tranqüilidade ajudou-me nas horas mais desgastantes para finalização desta tese.

Ao Prof. Alberto Piola, meu co-orientador, pela acolhedora estadia no Servicio de Hidrografia Naval/Buenos Aires, no qual desenvolvi parte do meu trabalho. Aos demais membros do Laboratório de Dinâmica Oceânica/SHN que mais do que colegas, tornaram-se amigos, assim como o Prof. Alberto.

Aos colegas e amigos José Luiz, José Franciso e o Prof. Ivan Soares pelas horas de discussão sobre a temática energética, a qual é bastante complexa, mas fascinante quando se começa a entender à forma pela qual o Oceano busca seu equilíbrio.

Em especial a Patrícia e Mathias pela ajuda nos últimos dias da finalização da tese, pois foi decisiva a ajuda de vocês para conseguir cumprir a data da submissão.

A CAPES pela bolsa de estágio Doutorando no exterior BEX2910/05-5.

Este trabalho obteve auxílio do /Inter-American Institute for Global Change Research/ (IAI) CRN 2076, o qual tem apoio da /US National Science Foundation/ (NSF /grant/ GRO-0452325).

Ao CNPq pela bolsa DTI (382217/2007-1) referente projeto GOAL/ SOS-CLIMATE.

A minha família pelo apoio e incentivo para cumprir mais uma etapa de minha vida, e em especial nos últimos anos desta tarefa, a Ana, que sempre me apoiou nas horas mais difíceis.

# Capítulo I

## Energética oceânica

### 1.1 Introdução

Nas últimas décadas a comunidade científica tem dedicado significativa atenção para as complexas interações que ocorrem no sistema físico Oceano-Atmosfera. Atualmente, sabe-se que é imprescindível um estudo desses dois sistemas para que se possa compreender as mudanças climáticas no ambiente terrestre. Mais ainda, tem-se destacado o papel dos oceanos como o mais importante reservatório de calor do sistema climático [e.g. Oort *et al.*, 1989].

O Oceano fornece vapor d'água e energia para atmosfera que, conseqüentemente, irão influenciar o ciclo hidrológico e energético nesta última. Porém, como a interação oceano-atmosfera ocorre por intermédio de fluxos de energia, é necessária a quantificação do estoque das energias cinética e potencial contidas no oceano. As regiões onde os processos de troca de energia (oceano-atmosfera) são mais intensos são aquelas onde residem as correntes de contorno oeste, pois elas transportam grande quantidade de calor e sal em direção aos pólos, contribuindo no estabelecimento do equilíbrio do sistema oceano-atmosfera.

A variabilidade de meso-escala no oceano global atua como um indicador de que alguns processos oceânicos estão ocorrendo (por exemplo, instabilidades associadas a fortes correntes) e como um mecanismo para outros, por exemplo, transporte de calor em direção aos pólos. Em adição, a distribuição de energia cinética turbulenta destes processos de meso-escala tem sido utilizada como critério de validação para modelos numéricos [Hall, 1991].

Desde que as maiores variabilidades de meso-escala no oceano estão associadas com correntes de contorno oeste (e suas extensões), é importante o entendimento da interação entre o escoamento médio e turbulento destas correntes e como elas diferem umas das outras dinamicamente. As maiores conversões de energia potencial para cinética ocorrem nas correntes de contorno oeste dos giros subtropicais tais como, a Corrente do Golfo, Kuroshio, Leste da Austrália, Agulhas e do Brasil, sendo esta última a menos estudada em termos energéticos entre todas as citadas. O acúmulo de energia potencial no centro (próximo a 30°S e 30°N) dos oceanos, por aquecimento e convergência da deriva de Ekman, é convertido em energia cinética nas correntes de contorno oeste. Um exemplo deste cenário é a Corrente do Brasil acelerando o

escoamento por meio da força do gradiente de pressão em direção sul (*downstream*). Esta conversão, todavia, é parcial porque a restrição imposta pela geostrofia requer um forte ângulo das superfícies de densidade perpendiculares à corrente. A ocorrência e desenvolvimento de instabilidades quase-geostróficas<sup>1</sup> de larga escala, em regiões de correntes de contorno oeste em médias latitudes são muito importantes para o balanço energético oceânico, pois são instabilidades dinâmicas e, portanto, devem sua existência de ambos, cisalhamento vertical e horizontal [Kuo, 1973]. Por essa razão, a teoria da instabilidade ocupa uma posição de relevo dentro da mecânica dos fluídos geofísicos.

Nas regiões das correntes de contorno oeste, grandes quantidades de energia cinética e potencial do escoamento médio são convertidas para o campo de meso-escala (ou turbulento) através da combinação de instabilidades barotrópicas e baroclínicas [Rhines, 1977; Holland, 1978]. De acordo com Gill *et al.* [1974], o balanço de calor no oceano indica uma significativa transferência de calor para os pólos, e também concluem os autores, que a transferência de calor realizada pela circulação média do oceano é mais importante do que aquela propiciada pela sua variabilidade (meandros e vórtices). Isto parece ser consistente com outras estimativas encontradas na literatura: Jung [1952], Bryan [1962] e Hogg e Johns, [1995]. Finalmente, o Oceano Austral (caracterizado aqui por uma latitude maior que 35°S) desempenha um papel fundamental no clima global. Essa porção do oceano conecta os oceanos Pacífico, Índico e Atlântico, portanto, serve como um conduto para transmissão de sinais climáticos entre esses oceanos [Rintoul, 2006].

Algumas questões pertinentes, referentes à interação oceano-atmosfera, ainda necessitam ser respondidas: Quais os efeitos das estruturas de meso-escala (*eddies*)

---

<sup>1</sup> A quase-geostrofia é estabelecida quando o movimento ou escoamento é aproximadamente geostrófico, mas o desvio em torno desse balanço é importante no sentido de se determinar a evolução dos campos de movimento horizontal e vertical, e de temperatura.



sobre a circulação média oceânica? Qual a quantidade de energia transportada pelas estruturas de meso-escala? O transporte de propriedades pelas estruturas de meso-escala são efetivos? São questões, que por não terem sido bem respondidas, requerem uma atenção especial, principalmente para a porção oeste do Atlântico Sul. Por exemplo, o papel dos vórtices na manutenção ou degeneração do escoamento médio, através do transporte turbulento de calor e momentum, é muito pouco conhecido nesta região.

A crucial diferença entre oceano e atmosfera é que nesta última, os vórtices oriundos de processos de instabilidade baroclínica, são os principais agentes de transporte de calor para os Pólos, sendo essenciais para regular o equilíbrio global da temperatura [Cushman-Roisin, 1994]. No oceano, entretanto, a situação é relativamente diferente, visto que o campo médio das correntes de contorno oeste é o principal transportador de calor para os Pólos e, portanto, de energia. Assim sendo, a análise dos movimentos de meso-escala e sua interação com o campo médio do escoamento é de fundamental importância para o entendimento do balanço energético no oceano.

Os processos de conversão de energia relacionados com a variabilidade dos processos de meso-escala associados às correntes do Brasil, das Malvinas e da Confluência Brasil-Malvinas são de fundamental importância para a bacia sudoeste do Atlântico Sul, sendo que o primeiro altamente carente de estudos que permitam sua quantificação para a região de estudo. Para o entendimento dos processos dinâmicos responsáveis pela variabilidade das correntes oceânicas, é preponderante a análise dos estoques ou balanço de energia (cinética e potencial), análise esta, comprovadamente eficaz [e.g., Dewar e Bane, 1985; Hall, 1986; Dewar e Bane, 1989; Hall, 1991; Biastoch e Krauss, 1999] quando utilizada como ferramenta diagnóstica no entendimento destes processos. Comumente, há suspeita de que a variabilidade turbulenta, por exemplo,

meandros e vórtices, são devidos às instabilidades hidrodinâmicas, sendo elas associadas com fortes correntes ou como um mecanismo para transporte de calor e momentum.

O escasso conhecimento do Atlântico Sul (em relação ao Atlântico Norte) e, mais especificamente, da sua borda oeste nos motiva a empreender esforços na compreensão dos sistemas dinâmicos locais. A Corrente do Brasil, das Malvinas e a Confluência das mesmas, necessitam de estudos especialmente nos aspectos relacionados às interações energéticas entre o campo médio destas correntes e suas variabilidades associadas a meso-escala. Por isso, esta tese visa o estudo dos aspectos energéticos associados à região oceânica do Atlântico Sul e parte do setor Atlântico do Oceano Austral, mais especificamente na sua borda oeste.

Cabe ressaltar que não existem trabalhos com este enfoque para a região proposta, que seja de nosso conhecimento. Conjuntamente, este trabalho é também uma contribuição da pesquisa oceanográfica brasileira para o IV Ano Polar Internacional, biênio 2007-2008, no tema teleconexões entre baixas e médias latitudes.

## 1.2 Motivação e Objetivos

Esta tese tem por objetivo principal quantificar e detalhar as taxas de conversão de energia para as estruturas oceanográficas já mencionadas, com ênfase aos processos turbulentos de meso-escala no que diz respeito às conversões de energia barotrópica e baroclínica.

Sob o ponto de vista regional, as seguintes motivações contribuíram para a realização deste trabalho:

- A carência de estudos sobre a interação do campo médio e de meso-escala para a região, principalmente nas regiões das correntes de contorno oeste (CCO), por causa do papel que estas correntes desempenham na formação da natureza do escoamento, o qual vai influenciar na circulação da bacia oceânica que elas residem [Dewar e Bane, 1985], e também devido à maior variabilidade de meso-escala oceânica estar associada com as CCOs e suas extensões [Hall, 1991];
- Os resultados do trabalho poderão servir para a validação de modelos de circulação oceânica;
- O tratamento dos dados Lagrangeanos proporciona a obtenção de coeficientes de parametrização atendendo ao crescente interesse demonstrado nas últimas décadas sobre os processos de mistura e difusão, sobretudo devido às atividades de petróleo em alto mar.

De particular importância para os processos energéticos é a camada que compreende a circulação superficial do oceano. Nela residem as principais estruturas turbulentas de meso-escala e, assim, os processos energéticos que irão substanciar os objetivos da tese.

A tese tem como objetivos específicos:

- Estimar os estoques das energias cinética média e de meso-escala e potencial de meso-escala, na região do Oceano Atlântico Sudoeste, que engloba a Corrente do Brasil (CB), a Corrente das Malvinas (CM) e a região da Confluência Brasil-Malvinas (CBM);
- Avaliar os processos de conversão de energia turbulenta de meso-escala estabelecidos pelas equações das energias cinética e potencial turbulenta (taxas de conversões barotrópicas e baroclínicas);

- Identificar as regiões de crescimento e decaimento espacial da atividade turbulenta de meso-escala na região de interesse;
- Estimar a difusão lateral associada à atividade de meso-escala para a região.

### 1.3 Região de estudo

Nesta seção são apresentadas as principais características geográficas relativas à área de estudo, bem como os principais aspectos da circulação oceânica associados. As estruturas dinamicamente mais importantes na região são: CB, CM e CBM e, portanto, será dada uma atenção direta para a porção oceânica onde residem essas estruturas oceanográficas, embora o domínio englobado seja maior.

A região de estudo localiza-se na porção oeste do Oceano Atlântico Sul entre as latitudes de 10S° e 55°S e as longitudes de 30°W e 70°W conforme mostra a Figura 1.1, contendo uma das áreas mais energéticas do oceano global [e.g. Chelton *et al.*, 1990]. A Figura 1.1, mostra a circulação superficial do Oceano Atlântico Sul. A região de estudo reside sobre a borda oeste desse oceano, a qual caracteriza-se por uma plataforma continental bem extensa e sob a influência de fluxos relativamente intensos, típicos das correntes de contorno oeste [Stommel, 1948], as quais são caracterizadas por um intenso transporte meridional de momentum, calor e sal [Olson *et al.*, 1988; Campos e Olson, 1991; Matano, 1991, 1993; Siedler *et al.*, 2001].

A orientação geral da linha da costa é NE-SW, exceto em locais situados imediatamente ao sul de Cabo Frio (23°S - Rio de Janeiro), onde a orientação é E-W, e ao norte do Cabo de Santa Marta (~28°S - Santa Catarina), onde a orientação é N-S. Estes dois cabos delimitam a Plataforma Continental Sudeste (PCSE), uma das

principais regiões geomorfológicas da plataforma continental brasileira [e.g., Castro, 1996]. A parte mais larga da plataforma continental brasileira possui 230 km de extensão e está localizada em frente à cidade de Santos (São Paulo), enquanto as partes mais estreitas localizam-se nas proximidades de Cabo Frio, com 50 km, e do Cabo de Santa Marta Grande, com 70 km.

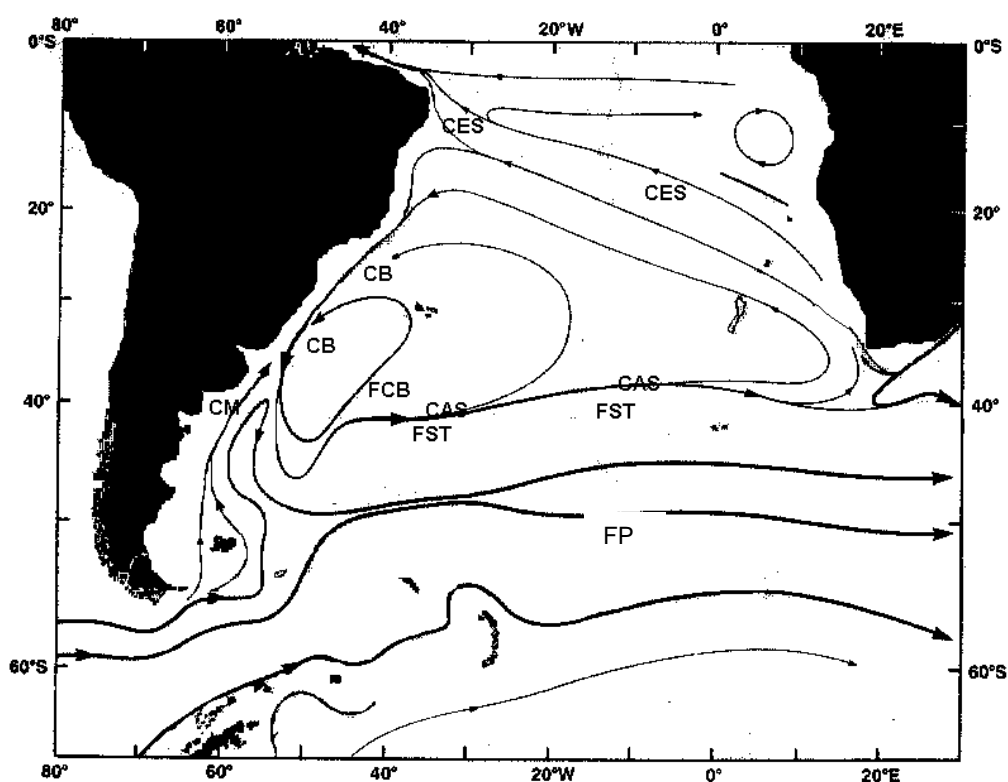


Figura 1.1: Circulação superficial do Oceano Atlântico Sul.

CES - Corrente Equatorial Sul, CB - Corrente do Brasil, CM - Corrente das Malvinas, FCB - Frente da Corrente do Brasil, CAS - Corrente do Atlântico Sul, FST- Frente Sub-tropical, FP- Frente Polar. Fonte: Adaptada de Peterson e Stramma [1991]

O comprimento total da PCSE é de aproximadamente 1000 km e apresenta topografia suave, com as isóbatas dispendo-se paralelamente à linha da costa. O talude continental possui uma largura média de 120 km, entretanto, ao largo da cidade de

Santos a borda da plataforma avança reduzindo sua largura para 70 km. O talude é formado por dois segmentos: o talude superior, que é mais estreito e íngreme sendo que na parte norte, sua base situa-se entre as isóbatas de 400 m e 500 m, com uma largura média de 13 km e declividade aproximada de 4°. Na parte sul, a largura aumenta alcançando 20 km a 30 km, ficando sua base entre as isóbatas de 700 m e 800 m, com a declividade diminuindo para 2° a 3°; o talude inferior, que é sempre mais largo que o superior, tem sua base situada em torno da isóbata de 2000 m [Zembruski, 1979].

A região da plataforma continental Argentina, cobre uma área de 1.000.000 km<sup>2</sup>. A mesma é caracterizada por possuir um talude suave. A largura da plataforma varia de norte para sul, com 170 km próximo de 38°S para mais de 600 km ao sul de 50°S. Assim a região de estudo abarca a mais larga plataforma continental do hemisfério sul.

#### 1.4 Conhecimentos pretéritos sobre a energética da região

Vários autores já utilizaram dados oriundos de bóias para descrever a variabilidade de larga escala do Hemisfério Sul ou a variabilidade de meso-escala da região da CBM [e.g., Patterson, 1985; Piola *et al.*, 1987; Olson *et al.*, 1988; Figueroa e Olson, 1989; Shafer e Krauss, 1995]. Bóias de deriva rastreadas por satélite foram utilizadas por Olson *et al.* [1988] e a análise desses dados evidenciou uma grande circulação anticiclônica na região da CBM, circulação essa, que acredita-se persistir por longos períodos de tempo.

Schafer e Krauss [1995] apresentaram algumas estatísticas do campo de velocidade, para as maiores correntes oceânicas do Atlântico Sul e Corrente Circumpolar Antártica (CCA). Estes autores analisaram mais de 130 bóias de deriva

entre 1990 e 1993 no Atlântico Sul, sendo que a maioria das velas (drogue) das bóias estavam até 100 m de profundidade. A velocidade média para a CB apresentou baixos valores entre 7°S a 20°S ( $4 \text{ cm s}^{-1}$ ), aumentando para  $40 \text{ cm s}^{-1}$  próximo a CBM. Esta última região mostra-se com grande variabilidade do campo de velocidade, com velocidade *r.m.s.* (*root mean square*) zonal e meridional de aproximadamente  $40 \text{ cm s}^{-1}$ .

A Corrente Atlântico Sul (CAS) apresenta uma direção quase zonal e com menor variabilidade do que na região da CBM, com uma velocidade média de  $12 \text{ cm s}^{-1}$ . A CCA, na Passagem Drake e Mar da Escócia do Sul, mostrou uma velocidade média em direção leste de  $16 \text{ cm s}^{-1}$ , com altas velocidades *r.m.s.*, comparáveis com aquelas oriundas da região da CBM. Conforme Schafer e Krauss [1995], a CB possui Energia Cinética Turbulenta (ECT) que varia entre 200 a  $400 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , enquanto, a Corrente das Malvinas alcança valores superiores a  $500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  próximo a latitude de separação da quebra da plataforma continental. Os valores de ECT na região da CBM chegam a  $1600 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , decrescendo novamente na CAS, mais a leste.

A nível de conhecimento da ordem de grandeza dos campos de energia média e turbulenta, sobre as quais reside o maior número de estimativas dentro do âmbito energético para nossa região de estudo na literatura, sendo assim, mostraremos a seguir alguns gráficos referentes a essas variáveis. Piola *et al.* [1987], Stevenson e Souza [1994] e Stevenson [1996] também estimaram os valores de ECT para a CB, a partir de dados provenientes de bóias de deriva. Enquanto Piola *et al.* [1987] trabalharam com bóias do FGGE (First GARP Global Experiment), os últimos autores usaram derivadores LCD (*Low Cost Drifters*) padrão WOCE. Piola *et al.* [1987] utilizaram uma resolução espacial de  $4^\circ \times 4^\circ$ , obtendo entre outras estimativas, as energias associadas ao campo médio de escoamento e ao de meso-escala, que possuem as magnitudes

esboçadas nas Figuras 1.2(a,b). A ECT domina o escoamento da CB em ambos os casos, mas Stevenson e Souza [1994] e Stevenson [1996] encontraram estes valores oscilando entre  $1332 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  e  $4207 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  enquanto Piola *et al.* [1987] encontraram  $500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , ver Fig. 1.2,b.

A Energia Cinética Média (ECM) na CB foi estimada variando entre  $114\text{-}171 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  por Stevenson e Souza [1994], valores estes que corroboram os  $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  encontrados antes por Piola *et al.* [1987] (ver Fig 1.2,a), mas a ECT encontrada nesta região foi de  $1200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , porém muito mais elevada do que a ECM na CB.

A Figura 1.3 esboça a estatística associada ao campo de velocidade instantâneo e turbulento para a Corrente do Brasil, adptada de Souza e Robinson [1998].

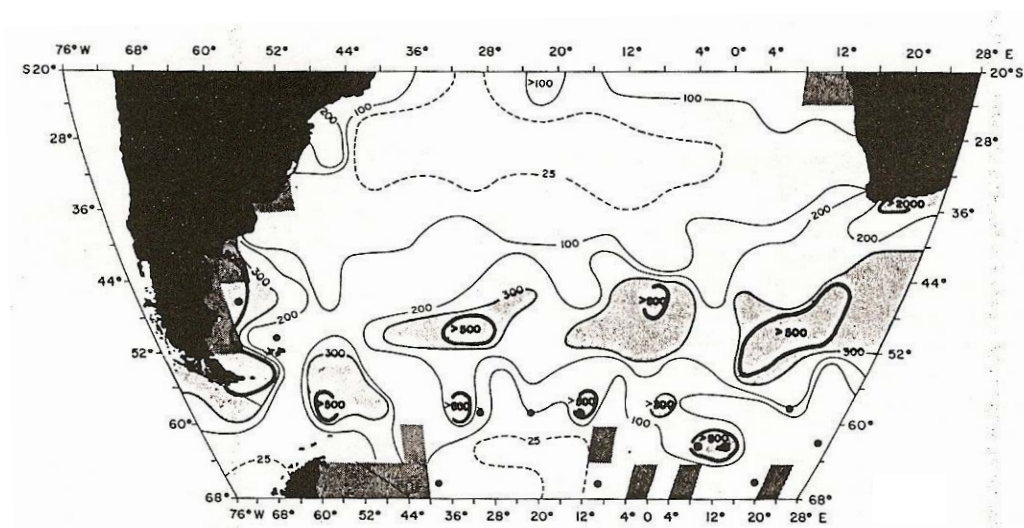


Figura 1.2(a) Energia cinética do campo de escoamento médio, em unidade de  $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Fonte: Figuras retiradas de Piola *et al.* [1987].



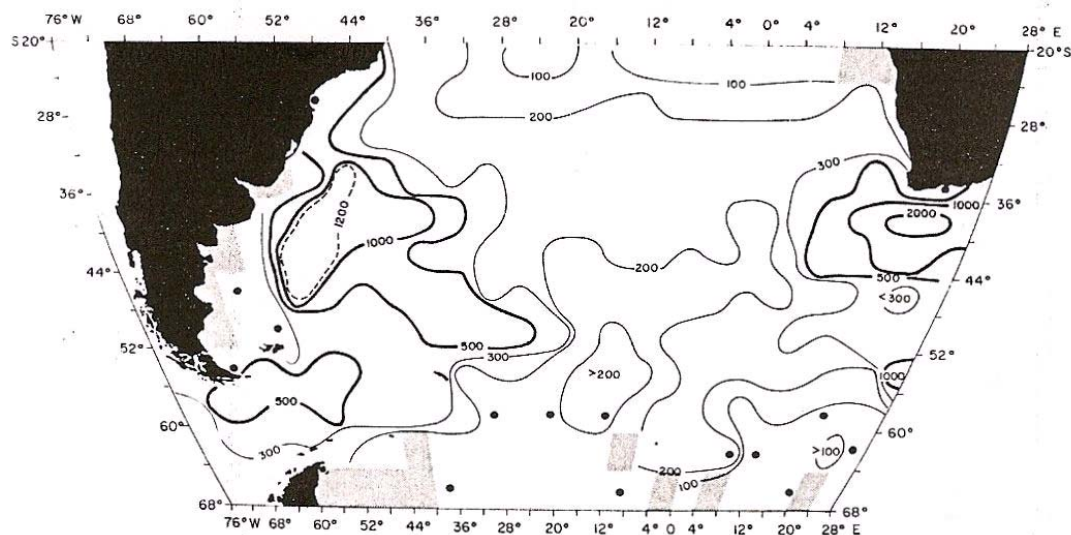


Figura 1.2(b): Energia cinética do campo de meso-escala (ECT), em unidade de  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ .

buoy	velocity		kinetic energy				temperature	
	speed (cm/s)	direction (degrees)	MKE ( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ )	EKE ( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ )	TKE ( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ )	%EKE/ TKE	mean ( $^{\circ}\text{C}$ )	std.dev ( $^{\circ}\text{C}$ )
3179	12.2	252.0	75	1080	1155	93.5	24.17	0.96
3181	53.6	212.1	1436	3576	5012	71.3	24.99	0.73
3182	34.0	181.7	577	371	948	39.1	26.27	0.13
3185	12.8	237.1	82	901	983	91.6	19.17	0.82
3187	47.4	214.4	1121	899	2021	44.5	23.52	0.76
3188	36.7	212.1	674	705	1379	51.1	24.52	0.43
3189	31.6	205.3	499	1009	1508	66.9	23.85	0.72
3190	49.2	212.7	1209	1530	2739	55.8	23.97	0.86
3191	46.3	214.4	1072	2132	3204	66.5	24.56	0.66
3192	50.3	215.3	1265	743	2008	37.0	24.00	0.99
mean	37.4	215.7	801	1294	2097	61.7	23.90	0.71
std.dev.	15.0	18.5	490	937	1266	20.0	1.83	0.26

Figura 1.3: Tabela que mostra a estatística de bóias de deriva superficial (15m) para as variáveis: velocidade resultante (speed), energia do campo de larga escala (MKE), energia cinética do campo de meso-escala (EKE), e temperatura para a CB de acordo com diversas bóias de deriva. Fonte: Tabela adaptada de Souza e Robinson [1998].

Em meio aos trabalhos citados, gostaríamos de dar ênfase ao de Patterson [1985], devido a esboçar estimativas bastante representativas com dados de bóias de deriva, do qual se retirou a Figura 1.4, referente a energia cinética por unidade massa do escoamento médio.

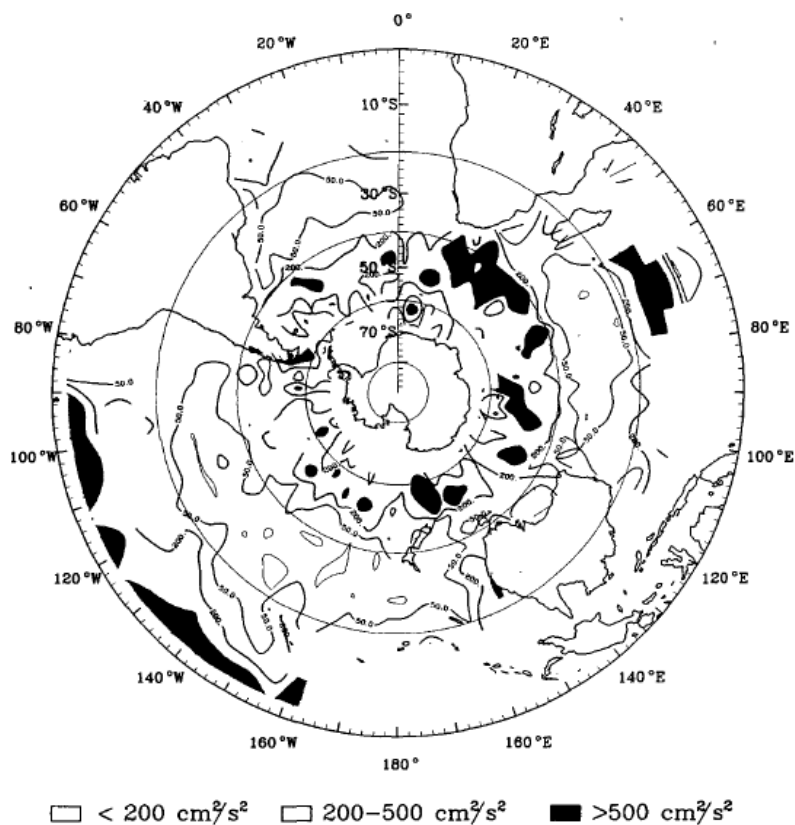


Figura 1.4: Distribuição da energia cinética por unidade de massa do escoamento médio. Os contornos visualizados são de 5, 50, 200, 500 e 1000  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Fonte: Fig. Adaptada de Patterson [1985].

Para o mesmo fim, visualizamos a Figura 1.5 de Patterson [1985] em sua

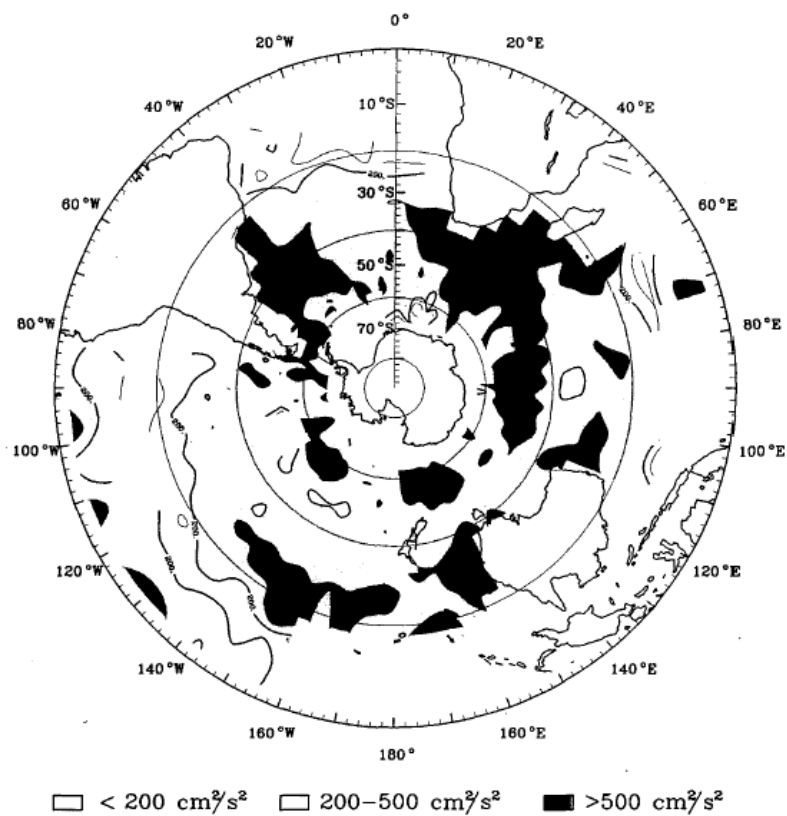


Figura 1.5: Distribuição da energia cinética turbulenta por unidade de massa do escoamento superficial. Os contornos visualizados possuem os mesmos valores da Fig. 1.4. Fonte: Fig. adaptada de Patterson [1985].

estimativa de energia cinética turbulenta por unidade de massa, onde ele encontrou valores maiores que  $500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  para nossa região de estudo.

Garrafo *et al.* [2001] fizeram uma comparação entre dados de bóias de deriva superficial e derivadores superficiais simulados por um modelo numérico de alta resolução o *Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model* (MICOM). Suas estimativas são direcionadas ao Atlântico Norte, porém os dados simulados pelo modelo e os oriundos das bóias *in situ* são disponibilizados até  $28^\circ\text{S}$ , abrangendo portanto, parte da nossa região de estudo. Com isso, a Figura 1.6, referente às bóias de deriva superficial a 15m de profundidade, que mostra a magnitude da velocidade resultante média e a energia cinética do escoamento médio para a CB obtida por esses autores, com magnitudes respectivamente variando de  $\approx 10$  a  $40 \text{ cm s}^{-1}$  e  $50$  a  $700 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ .

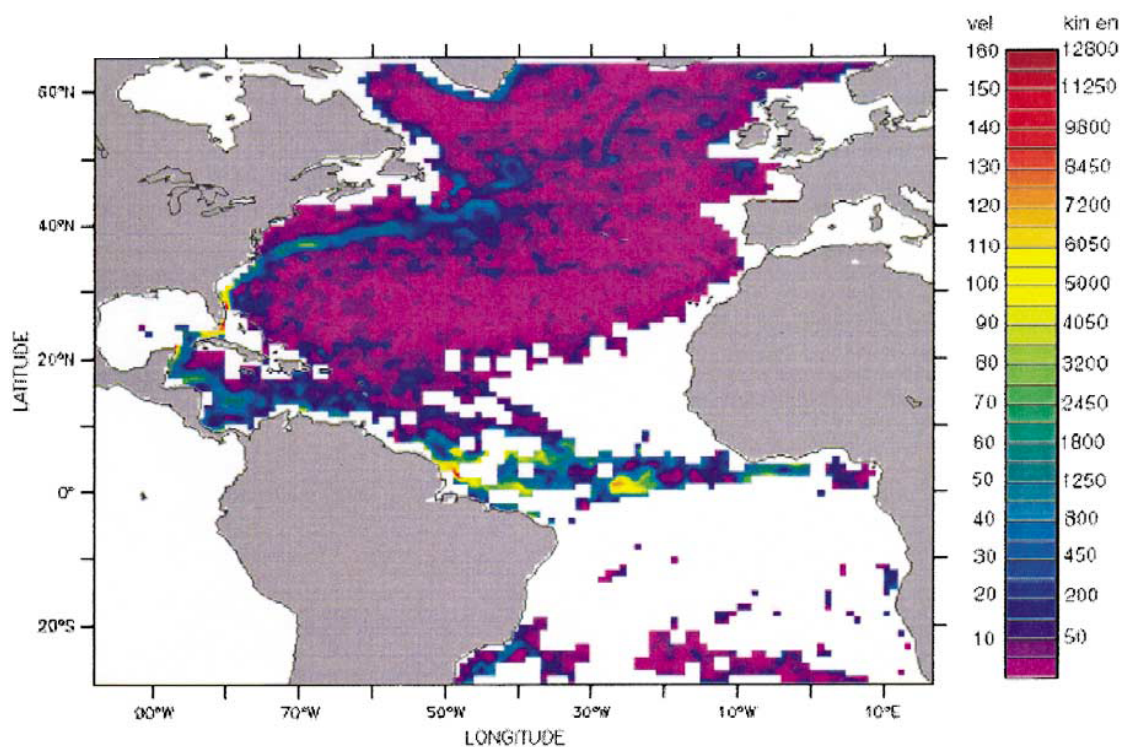


Figura 1.6: Energia cinética média do campo de larga escala (unidade  $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ) e sua velocidade resultante média (unidade  $\text{cm s}^{-1}$ ) agregada a esse campo. Fonte: Fig. adaptada de Garrafo *et al.* [2001].

Não obstante, na Figura 1.7, retirada também do trabalho de Garrafo *et al.* [2001], a qual mostra a estimativa da energia cinética de meso-escala e a magnitude da velocidade associada a meso-escala obtidas pelas bóias *in situ*, que segundo a referida figura varia entre aproximadamente 200-800  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$  e 10-20  $\text{cm s}^{-1}$  para a região da CB englobada pelo domínio deles.

Devido à escassez de dados *in situ* para o Atlântico Sul, alguns autores fazem uso da modelagem numérica da circulação oceânica para estimar as energias e termos de conversão associados. Um exemplo é o trabalho de Ivchenko *et al.* [1997], do qual retirou-se a Figura 1.8, onde eles estimaram a energia cinética turbulenta média para a camada de superfície (20,4 m) do modelo FRAM (*Fine Resolution Antarctic Model*).

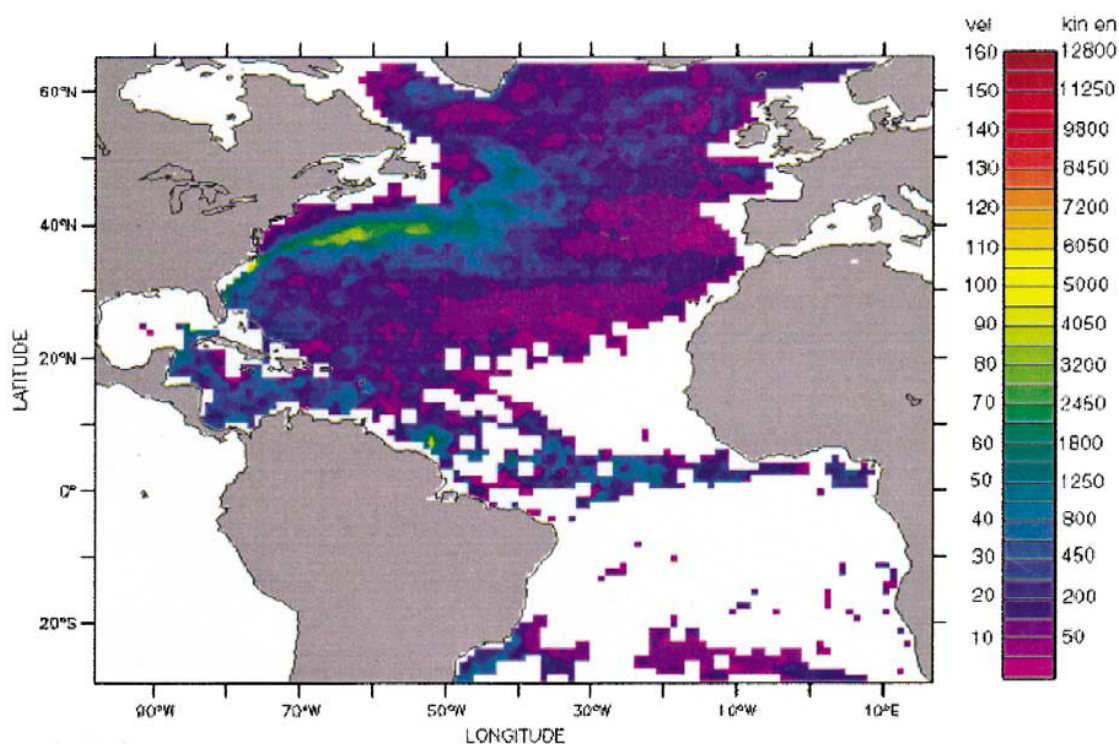


Figura 1.7: Energia cinética do campo de meso-escala ou turbulento (unidade  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ) e a magnitude da velocidade turbulenta média (unidade  $\text{cm s}^{-1}$ ). Fonte: Fig. adaptada de Garrafo *et al.* [2001].

Para tal Figura, queremos fazer menção a energia esboçada entre as latitudes de 30°S a 50°S para o Atlântico Sul na sua borda oeste, que encerra quase que a totalidade da nossa região de interesse. Para a mesma, eles encontraram a ECT variando entre 150 e 1200  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$  e mais especificamente na CBM acima de 1200  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ . Perante o domínio abarcado pela Figura 1.8, visualiza-se também as regiões da Corrente das Agulhas e Corrente Leste da Austrália, pode-se então comparar a energia cinética turbulenta média estimada pelo FRAM para a CB e as outras correntes de contorno oeste do hemisfério Sul. Ivchenko *et al.* [1997] também calcularam termos de conversão de energia para subdivisões do seu domínio de estudo. Segundo esses autores, a nossa área de estudo é caracterizada pelos subdomínios *WestAtlantic* e *Atlantic* (Tabela 1.9).

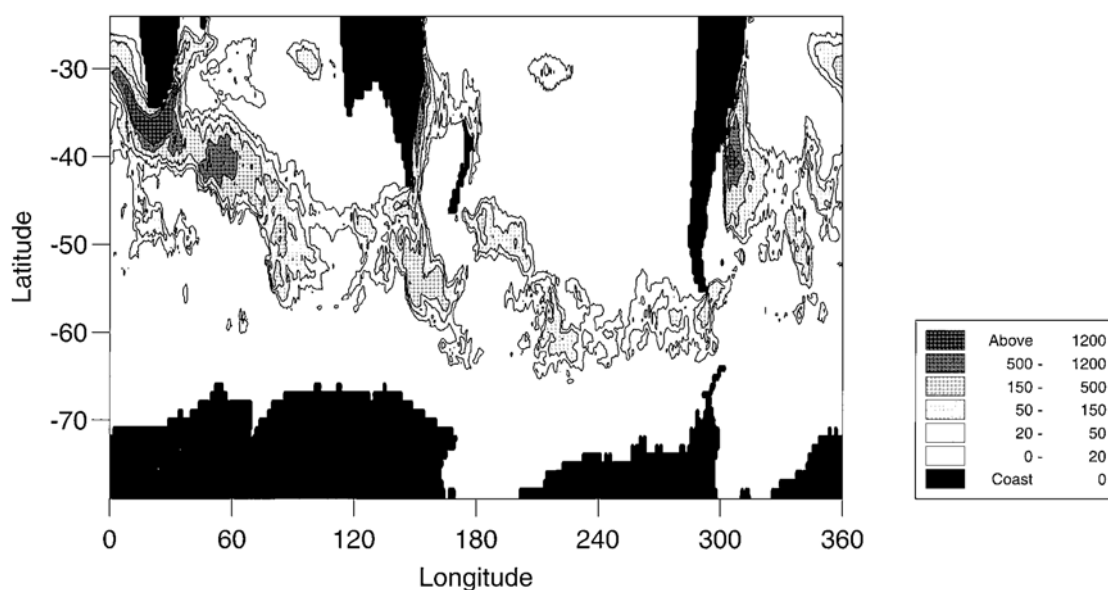


Figura 1.8: Energia cinética turbulenta na camada de topo (20.7 m) do modelo FRAM, a unidade de medida é  $\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ . Fonte: Fig. adaptada de Ivchenko *et al.* [1997].

A Tabela 1.9 mostra cálculos das taxas de conversões de energia onde  $A'$  representa a conversão da energia potencial disponível média do campo de larga escala

Expt 2	EKE	PEM	EPE	$A'$ ( $\times 10^{-6}$ )	$B'$ ( $\times 10^{-6}$ )
Anzone	0.2	2628	13.4	0.3	0.5
ACC	8.6	6603	46.3	13.8	3.4
Agulhas	52.3	944	176.1	8.8	-2.3
Indian	2.6	965	39.0	2.6	0.1
WestPac	12.8	1006	65.5	9.8	-2.2
Pacific	0.8	909	12.8	0.3	0.1
WestAtl	15.0	1083	111.7	9.4	1.2
Atlantic	7.7	3979	84.3	8.0	0.4

Tabela 1.9: Tabela com as energias: cinética turbulenta (EKE), potencial média (PEM) e potencial turbulenta (EPE) em unidade  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$  e taxas de conversão para subdomínios da região de estudo de Ivchenko, os termos  $A'$  e  $B'$  possuem unidade de  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . Fonte: Fig. adaptada de Ivchenko *et al.* [1997]

(EPM) para energia potencial disponível turbulenta média (EPT) e  $B'$  representa a transferência de EPT para ECT.

Segundo essa tabela, a região do Atlântico oeste desenvolve uma taxa de conversão de EPM para EPT de  $9,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ , valor este similar ao do Pacífico oeste, e com taxa de conversão de EPT para ECT de  $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Por fim, chama à atenção a inexistência de trabalhos relacionados com as energias potenciais especificamente para nossa área de estudo. Até o momento da escrita desta tese não encontramos qualquer referência dedicada ao estudo das energias potencial média (EPM) e potencial turbulenta (EPT), para esta região do Atlântico Sul.

## Capítulo II<sup>1</sup>

### Fundamentos teóricos

#### 2.1 Introdução

Neste trabalho limitamos nossa discussão para os movimentos de larga escala, isto é, escoamentos de baixa frequência (ou subtidais). Estes são caracterizados por possuírem razão de aspecto  $\delta$  ( $\delta = H/L$ ), onde  $H$  é a escala vertical do movimento e  $L$  é a escala horizontal, muito menor do que a unidade e com período mais longo do que um dia.

---

<sup>1</sup> Parte deste capítulo deu subsidio para publicação: “*Os Processos de Conversão de Energia nos Oceanos: Uma Revisão do Diagrama de Lorenz*” Azevedo, J.L., Oliveira, L.R., Souza, J.F., Soares, I.D., Mata, M. M., 26 (2):153-172 (2008), Revista Brasileira de Geofísica.

Para os escoamentos de larga escala a aceleração vertical pode ser negligenciada na equação do movimento, o mesmo ocorrendo com a influência da variação da densidade local, a qual também é desprezada na equação da continuidade. Com estas considerações, então, temos as aproximações hidrostática e inelástica para as equações hidrodinâmicas. Para o oceano, a aproximação inelástica, pode ser substituída pela aproximação de Boussinesq, a qual considera a densidade como constante exceto quando esta está associada com o termo de aceleração da gravidade, o que acarreta no surgimento de uma força de flutuabilidade que se deve à diferença de densidade entre duas camadas sucessivas de fluido. Estas aproximações têm por efeito desconsiderar as ondas sonoras e ondas de gravidade internas de alta frequência presentes no sistema físico, porém, permanecendo os movimentos de baixa frequência como ondas de vorticidade.

Uma característica, ou estado dinâmico, muito importante dos escoamentos de baixa frequência (larga escala) de um fluido geofísico é a tendência do mesmo atingir o equilíbrio geostrófico, no qual a força de Coriolis no plano horizontal (isto é, normal a aceleração da gravidade  $\mathbf{g}$ ) é equilibrada, ou aproximadamente equilibrada, pela força do gradiente de pressão horizontal. Deste modo, a equação do movimento no plano horizontal é aproximadamente dada por:

$$f_o \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -(1/\rho_o) \nabla_h p \quad (1)$$

onde  $f_o$  é o parâmetro de Coriolis referido à latitude central do domínio,  $\mathbf{u}$  é o vetor velocidade horizontal do escoamento (as grandezas em negrito representam vetores),  $\mathbf{k}$  é um vetor unitário na direção perpendicular ao plano horizontal do domínio, tal que  $\mathbf{k} = \mathbf{i} \times \mathbf{j}$ , onde  $\mathbf{i}$  e  $\mathbf{j}$  são vetores unitários, estabelecidos neste mesmo plano nas direções



leste e norte, respectivamente,  $\rho_o$  é a densidade média do oceano,  $p$  é a pressão dinâmica e  $\nabla_h = \left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i}, \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j}\right)$  é o operador gradiente horizontal.

A correção do parâmetro de Coriolís devido às variações de latitude, conhecida como aproximação pelo plano Beta [e.g. Gill, 1982], é dada por  $f = f_o + \beta_o y$  onde  $|f_o| \gg |\beta_o y|$ ,  $y$  é a distância medida a partir da latitude central de referência e  $\beta_o = df_o / dy$ .

O escoamento é dito estar em balanço quase-geostrófico quando a equação (1) é satisfeita parcialmente, porém as flutuações (ou perturbações) associadas a este balanço são de suma importância para a determinação da evolução no tempo, ou variabilidade, do campo de escoamento [Kuo, 1973]. Nesses escoamentos a velocidade  $\mathbf{u}$  é predominantemente rotacional, isto é, a vorticidade relativa  $\zeta$  (dada por  $\zeta = \nabla_h \times \mathbf{u}$ ) é relativamente grande, enquanto a divergência horizontal da velocidade  $\nabla_h \cdot \mathbf{u}$  é pequena [e.g. Kuo, 1973; Illari e Marshall, 1983]. Esses escoamentos quando estabelecidos, são governados pela equação da vorticidade potencial quase-geostrófica não-linear [e.g. Gill, 1982; Pedlosky, 1987; Cushman-Roisin, 1994]. Além disso, para os movimentos de baixa frequência no domínio de estudo deste trabalho o oceano será considerado invíscido, incompressível e estratificado, estando girando sobre seu eixo vertical com velocidade angular de  $\frac{f}{2}$ .

Neste momento define-se o termo “turbulência” como sendo o desvio ou perturbação do estado médio no tempo (ou geostrófico) para uma determinada grandeza física do fluido, ou seja, a “turbulência” no contexto da tese é associada à variabilidade de meso-escala. Finalmente, para atingir os objetivos propostos no Capítulo I, esta tese

terá de abordar a Teoria quase-geostrófica (QG) [e.g. Pedlosky, 1987; Cushman-Roisin, 1994]. No contexto dessa teoria detalharemos as equações das energias cinética e potencial turbulentas, para poder estimar as taxas de conversões de energias barotrópica e baroclínica. Nas seções seguintes deste capítulo as referidas equações serão explicitadas assim como será feita uma interpretação física dos seus termos.

### 2.1.1 Equações do equilíbrio quase-geostrófico

O movimento em estudo possui uma escala característica de comprimento horizontal  $L^*$ , uma escala de comprimento vertical  $D^*$ , uma escala característica de velocidade horizontal  $U^*$  e uma escala de tempo  $T^*$ .

O parâmetro que quantifica a influência da rotação da Terra sobre determinado movimento de um fluido geofísico é o número de Rossby ( $R_o$ ), dado por  $R_o = U^* / f_o L^*$ . Os movimentos de larga escala em um fluido estratificado e em rotação possuem número de Rossby muito menor do que a unidade. A teoria da quase-geostrofia faz uso deste parâmetro para avaliar a importância relativa dos movimentos oceânicos em função de suas escalas de espaço e tempo.

No estudo de movimentos quase-geostróficos [e.g. Kuo, 1973; Cronin e Watts, 1996], pode-se expandir as variáveis do sistema em séries de potência de um número adimensional pequeno, no caso o número de Rossby, por ser este um parâmetro típico do movimento e menor do que a unidade para esses movimentos. Neste sentido, espera-se que as séries de potência em função de números de Rossby da ordem de 0,15 ou menores venham a convergir rapidamente [e.g. Kuo, 1973]. Os primeiros termos da

série dão resultados suficientemente acurados para as principais questões de interesse dinâmico, mais especificamente, para a variabilidade de meso-escala.

Então, o desenvolvimento das variáveis dinâmicas (as quais podem ser encontradas na literatura especializada, por exemplo, Gill [1982]) em uma expansão formal em  $R_o$  pode ser expressa conforme mostra a equação abaixo:

$$X = \sum_{m=0}^{\infty} R_o^m X_m = X_o + R_o X_1 + \cancel{R_o^2 X_2} \quad (2)$$

onde  $X$  é qualquer uma das variáveis envolvidas no problema e  $m$  é a ordem da série. Com a substituição das expansões das variáveis no conjunto de equações dinâmicas compõe-se a dinâmica quase-geostrófica [Pedlosky, 1964; Gill, 1982], onde se obtém equações de ordem zero e ordem um, visto que as séries serão truncadas nos termos de ordem 1. Os dois primeiros termos dessa série são suficientes para descrever a essência dinâmica dos escoamentos em questão e a mudança temporal das variáveis do escoamento. As equações dinâmicas decorrentes dessas duas ordens possuem implicações dinâmicas bastante diferentes.

Sobre a ordem zero a equação de balanço do momentum Eq. (1) é dada explicitando  $\mathbf{u}$ , que é calculado de acordo com a Eq. (3):

$$\mathbf{u} = \mathbf{k} \times \nabla_h \frac{1}{f_o \rho_o} P \quad (3)$$

onde todas as variáveis estão em unidades dimensionais.

Todo escoamento geostrófico implica em divergência horizontal nula e, conseqüentemente, em movimentos verticais que são independentes da profundidade [e.g. Gill, 1982]. Entretanto, se uma condição de contorno é imposta, tal como velocidade perpendicular nula no fundo do oceano, esta será nula em toda a coluna d'água, impossibilitando a existência de qualquer movimento vertical. Desta forma, o

escoamento geostrófico será caracterizado por um sistema de equações degenerescente, o qual impede os movimentos convectivos e de ondas longas. Para eliminar esse problema um sistema dinâmico de ordem mais alta deve ser utilizado, devendo-se incluir no conjunto de equações termos de ordem 1, o que possibilitará a descrição da variação temporal do campo de velocidade e temperatura do escoamento. Então, com essa implementação na ordem do conjunto de equações, pode-se desenvolver a essência do estudo da tese, a interação dos movimentos de larga e meso-escala. Devemos ainda destacar que, em fluidos estratificados, a ausência de velocidade vertical impossibilita que ocorram alterações na inclinação das superfícies isopícnas e, portanto, impedindo o surgimento de perturbações no campo de pressão e, por consequência, de movimento turbulento de meso-escala [e.g. Gill, 1982; Cushman-Roisin, 1994]. Em síntese, os movimentos ageostróficos e verticais são decorrentes da presença de divergência horizontal, embora que pequena, nos escoamentos de larga escala. Isto exige a aplicação de correções nas equações dinâmicas que compõem a geostrofia, com a inclusão de componentes de ordem mais alta, na descrição dos movimentos de larga escala [e.g. Kim e Watts, 1994].

A densidade da água do oceano é uma função da pressão, temperatura e salinidade. Como mostraram Oort *et al.* [1994], as anomalias de densidade e temperatura são altamente correlacionadas, o que resulta no papel dominante da temperatura na geração do perfil de densidade média zonal, indicando que a anomalia de salinidade é somente complementar na determinação deste perfil. Com isso, assumindo-se uma equação linear de estado da água do mar, os efeitos da salinidade podem ser desprezados no cálculo da densidade, possibilitando que seja adotada uma aproximação linear para este cálculo na forma:

$$\rho = \rho_o(1 - \alpha T) \quad (4)$$

onde  $\alpha$  é o coeficiente de expansão térmica do fluido e T o campo de temperatura total [e.g. Orlanski e Cox, 1973; Oort *et al.*, 1989; Cronin e Watts, 1996].

As duas equações de ordem zero que compõem o balanço geostrófico são:

$$f_o \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -(1/\rho_o) \nabla_h P$$

que é a Eq. (1) já apresentada, reescrita aqui por conveniência, e a equação do equilíbrio hidrostático:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (5)$$

A utilização da Eq. (4) na Eq. (5) resulta:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g(\rho_o - \rho_o \alpha T) \quad (6)$$

Será assumido, com o embasamento da teoria QG, que o campo de temperatura, pode ser particionado em um estado que é imaginado existir na ausência de movimento  $\theta(z)$  que dependente somente da profundidade, e em uma parcela  $\Delta T(x,y,z,t)$ , de magnitude muito menor que a primeira mas de fundamental importância dinâmica, pois está relacionada aos gradientes horizontais de pressão e ,portanto, ao movimento. Pode-se então escrever o campo total de temperatura como:

$$T(x, y, z, t) = \theta(z) + \Delta T(x, y, z, t) \quad (7A)$$

A teoria QG estabelece que  $|\theta_z| \gg |(\Delta T)_z|$  (onde o sub-índice declara a derivada parcial tomada com relação à coordenada z), ou seja, somente a parcela do estado de não movimento do campo de temperatura pode ser incluída no termo de estabilidade estática [e.g. Holton, 1992]. Para o desenvolvimento dos balanços de energia cinética e potencial do escoamento, os quais serão desenvolvidos nas seções seguintes, uma

decomposição será aplicada à porção dinâmica do campo de massa (definido em termos de temperatura), o qual será caracterizado por uma parte média  $\overline{\Delta T}$  e uma “turbulenta”  $T'$ , conforme mostra a Eq. (7B). Esta decomposição segue a técnica:  $a = \bar{a} + a'$ , obtendo-se então:

$$\Delta T(x, y, z, t) = \overline{\Delta T}(x, y, z) + T'(x, y, z, t) \quad (7B)$$

A média temporal  $\overline{\Delta T}$  é somada com o campo básico, configurando-se um campo de massa médio final independente do tempo [e.g. Cronin e Watts, 1996], definido por:

$$\bar{T}(x, y, z) = \theta(z) + \overline{\Delta T}(x, y, z) \quad (7C)$$

Aplicando-se a mesma técnica usada na Eq. (7B) sobre as variáveis  $p$  e  $T$  da Eq. (6) e retendo-se somente a sua parcela dinâmica, a qual é associada às perturbações de pressão e temperatura, obtém-se a seguinte igualdade:

$$\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} = g\alpha T' \quad (8)$$

Agora, a equação (8) compreende o equilíbrio hidrostático referente à parte dinâmica [e.g. Gill, 1982; Holton 1992].

Salienta-se que, a variabilidade sobre o campo geostrófico é governada pela ordem 1, ou seja, é sob esta ordem que se pode obter as equações prognósticas para o campo de energia e, portanto, os termos de conversão barotrópico e baroclínico. Assim, a seguir demonstram-se as equações do momentum, calor e continuidade, associados a essa ordem.

A Eq. (1) descreve o balanço geostrófico no plano horizontal, enquanto a Eq. (8) apresenta o balanço hidrostático entre a parte dinâmica do campo de pressão e de massa,

esta última representada pela temperatura. O campo de momentum de ordem  $O(1)^2$  com a aproximação do plano beta e desconsiderando-se os termos dissipativos, é descrito pela Eq. (9) a seguir [e.g. Holton 1992; Cronin e Watts, 1996].

$$\underbrace{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}}_1 + \underbrace{(\mathbf{u} \cdot \nabla_h) \mathbf{u}}_2 + \underbrace{\beta y (\mathbf{k} \times \mathbf{u}) + f_o (\mathbf{k} \times \mathbf{u}_a)}_3 = 0 \quad (9)$$

Nos termos de aceleração local (1), advectivo (2) e de correção do parâmetro de Coriolis (3) em função da latitude considerou-se apenas a parcela geostrófica da velocidade em função da sua maior magnitude. Com esta consideração cada termo da Eq. (9) será de  $O(1)$ .

Aplicando-se o mesmo argumento obtém-se a equação (10) do calor também de  $O(1)$  [e.g. Gill, 1982; Holton, 1992]:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla_h) \Delta T + w \theta_z = 0 \quad (10)$$

A equação da continuidade de  $O(1)$  tem a forma:

$$\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} \quad (11)$$

De acordo com Gill [1982] a velocidade vertical  $w$  é somente associada aos desvios de  $O(1)$ , portanto, a velocidade vertical é também de  $O(1)$  e com isso é desprezada na maioria dos estudos de interação entre os campos médio e turbulento [Bryden, 1982; Dewar e Bane, 1985; Hall, 1986; Rossby, 1987; Wright, 1987; Dewar e Bane, 1989; Mata *et al.*, 2006].

As expressões (1), (5), (8), (9), (10) e (11) compreendem o conjunto de equações que governam o movimento da dinâmica quase-geostrófica [e.g. Gill, 1982].

---

<sup>2</sup> As equações da dinâmica quase-geostrófica são detalhadas matematicamente no apêndice I.

Assim as equações de ordem zero (1) e (5) compõem o movimento dominante dos escoamentos de larga escala, denominado balanço geostrófico. Na ordem 1, têm-se as equações (8), (9), (10) e (11), que contém uma componente do campo de velocidade de larga escala que não está em balanço geostrófico. Portanto, chamamos essa componente da velocidade de ageostrófica, cuja magnitude é pequena quando comparada a geostrófica, a qual identifica-se com o subíndice ‘a’ em suas componentes, dadas por  $\mathbf{u}_a = (u_a, v_a, w)$  [e.g. Gill, 1982; Pedlosky, 1987].

Assim, pela hipótese da teoria QG, o campo de escoamento total  $\mathbf{U}$  pode ser decomposto em uma componente geostrófica e outra ageostrófica, ou seja,  $\mathbf{U} = \mathbf{u} + \mathbf{u}_a$  [e.g. Gill, 1982; Orlanski e Chang, 1993; Cronin e Watts, 1996]. Para os sistemas físicos abordados nesta tese temos que  $|\mathbf{u}| \gg |\mathbf{u}_a|$  e o campo de velocidade total será dado por:  $\mathbf{U} = \mathbf{u} + \mathbf{u}_a \approx \mathbf{u}$ .

Conforme adotado em muitos trabalhos que estudaram a energética do movimento oceânico de larga escala [Bryden, 1982; Dewar e Bane, 1985; Hall, 1986; Rossby, 1987], opta-se também por um estudo da energia no estado estacionário, para o qual podemos desconsiderar os termos referentes às derivadas parciais temporais (i.e.  $\partial/\partial t = 0$ ). A hipótese ergódica aplicada ao escoamento de meso-escala oceânico (i.e., homogeneidade espacial e estacionariedade), segundo Taylor [1920], também contempla esta possibilidade.



### 2.1.2 Fluxos de calor divergente e não-divergente

O campo de escoamento de larga escala no oceano possui uma componente dominante que é a geostrófica, sob a qual está associado um fluxo de calor turbulento de meso-escala médio ( $\overline{\mathbf{u}'T'}$ ) não-divergente horizontalmente. Com isso, processos de conversão baroclínicos de energia, os quais requerem uma advecção líquida de calor para baixar o centro de massa do fluido [Cronin e Watts, 1996, Marshall e Shutts, 1981], devem estar diretamente relacionados com a componente divergente do fluxo de calor turbulento médio.

Por outro lado, a componente não-divergente do fluxo de calor turbulento está relacionada com a recirculação do fluxo de calor turbulento e, com isso, não produzindo advecção líquida de calor, ou seja, perpendicular as isotermas [e.g. Marshall e Shutts, 1981; Illari e Marshall, 1983; Phillips e Rintoul, 2000]. Portanto, a estimativa da taxa de conversão baroclínica de energia, que é associada à parte não-divergente do fluxo de calor, pode ser uma estimativa enganosa ou uma sobre-estimativa da real taxa de conversão baroclínica que é corretamente obtida incluindo a parcela dinâmica do fluxo de calor [e.g. Marshall e Shutts, 1981; Cronin e Watts, 1996]. Além disso, a taxa de conversão baroclínica “tradicional”, a qual é referente ao fluxo de calor turbulento não-divergente, está associada ao crescimento ou decaimento espacial dos vórtices (*eddies*) no oceano [Marshall e Shutts, 1981; Illari e Marshall, 1983] e não a fontes ou sumidouros de calor como é requerido para um verdadeiro processo de conversão baroclínica. Por exemplo, Phillips e Rintoul [2000] fazem referência a esta questão no cálculo da taxa de conversão baroclínica para a região da Corrente Circumpolar Antártica ao sul da Austrália. Eles citam que sua estimativa para a magnitude desta taxa

pode estar sobre-estimada por um fator 2, como sugerem Cronin e Watts [1996], caso não seja separada a parte divergente e não-divergente do fluxo de calor turbulento médio. Jayne e Marotzke [2002] em estimativas do transporte de calor turbulento para o oceano global, também salientam a importância desta separação. Na seção de desenvolvimento da equação do balanço da energia potencial turbulenta adotaremos a forma tradicional de cálculo do termo de conversão baroclínico associado ao fluxo de calor turbulento horizontal, porém devemos ter em mente a metodologia indicada por os autores Marshall e Shutts, [1981], Illari e Marshall [1983] e Cronin e Watts [1996]. Assim como sugere-se os artigos na frase acima para compreensão mais detalhada sobre a parte divergente e não-divergente do campo

### 2.1.3 A equação do balanço da energia cinética turbulenta

A energia cinética turbulenta (ECT) é uma das mais importantes relações na variabilidade turbulenta de meso-escala do oceano, pois ela é uma medida da intensidade da turbulência. A ECT é também usada como um ponto de partida para as aproximações da difusão turbulenta. Os termos individuais na equação de balanço da ECT descrevem processos físicos que geram turbulência e o balanço relativo desses processos determina a habilidade do escoamento em manter a turbulência, ou a chance deste vir a ser turbulento, assim indicando o grau de estabilidade do mesmo. Assim, a equação do balanço da ECT está detalhada a seguir, na premissa da interpretação física e posterior avaliação quantitativa dos termos contidos no balanço da ECT.

A energia cinética turbulenta média do escoamento, por unidade de massa, é definida como:

$$ECT = \frac{\overline{\mathbf{u}'^2}}{2} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2} \quad (12)$$

Contudo, por conveniência matemática, define-se também a ECT instantânea, como segue:

$$ECT = \frac{\mathbf{u}'^2}{2} = \frac{u'^2 + v'^2}{2} \quad (12-a)$$

O balanço de ECT pode ser obtido pelo produto interno entre o vetor velocidade turbulento, a equação do momentum e o balanço hidrostático, conforme mostra a Eq. (13) abaixo:

$$\overline{\mathbf{u}' \cdot (\text{equação 9})} + \overline{w' \cdot (\text{equação 8})} \quad (13)$$

A derivação da equação do balanço da ECT pode ser encontrada em detalhe no Apêndice I.

A equação resultante, depois da simplificação de alguns termos, é a seguinte:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(ECT)}_{\text{variação local da ECT}} = \underbrace{-\overline{(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h)ECT}}_{AM\_ECT} - \underbrace{\overline{\nabla_h \cdot (\mathbf{u}'ECT')}}_{AT\_ECT} - \underbrace{\overline{\frac{\mathbf{u}'_a \cdot \nabla_h P'}{\rho_o}}}_{TPH} - \underbrace{\overline{\frac{w' \partial P'}{\rho_o \partial z}}}_{TPV} + \underbrace{\overline{g\alpha w'T'}}_{FCV} \dots \quad (14)$$

$$\dots - \underbrace{\left[ \overline{u'u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \overline{u'v' \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)} + \overline{v'v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}} \right]}_{BT}$$

Devido a adotar-se um balanço de energia turbulenta sob um estado estacionário, ou turbulência estacionária (cujo significado é a característica média das perturbações serem constantes com o tempo), o termo do lado esquerdo da Eq. (14) é igual a zero, com isso esta equação pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned}
0 = & \underbrace{-\overline{(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h) ECT}}_{AM\_ECT} - \underbrace{\nabla_h \cdot \overline{(\mathbf{u}' ECT')}}_{AT\_ECT} - \underbrace{\frac{\overline{\mathbf{u}'_a} \cdot \nabla_h P'}{\rho_o}}_{TPH} - \underbrace{\frac{\overline{w'} \partial P'}{\rho_o \partial z}}_{TPV} + \underbrace{g \alpha \overline{w' T'}}_{FCV} \dots \\
& \dots - \underbrace{\left[ \overline{u' u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u' v'} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \overline{v' v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right]}_{BT}
\end{aligned} \tag{15}$$

O termo denominado AM\_ECT representa a advecção da ECT pelo campo médio geostrófico de escoamento e o termo AT\_ECT representa a advecção da ECT pelo próprio campo turbulento do escoamento. Deve-se destacar que todos os termos da Eq. (15) estão definidos por unidade de massa. Será adotado um volume de controle, o qual compreende todo o domínio de estudo (grande volume), sendo dividido em volumes elementares (pequenos volumes) sobre os quais os balanços aqui desenvolvidos serão aplicados [Azevedo *et al.*, 2008]. Se a análise for tomada para todo o domínio de estudo (um volume de controle fechado), os termos AM\_ECT e AT\_ECT representam à redistribuição ou advecção do campo de escoamento; porém, se este for dividido em volumes elementares (pequenos volumes) sobre os quais os balanços de energia cinética e potencial podem ser calculados, os termos AM\_ECT e AT\_ECT representam fontes (valores positivos) ou sumidouros (valores negativos) de energia, segundo Kundu [1990].

O termo TPH é interpretado como o trabalho da pressão horizontal turbulenta média pelo campo de escoamento ageostrófico e este termo descreve como a ECT é redistribuída pelo trabalho realizado contra os gradientes de pressão pelo escoamento ageostrófico. Assim, o TPH não produz uma contribuição líquida para a energética local, somente atuando na redistribuição espacial da mesma [Gill, 1982]. Além disso, salienta-se que o escoamento geostrófico, sendo paralelo às isóbaras, não realiza trabalho. Este termo TPH, em muitos estudos da energética local é negligenciado, como

em Brooks e Niiler [1977], Szabo e Weatherly [1979], Bryden [1982] e Dewar e Bane, [1989] o que se deve basicamente a duas questões: (1) as variáveis que o compõe são de magnitude pequena, como resultado este termo quando calculado experimentalmente possui maior ruído do que o seu sinal; ou (2) devido a região de estudo ser dominada pelo campo de escoamento geostrófico, no caso as correntes de contorno oeste que residem no domínio de estudo, ou regiões com intensos vórtices neste caso a Confluência Brasil-Malvinas [Lumpkin *et al.*, 2002].

O termo TPV é denominado trabalho da pressão vertical turbulenta média e pela adoção do equilíbrio hidrostático este termo é equilibrado, isto é,  $TPV+FVC=0$ . Porém, esses termos são importantes na equação de balanço da ECT, uma vez que eles fazem o acoplamento dos campos de massa e escoamento. A redistribuição do campo de massa (o que torna a turbulência mais isotrópica) resulta em um fluxo de calor vertical e em mudanças na pressão hidrostática local, gerando uma variação no gradiente de pressão horizontal o qual resulta em trabalho da pressão sendo realizado sobre o escoamento turbulento. De acordo com Gill [1982] o termo de trabalho da pressão turbulenta total (TPV+TPH) representa uma conversão da energia interna para cinética, o que é explicitado em Cronin e Watts [1996] que o qualifica como um termo de acoplamento entre os campos de massa e velocidade, portanto não sendo caracterizado como um termo de conversão, nem como fonte ou sumidouro de energia.

O termo FVC é o termo que representa um fluxo vertical de calor turbulento, sendo associado a um processo de conversão baroclínica porque ele muda o centro de massa do fluido. Esta mudança é requerida teoricamente para ter-se a ‘assinatura’ de um processo de conversão baroclínico, que é na realidade uma forma de advecção de calor. O FVC produz geralmente um fluxo de calor turbulento vertical gradiente acima

(*upgradient*), em outras palavras, água quente sobe e água fria desce ao longo da coluna d'água, produzindo-se então uma conversão de energia potencial turbulenta (EPT) para ECT. Normalmente a velocidade vertical  $w$  é de difícil medição e com isso este termo muitas vezes é obtido como o resíduo da Eq. (15) ou Eq. (18) [e.g. Cronin e Watts, 1996].

Existem duas formas de converter energia do campo de escoamento de larga escala para a forma de energia cinética turbulenta: uma é através da produção mecânica de ECT, associada ao termo de conversão barotrópica [BT na Eq. (15)], e que é referido na literatura como um processo de convecção forçada [e.g. Stull, 1988]; e a outra é através do termo FCV, que é a produção térmica da ECT, associado ao termo de conversão baroclínico, que é denominado um processo de convecção livre.

O termo BT está associado a processos de conversão barotrópica de energia, ou seja, conversão mecânica da energia cinética média para turbulenta através da transferência de energia cinética do campo médio de larga escala para o campo de meso-escala. Este termo, como mostrado na Eq. (15), possui um sinal negativo na frente, o que indica que valores positivos significam aumento da ECT (na equação do balanço da energia cinética média aparece este mesmo termo com sinal contrário, como pode ser visto em Kundu [1990]), sendo o mesmo critério adotado para o termo FCV. O termo BT, finalmente, representa a taxa de geração da ECT pela interação dos tensores de

Reynolds (i.e.,  $\overline{u'u'}, \overline{v'v'}, \overline{u'v'}$ ) com os cisalhamentos médios definidos por  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$  e

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}.$$

Ao substituir-se na Eq. (15) as respectivas unidades de medidas para cada termo, se obterá adotando o Sistema Internacional de Unidades [ $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ ], o qual multiplicado por  $kg$ , obtém-se para cada termo a unidade [ $\text{Joule s}^{-1}$ ]=[Watts]. Sabe-se que dentro dos domínios da Mecânica Newtoniana, que é teoria adotada aqui, existem somente duas maneiras de transferir ou converter energia: (1) através da realização de trabalho e/ou (2) transferência de calor. Assim, os termos BT e FCV, estão relacionados a essas duas formas de conversão.

#### 2.1.4 A equação do balanço da energia potencial turbulenta

A energia potencial nos oceanos provém do aquecimento desigual na superfície (baixas e altas latitudes) mais evaporação menos precipitação [Oort *et al.*, 1989].

É bem sabido que em fluidos estratificados e em movimento de rotação, a energia potencial total não é significativa dinamicamente. A quantidade dinamicamente relevante é a energia potencial disponível (EPD) [Lorenz, 1955], a qual é freqüentemente definida como a diferença entre a energia potencial observada e a energia potencial do mesmo fluido caso este fosse rearranjado adiabaticamente até que suas superfícies isopicnais ficassem planas. A EPD é várias ordens de magnitude menor do que a energia potencial total. Por conseqüência da equação de estado para o oceano ser não-linear torna-se impossível escrever uma equação exata para a EPD. Entretanto, é possível usar a seguinte expressão para a energia potencial turbulenta média (EPT) disponível [LeBlond e Mysak, 1968]:

$$EPT = \frac{g\alpha}{2\theta_z} \overline{T'^2} \quad (16)$$

E por conveniência matemática, define-se também a  $EPT'$  instantânea:

$$EPT' = \frac{g\alpha}{2\theta_z} T'^2 \quad (16-a)$$

Todas as grandezas utilizadas nas eqs. (16 e 16-a) já foram definidas anteriormente, porém é relevante salientar que o termo  $T'^2$ , representa a variância da temperatura, e é estimado estatisticamente. Assim, a EPT é proporcional a  $\frac{1}{2} \overline{T'^2}$ .

O balanço da energia potencial disponível turbulenta média mostrada na Eq. (17) pode ser obtido pela multiplicação da Eq. (10) do calor, pelo fator  $\frac{g\alpha T'}{\theta_z}$ , seguido pela extração da média temporal da equação resultante.

$$\underbrace{\frac{\partial EPT}{\partial t}}_{EPT\_LOCAL} = \underbrace{-\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h EPT}_{AM\_EPT} - \underbrace{\frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla_h \bar{T}}_{BC} - \underbrace{\nabla_h \cdot \overline{\mathbf{u}'EPT'}}_{AT\_EPT} - \underbrace{\overline{g\alpha w'T'}}_{FCV} \quad (17)$$

A derivação detalhada da Eq. (17) pode ser encontrada no Apêndice I.

O primeiro termo do lado esquerdo da Eq. (17) representa a variação local da EPT. Adotando o mesmo critério do balanço da ECT, o estado estacionário da EPT foi tomado sobre a Eq. (17), portanto, tem-se a seguinte equação final para o balanço da EPT média:

$$0 = \underbrace{-\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h EPT}_{AM\_EPT} - \underbrace{\nabla_h \cdot \overline{\mathbf{u}'EPT'}}_{AT\_EPT} - \underbrace{\frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla_h \bar{T}}_{BC} - \underbrace{\overline{g\alpha w'T'}}_{FCV} \quad (18)$$

O primeiro termo do lado direito da Eq. (18), denominado de AM\_EPT, representa a advecção da EPT pelo campo geostrófico médio de escoamento. O segundo termo AT\_EP representa a advecção da EPT pelo próprio campo turbulento do escoamento. Como já salientado na parte de balanço da ECT, se a análise for tomada para um grande



volume (ou seja, todo o domínio de estudo), os termos AM\_EPT e AT\_EP representam à redistribuição ou advecção do campo de massa; se este for dividido em volumes elementares (pequenos volumes), sobre os quais os balanços de energia potencial turbulenta forem efetuados, os termos AM\_EPT e AT\_EPT representariam fontes ou sumidouros de energia.

O termo BC da Eq. (18) representa um fluxo de calor turbulento ( $\overline{\mathbf{u}'T'}$ ) perpendicular ao gradiente de temperatura médio ( $\nabla_h \bar{T}$ ) e está associado a uma conversão de energia potencial média para energia potencial turbulenta [Hall, 1991; Cronin e Watts, 1996]. Este termo, quando esboça um fluxo de calor gradiente abaixo (*downgradient*), ou seja, no sentido contrário ao gradiente de temperatura médio, o que matematicamente significa que  $\overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla_h \bar{T} > 0$ , implica em “uma assinatura” de um processo de instabilidade baroclínica. Este termo representa a conversão de energia potencial média disponível para EPT disponível ou vice-versa .

O ultimo termo da eq. 18 (FCV) já havia sido encontrado na equação de balanço da ECT, mas com sinal contrário, representando uma fonte ou sumidouro de energia cinética e/ou potencial turbulentas. Este termo representa a conversão de EPT para ECT e vice-versa [Illari e Marshall, 1983]. Deve-se ressaltar que os processos de conversão associados aos termos BC e FCV, são abordados dentro da ‘cunha de instabilidade’, sendo assim representam a assinatura de um processo de conversão baroclínico [Azevedo *et al.*, 2008].

Os processos de conversão do campo turbulento para o campo médio de energia foram denominados no artigo de Dewar e Bane [1989] de ‘processos de sobre-estabilidade baroclínica’ (onde  $BC < 0$ ) e uma ‘sobre-estabilidade barotrópica’ (onde

$BT < 0$ ), neste trabalho também adota-se essa nomenclatura para as conversões da parte turbulenta do escoamento para a parte média. Alguns autores que também calcularam as conversões de energias barotrópicas e baroclínicas também fazem menção a estes processos contra a cascata de energia, onde podemos destacar: Marshall e Shutts [1981], Plumb [1983], Dewar e Bane [1985], Hall [1986], Hall [1991], Biastoch e Krauss [1999] e Jayne e Marotzke [2002].

### 2.1.5 O Diagrama de Lorenz

Uma ferramenta bastante útil para sumarizar as taxas de conversão de energia é o Diagrama de Caixa de Lorenz [Lorenz, 1955; Plumb, 1983; Böning e Budich, 1992 e Cronin e Watts, 1996]. Neste diagrama quatro caixas representam os estoques de energia potencial média, cinética média, potencial turbulenta e cinética turbulenta nos oceanos ou atmosfera, onde as fontes e sumidouros de energia são representadas por setas entrando e/ou saindo das caixas (Figura 2.1, pág. 39). Os processos de conversão de energia são representados por setas entre as caixas. Como o objetivo do trabalho envolve somente o balanço de energia turbulenta e fontes de variância turbulenta, somente as fontes e sumidouros da ECT e EPT serão mostrados quando o referido diagrama for esboçado nos capítulos seguintes.

As conversões de energia que ocorrem no Diagrama de Lorenz podem ser resumidas com a utilização da expressão  $C(A,B)$  a qual indica uma conversão da forma de energia  $A$  para a forma de energia  $B$  [e.g. Miller e Lee, 1995]. Por definição, de acordo com a literatura pretérita, caso o valor de  $C(A,B)$  seja negativo a conversão se dará em sentido

contrário, ou seja, de  $B$  para  $A$  [Marshall e Shutts, 1981; Plumb, 1983; Hall, 1986; Dewar e Bane, 1989; Hall, 1991 e Biastoch e Krauss, 1999]. De acordo com esta notação, e considerando  $\bar{K}$  como a energia cinética média do escoamento,  $K'$  como a sua energia cinética turbulenta,  $\bar{P}$  como a sua energia potencial média e  $P'$  como a sua energia potencial turbulenta, o Diagrama de Lorenz conterá as seguintes conversões:

$$C(\bar{K}, K') = - \left[ \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \quad (19)$$

$$C(\bar{P}, P') = - \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{(\mathbf{u}'T')} \cdot \nabla_h \bar{T} \quad (20)$$

$$C(P', K') = g\alpha \overline{w'T'} \quad (21)$$

Algumas considerações podem ser feitas sobre estas expressões. Na Eq.(19), se  $C(\bar{K}, K')$  é positivo estará caracterizado um processo de instabilidade barotrópica no escoamento. Este termo, independentemente de sinal, caracteriza uma produção mecânica de energia cinética pelo cisalhamento da corrente média. Na equação 20, se  $C(\bar{P}, P')$  é positivo estará caracterizado o primeiro ciclo de um processo de instabilidade baroclínica no escoamento. Este termo, independentemente de sinal, caracteriza uma produção por advecção (fluxo de calor turbulento horizontal) da energia potencial gravitacional disponível no escoamento. Finalmente, na eq. (21), se  $C(P', K')$  é positivo estará caracterizado o segundo ciclo de um processo de instabilidade baroclínica ocorrendo no escoamento. Este termo caracteriza uma produção por convecção (fluxo de calor turbulento vertical) da energia cinética ou potencial turbulentas no escoamento. O Diagrama de Lorenz, mostrando as conversões e reservatórios de energia mencionados acima está apresentado na Figura 2.1.

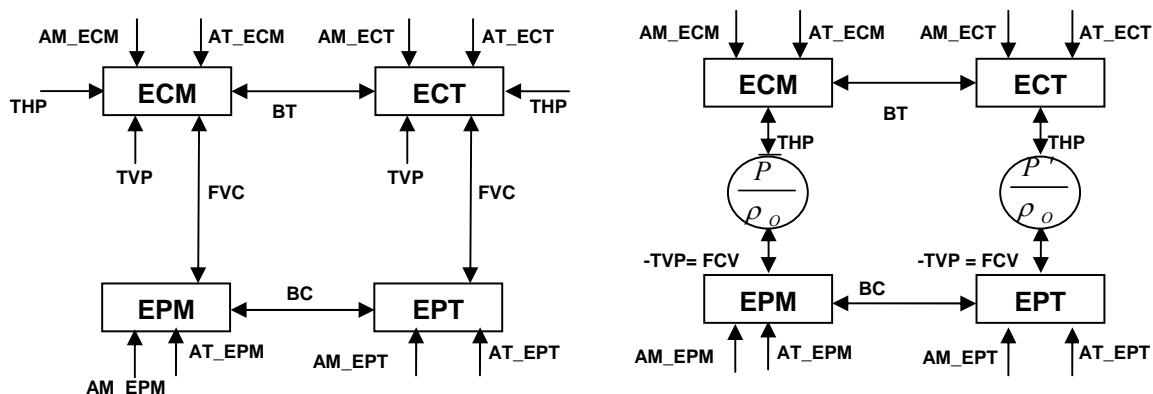


Figura 2.1- Diagrama de Lorenz tradicional (esquerda) e baseado em Cronin e Watts [1996] (direita). Diagramas adaptados de Azevedo *et al.* [2008].

Para maiores detalhes sobre estes processos, sugere-se a leitura do recente artigo de Azevedo *et al.* [2008] onde os autores realizaram uma descrição minuciosa dos balanços das energias média e turbulenta (cinética e potencial) no oceano, e do Diagrama de Lorenz.

As conversões citadas, conforme adaptações de Holton [1992] podem ser apresentadas na forma:

$$\begin{aligned}
 d\bar{K}/dt &= -C(\bar{K}, K') + C(\bar{P}, \bar{K}) + \bar{\varepsilon} \\
 d\bar{P}/dt &= -C(\bar{P}, P') - C(\bar{P}, \bar{K}) \\
 dK'/dt &= C(\bar{K}, K') + C(P', K') + \varepsilon' \\
 dP'/dt &= C(\bar{P}, P') - C(P', K')
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

onde  $\varepsilon$  é um termo de dissipação de energia. Do conjunto de Eq. (22) podemos obter uma equação que mostra a variação da energia total para um dado volume oceânico supostamente não interagindo com a atmosfera:

$$\frac{d}{dt} [\bar{K} + K' + \bar{P} + P'] = \bar{\varepsilon} + \varepsilon'
 \tag{23}$$

Para um oceano invíscido, o lado direito da Eq. (23) se anulará e a energia total do sistema será então conservada. Ressalta-se, novamente, que esta tese somente analisa os balanços de energia turbulentos associados a  $k'$  e  $P'$  que estão relacionados às energias cinética e potencial turbulentas nos oceanos.

Uma fonte de energia externa ao sistema poderia ser representada pela inclusão de um termo  $F$  do lado direito desta equação decomposto em sua parte média e flutuante. Uma média de longo período aplicada ao termo do lado esquerdo da Eq. (23) deve anular este termo, mostrando que a dissipação da energia cinética do sistema deve ser compensada pelas fontes externas de energia na forma [Holton, 1992]:

$$\bar{F} + F' = -\bar{\varepsilon} - \varepsilon' \quad (24)$$

Este termo  $F$ , na atmosfera, depende basicamente da ação solar, enquanto que no oceano ele está diretamente vinculado à interação deste com a atmosfera. Esta interação é dada, por exemplo, pelo cisalhamento do vento sobre a superfície do oceano, atuando como fonte para a energia cinética, e pelo aquecimento diferencial da superfície do oceano, que afeta diretamente o campo de massa, atuando como fonte de energia potencial disponível.

## Capítulo III<sup>1</sup>

### Análise da circulação superficial do Atlântico Sudoeste a partir de observações lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil

#### 3.1 Introdução

Medir a velocidade das correntes oceânicas é uma das mais importantes tarefas na oceanografia física. As complexas interações do oceano-atmosfera e seus efeitos sobre o

---

<sup>1</sup> Uma compilação deste capítulo foi recentemente aceita para publicação: Brazil Current surface circulation and energetics observed from drifting buoys, Oliveira, Leopoldo R., Alberto R. Piola, Mauricio M. Mata and Ivan D. Soares, *Journal of Geophysical Research – Oceans*.

clima não podem ser totalmente entendidas até que uma acurada avaliação do campo de velocidade superficial dos oceanos seja realizada.

Um grande número de bóias rastreadas por satélite vem sendo usadas durante as últimas décadas para o estudo do escoamento oceânico de larga escala e suas flutuações.

Na observação de correntes superficiais os dados das bóias têm algumas vantagens porque medem a velocidade absoluta *in situ* através do registro do caminho das bóias por satélite. Com grande quantidade de dados de bóias cobrindo uma vasta região geográfica por um longo período de tempo, séries temporais realísticas do campo de corrente superficial podem ser estimadas [Richardson, 1983]. Então, os derivadores podem potencialmente produzir informação sobre a circulação de escala de bacias oceânicas e sua variabilidade com alta resolução espacial e temporal.

Abaixo cita-se alguns trabalhos relevantes com dados Lagrangianos, dentre eles alguns direcionados para nossa região de estudo.

Baseados em uma série de dados com 75 derivadores no Pacífico Norte, McNally *et al.* [1983] sustentam o resultado de que as trajetórias das bóias na camada de mistura tendem a seguir o caminho médio das isóbaras.

De posse de uma série de 280 bóias de deriva, Piola *et al.* [1987] estimaram mapas da velocidade média superficial, energia cinética e fluxo de momentum sob uma grade de 4° x 4° entre 20°S e 68°S para o Atlântico Austral.

No Atlântico Sul, com base em um grande montante de dados de deriva superficial, Schäfer e Krauss [1995] fizeram um estudo da energética turbulenta de meso-escala e coeficientes de difusão lateral de meso-escala.

Pelo uso da nossa mesma base de dados, porém para o Atlântico Norte, Frantantoni [2001] encontrou pouca diferença, entre a circulação de larga escala estimada pelas

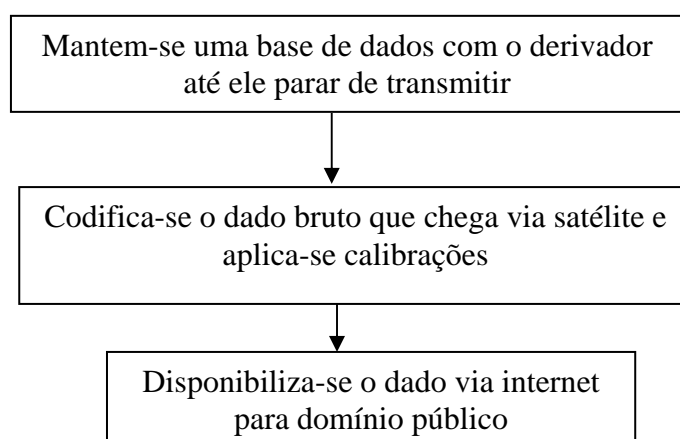
bóias de deriva e a circulação dirigida pelo vento que é baseada no rotacional do tensor do vento e a teoria linear de Sverdrup.

No presente trabalho, e mais especificamente neste capítulo, um objetivo relevante é estimar o campo de velocidade média na região sudoeste do Atlântico Sul com base em medidas por bóias de deriva. Com isso alcançado, pode-se seguir a meta de desenvolver os objetivos descritos no Capítulo I, com a abordagem aos dados lagrangeanos.

### 3.2 Metodologia

A série de dados de bóias de deriva superficial na região de estudo cobre um período de 13 anos, partindo de Janeiro de 1990 a Dezembro de 2005 (os anos de 1991 e 1992 não possuem dados). Os dados foram obtidos de arquivos públicos do *Global Drifter Data Assembly Center at the National Oceanographic and Atmospheric Administration's Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory (AOML)* (<http://www.aoml.noaa.gov/phod/dac/gdp.html>).

O processamento dos dados pela AOML, incluindo a aquisição dos dados brutos vindas do *Service Argos* e o controle de qualidade inicial é descrito em detalhe por Hansen e Herman [1989] e Hansen e Poulin [1996]. Espaços sem dados, são preenchidos com uma técnica de *kriging* [Hansen e Herman, 1989] pelo grupo AOML. Um sumário das etapas de processamento dos dados é apresentado abaixo:





O dado final gerado pela *AOML* consiste de medidas de velocidade, posição e temperatura interpoladas para períodos de 6 horas. As velas de arrasto dos derivadores sub-superficiais estão centradas a 15 m de profundidade e o conjunto foi desenhado para minimizar o arraste superficial pelo vento e ondas. Nesse sentido, mostra-se a configuração de um derivador através da Figura 3.1.

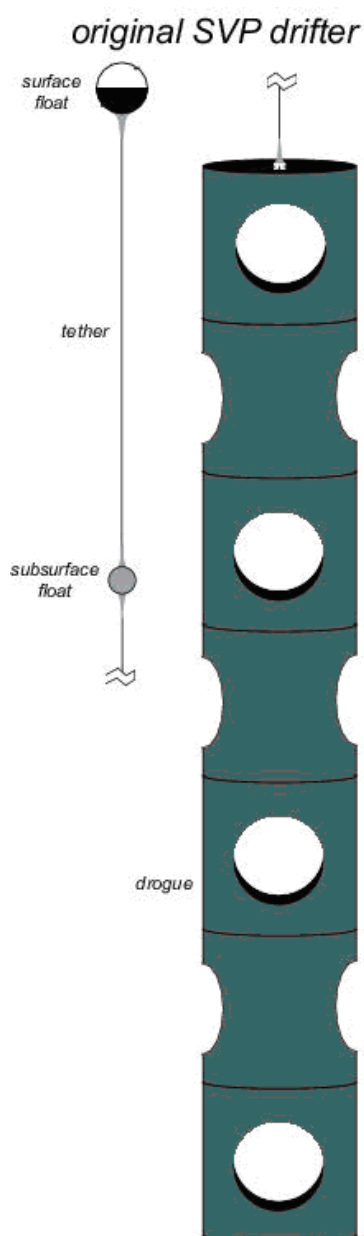
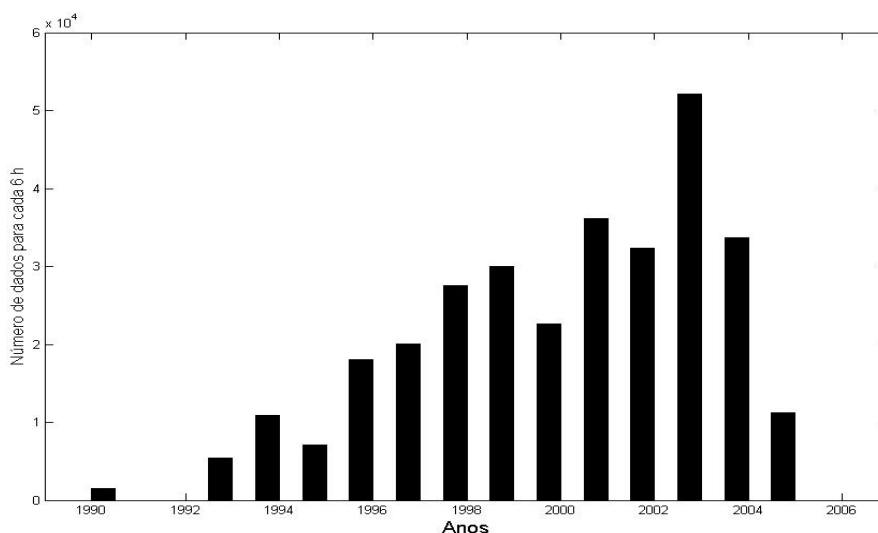


Figura 3.1: Representação da configuração de um derivador de sub-superfície com vela (*drogue*). Fonte: figura retirada da página da NOAA.

O número de derivadores operantes dentro da área de estudo aumenta consideravelmente de aproximadamente 5000 dias/bóia em 1993 para uma média anual de 40000 dias/bóia depois de 2000, como esboçado na Figura 3.2. O montante de dados de derivadores úteis é de 308.982 dias/bóia.

As flutuações de alta frequência como inercial e tidal, as quais estão fora do escopo deste estudo, foram removidas pelo uso de um filtro *passa baixa* Butterworth de 70 horas, aplicado às séries de dados [e.g. Emery e Thomson, 1998; Fratantoni, 2001]. O passo seguinte foi de agrupar as observações válidas utilizando-se o método clássico de *binning* [e.g. Owens, 1991], isto é, os dados de velocidade e temperatura foram agrupados em células (ou caixas geográficas) de 0.5 x 0.5 graus de latitude/longitude. Todas as propriedades físicas da circulação próximas à superfície, as quais serão discutidas nas próximas seções, são estimadas pela média dos dados nessa grade geográfica, com isso os valores representam médias espaço-temporais sobre os elementos contidos em cada caixa ou *bin*.



3.2: Número de estimativas de velocidade na região de estudo a cada 6 horas ( $\times 10^4$ ) por ano desde 1990 até 2005.

As células devem ser construídas a fim de cumprir duas condições diferentes: cada célula deve ser tão pequena quanto possível para alcançar uma boa resolução espacial para obter condições de estacionariedade e homogeneidade como exigida na teoria de Taylor [1920] e o número de dados por célula deve ser grande o suficiente para obterem-se resultados estatisticamente significantes. O tamanho da grade foi escolhido com o objetivo de permitir uma descrição das maiores feições da circulação oceânica superficiais, principalmente, as correntes de contorno oeste e a Confluência Brasil-Malvinas. Ao mesmo tempo, a escolha assegura que a maior parte das células contenham dados suficientes em função da disponibilidade de derivadores na região, para constituir valores médios mais confiáveis em cada célula. Para tal adotou-se critérios estatísticos específicos para verificar a população e distribuição de derivadores na grade escolhida [Fratantoni, 2001]. As medidas nas células são consideradas medidas independentes se:

(1) elas resultam de diferentes bóias ou;

(2) elas resultam da mesma bóia, desde que essa bóia permaneça na célula mais do que uma escala de tempo integral lagrangeana, tomado aqui o valor de 5 dias como representativo para a maior parte do domínio de estudo [Fratantoni, 2001]. Na Figura 3.3, regiões com cor branca representam células sem dados disponíveis ou as células que foram visitadas por somente uma bóia com menos de 20 observações (o que equivale a cinco dias). A densidade de dados na região de estudo é, portanto, função do número de bóias lançadas e da circulação regional. A Figura 3.3 mostra onde a cobertura de dados é heterogênea regionalmente. Todavia, considera-se esta série de dados robusta o suficiente para os objetivos da tese.

O tamanho da grade escolhida permite dois progressos perante outros trabalhos [Patterson, 1985; Piola *et al.*, 1987; Schafer e Krauss, 1995; Ishikawa *et al.*, 1997] que trabalharam no nosso domínio de estudo: exibir uma latitude de separação do talude continental mais correta para as correntes de contorno oeste; e uma medida da atividade de meso-escala mais realística. Além disso, a presente grade de resolução tem a ordem do primeiro raio de Rossby de deformação na latitude média do domínio, o que possibilita uma representação bastante acurada dos processos baroclínicos residentes na área [Garrafo *et al.*, 2001].

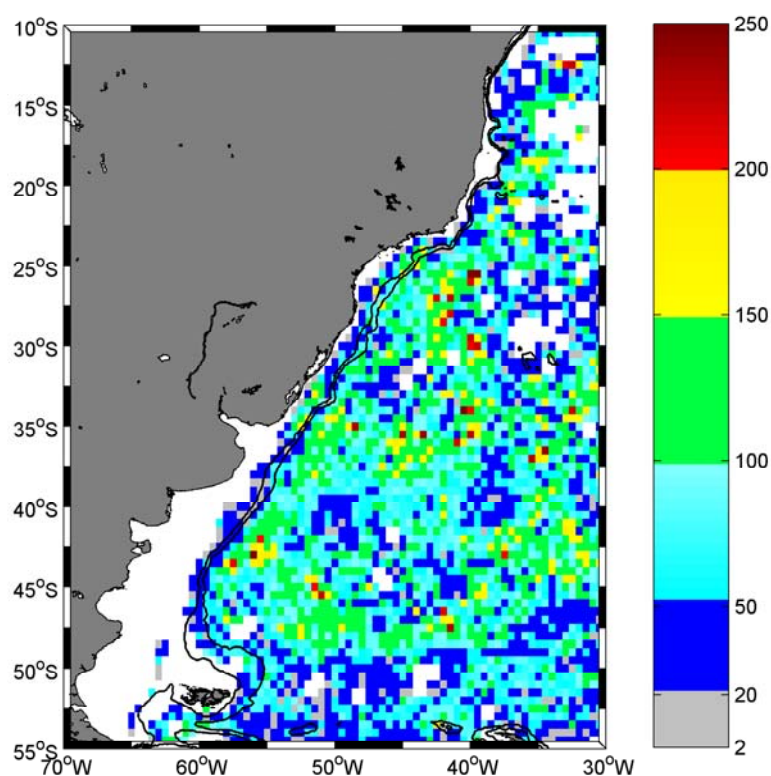


Figura 3.3: O número de observações disponível dentro das células de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . As regiões na cor branca não possuem observações ou são dependentes. As isóbatas de 200m e 1000m são mostradas em linhas pretas contínuas.



### 3.3 Resultados

#### 3.3.1 Circulação superficial média da área de estudo

As bóias de deriva revelam o campo de velocidade médio superficial e detalhes da circulação associada com o ramo oeste do giro do Atlântico Sul, podem ser elucidados através da Figura 3.4. As principais estruturas oceanográficas residentes na área, reveladas através dos dados lagrangenaos serão comentadas com segue.

A Corrente do Brasil (CB) escoando em direção sul fechado ao contorno oeste do giro sub-tropical.

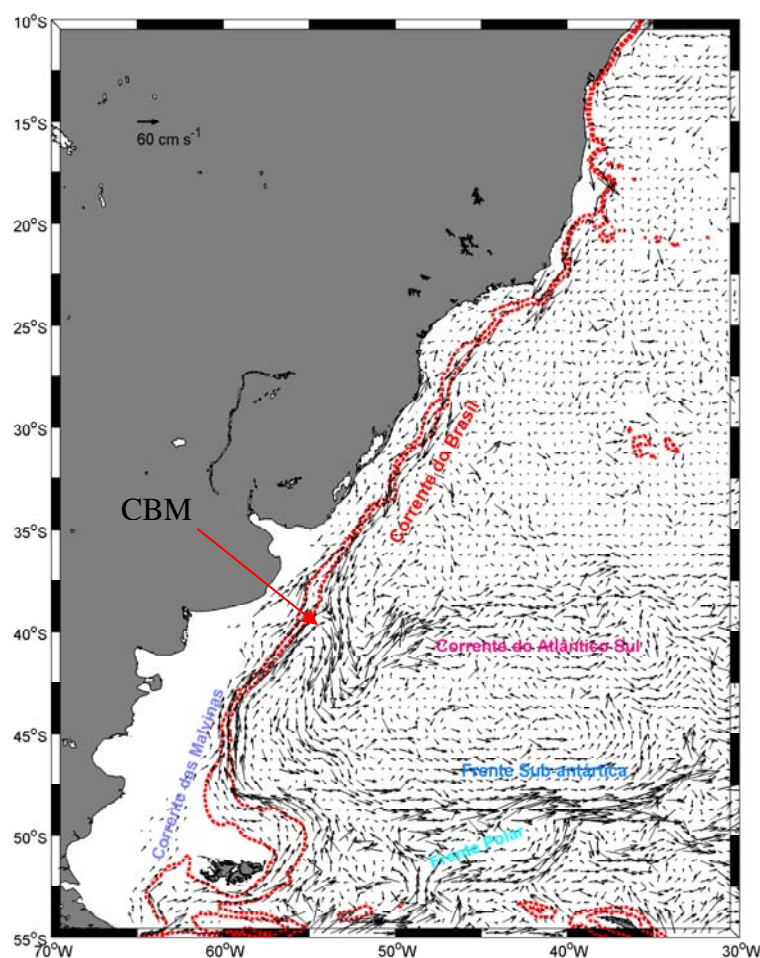


Figura 3.4: Campo de velocidade superficial médio para o Atlântico sudoeste derivado da grade de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . O comprimento dos vetores é diretamente proporcional a magnitude dos vetores velocidade (ver escala). Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m pelas linhas pontilhadas em vermelho.

A Corrente das Malvinas (CM) em sentido contrário transportando água sub-antártica ao longo da quebra da plataforma Argentina e seu encontro próximo a 38°S com a CB, originando a Confluência Brasil-Malvinas (CBM). Na CBM, o campo de escoamento médio aparece em direção ao Pólo centrado na imediação de 53°W- 42°S. Dessa posição escoo para sul e descreve um giro anticiclônico e um escoamento em direção nordeste a 40°S-50°W. Neste ponto o escoamento superficial decresce substancialmente e um largo meandro em direção leste marca a origem da Corrente do Atlântico Sul [Stramma e Peterson, 1990].

Os dados também revelam um forte escoamento associado a porção da Corrente Circumpolar Antártica abrangida pelo domínio de estudo, o qual é marcado pela Frente Sub-antártica ao longo do flanco sul da bacia Argentina (ver Figura 3.4, ~ 49°S). Se observa um escoamento zonal associado à Frente Polar próximo de 52°S, porém seguindo seu caminho, essa última gira em direção norte próximo a 42°W fundindo-se com a Frente Sub-antártica a 49°S – 40°W [Orsi *et al.*, 1995].

Hoffman [1985] executou a análise de bóias de deriva próximo a superfície provenientes do *First GARP Global Experiment* (FGGE), o qual encontrou velocidades médias resultantes de aproximadamente 40 cm s<sup>-1</sup> na Frente Subantártica.

A alta resolução e o grande montante de dados de velocidade disponíveis, neste estudo, levam à valores bem representativos do campo de velocidade superficial média do Atlântico sudoeste, conforme a literatura pretérita descreve, delineado na Figura 3.4. As velocidades médias resultantes mais altas são encontradas na borda oeste do domínio de estudo, para as estruturas da CM, CBM ~ 60 cm s<sup>-1</sup>, e para a CB ~ 40 cm s<sup>-1</sup>, ver Figura 3.5.

Estrutura de especial importância é a Confluência Brasil-Malvinas, devido à mistura de águas de características distintas, as quais formam um sistema dinâmico de alta complexidade e variabilidade [e.g. Olson, 1991; Matano, 1993; Saraceno *et al.* 2004].

Deve-se salientar que a localização da confluência Brasil-Malvinas, varia sazonalmente, porém relativamente pouco segundo Saraceno *et al.* [2004] e que nossa localização da extensão e retroflexão da CB é uma posição média, estimada pelos dados lagrangeanos num período de 13 anos.

A leste da CBM, e seguindo nessa direção, a velocidade média atinge valores de 60  $\text{cm s}^{-1}$ , e um escoamento meandrante em direção nordeste marca a estrutura de retroflexão da CB. Esta divide-se em dois ramos um da origem a Corrente do Atlântico Sul ( $\sim 50^\circ\text{W}$ ) escoando em direção leste e o outro ramo dará origem a célula de recirculação da CB. Na região localizada a sudoeste da CBM, conhecida como *Zapiola Rise* [Saunders e King, 1995; Saraceno *et al.* 2004], as velocidades médias são da ordem de 10  $\text{cm s}^{-1}$ .

Esta região identificada no campo de velocidade médio superficial, Figura 3.4, é bastante conhecida na literatura [Saraceno *et al.*, 2004]. Para essa área, Saraceno *et al.* [2004] determinaram que essa região estende-se por 1000 km na direção zonal e 600 km na direção meridional, com centro a  $45^\circ\text{S}-45^\circ\text{W}$ . Nas regiões do domínio, que correspondem a bacias oceânicas profundas e afastadas de topografia de fundo abrupta, as velocidades médias superficiais são geralmente baixas, isto é,  $<10 \text{ cm s}^{-1}$  Figura 3.5.



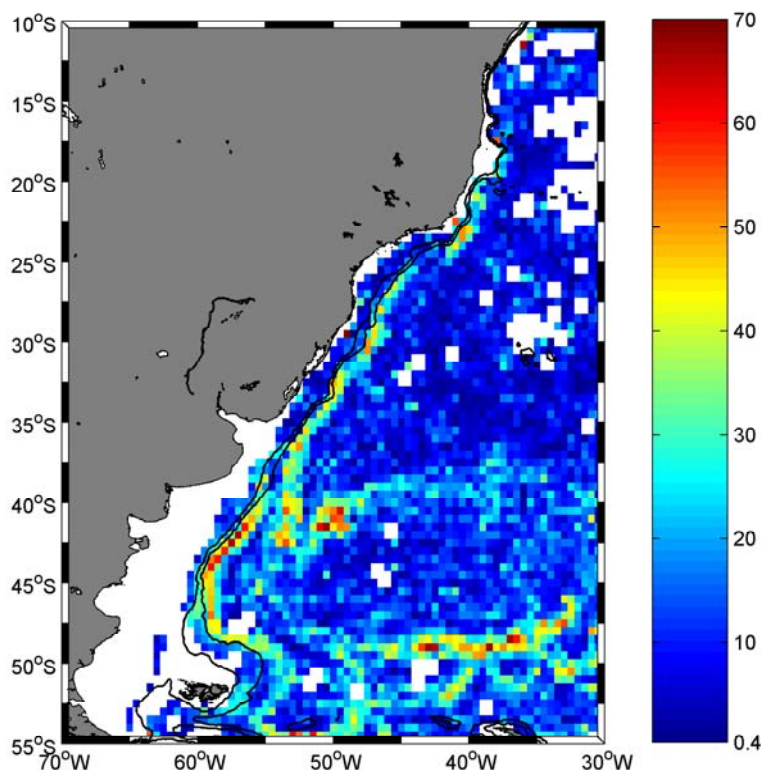


Figura 3.5: Magnitude da velocidade resultante média superficial ( $V = \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}}$ ) para o domínio de estudo, a unidade de medida é  $\text{cm s}^{-1}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m pelas linhas contínuas em preto.

De posse de uma extensiva série de dados globais, contendo dados históricos de estações hidrográficas de temperatura, salinidade e batitermógrafos, Oort *et al.* [1994] descreveram as condições médias anuais do tensor do vento sobre o oceano global e a velocidade superficial média anual do oceano. O campo de velocidade média, desses autores, concorda em nível geral com nossa estimativa de velocidade resultante superficial média mostrada na Figura 3.4. Existem algumas discrepâncias entre os resultados de Oort e colaboradores e os nossos por que a dispersão dos dados de deriva de navio, que eles usaram, não tem a capacidade de detalhar jatos estreitos e velozes, como o das correntes de contorno oeste.

De acordo com a trajetória dos vetores médios resultantes esboçados pela Figura 3.4, decorrente da soma vetorial das componentes meridional e zonal das velocidades médias, compôs-se a Figura 3.6.

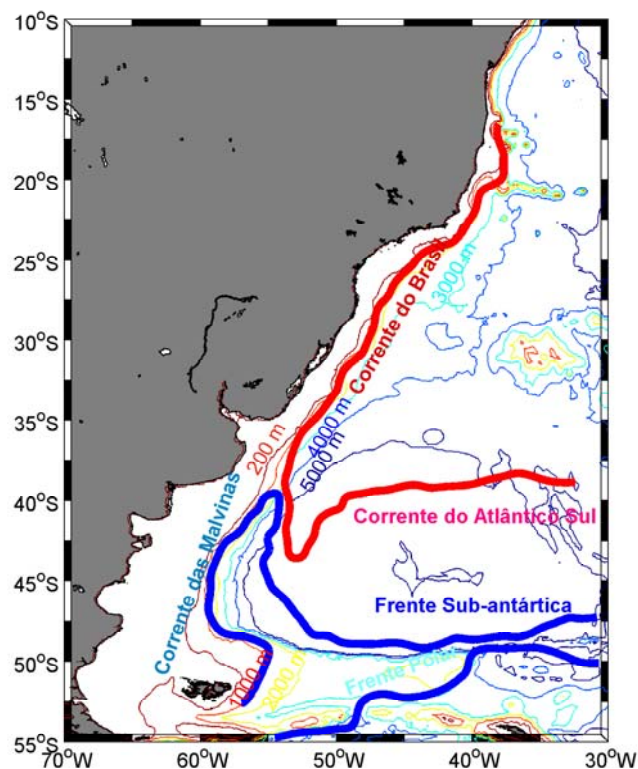


Figura 3.6: Representação esquemática das principais correntes superficiais identificadas na região de estudo, oriundas dos dados de velocidade resultante média das bóias de deriva. Mostra-se a batimetria de 200m até 5000m.

A estimativa da Figura 3.6 descreve qualitativamente a circulação superficial da região de estudo e está em similaridade com a circulação oceânica demonstrada por Stramma e England [1999] ao nível de 100m de profundidade para o nosso domínio.

### 3.3.2 Variabilidade da circulação superficial média

O desvio padrão do campo de velocidade superficial é frequentemente usado como um representante da variabilidade da circulação oceânica, o qual é mostrado na Figura

3.7. A região com mais alta variabilidade é concentrada próximo a CBM, onde o desvio padrão é da ordem de  $40 \text{ cm s}^{-1}$  comparável em magnitude à velocidade média superficial.

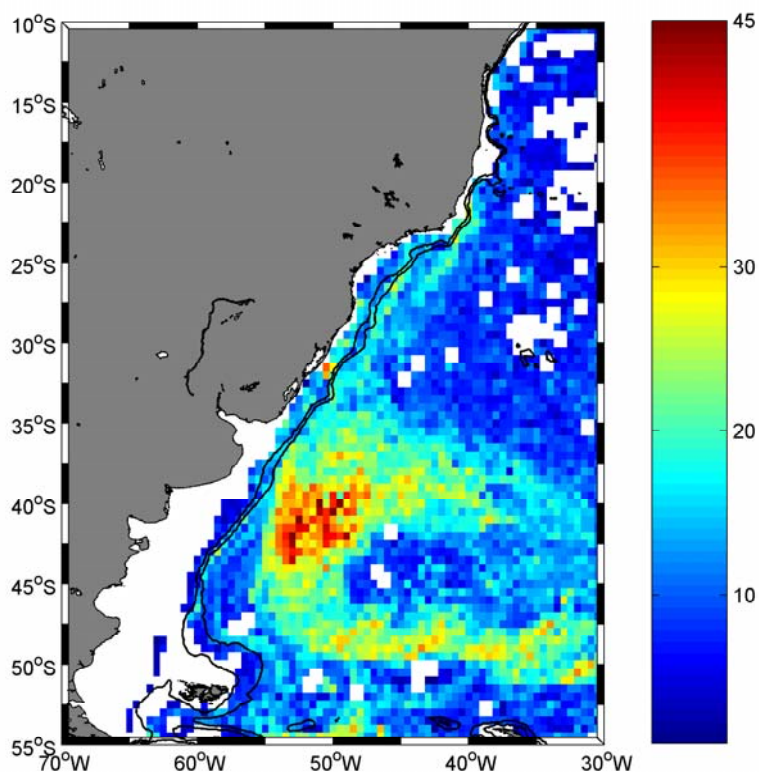


Figura 3.7: Desvio padrão do campo de velocidade média resultante ( $V$ ), a unidade de medida é  $\text{cm s}^{-1}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.

Usando uma variedade de dados (e.g. nível do mar, variabilidade da velocidade superficial e da temperatura superficial do mar), vários estudos têm mostrado que a CBM é uma das regiões de maior variabilidade e, portanto, de mais alta energia turbulenta de meso-escala do oceano global [e.g. Cheney *et al.* 1983; Chelton *et al.* 1990; Fu *et al.* 2001].

Esta grande variabilidade é devido a freqüente liberação ou desprendimento de grandes vórtices e anéis [e.g. Tomczak e Godfrey, 1994; Fu *et al.*, 2001]. A

variabilidade tende a decrescer, como mostra a Figura 3.7, em direção ao domínio da Corrente do Atlântico Sul.

Alto desvio padrão ( $\sim 30 \text{ cm s}^{-1}$ ) é também observado paralelo a Frente Subantártica (FSA), margeando mais ao sul a *Falkland Escarpment*, observado na Figura 3.7.

A região da *Zapiola Rise* (delimitada a norte pela Corrente do Atlântico Sul e a sul pela FSA) é caracterizada em nossos dados por possuir baixa velocidade média resultante ( $10,74 \text{ cm s}^{-1}$ ), porém o desvio padrão ( $10,39 \text{ cm s}^{-1}$ ) associado a essa velocidade é de mesma magnitude (Figura 3.7). Portanto, tem-se uma região de velocidades baixas, porém com variabilidade alta. A alta variabilidade na FSA (Figura 3.7) pode ser associada à presença de vórtices oriundos da região da CBM e do *Zapiola Rise* [Saraceno *et al.*, 2004]. Para CM o desvio padrão estimado é relativamente baixo comparado a sua velocidade média.

Na CB, a variabilidade da sua extremidade sul é mais heterogênea e valores mais altos ( $30 \text{ cm s}^{-1}$ ) são encontrados depois da sua separação da quebra da plataforma continental (ver Figura 3.7). Alta variabilidade também é observada na quebra da plataforma continental e talude entre  $23^{\circ}\text{S}$ - $30^{\circ}\text{S}$  e  $50^{\circ}\text{W}$ - $40^{\circ}\text{W}$ , onde frequentemente vórtices da CB foram noticiados [e.g. Campos *et al.* 2000]. Dentro do domínio da CB, o desvio padrão da velocidade superficial é também alto quando comparado com a magnitude da velocidade do escoamento médio, assim sugerindo que o campo turbulento de meso-escala desempenha papel importante sobre a sua dinâmica ao longo do seu caminho.

### 3.3.3 O campo de velocidade e sua variabilidade: Ênfase na Corrente do Brasil

Um dos objetivos específicos deste estudo é se beneficiar do incremento significativo do banco de dados de derivadores superficiais para aumentar entendimento de padrões de circulação e energética da CB.

Na Tabela 3-1 tem-se as estimativas das variáveis mediadas nas radiais transversalmente ao caminho da CB, o qual é tipicamente paralelo à costa brasileira (as radiais estão representadas em vermelho, na Figura 3.8). A Tabela 3-1 em conjunto com a Figura 3.8, permite fazer uma descrição bastante acurada tanto quantitativa como qualitativa da CB. Portanto, nesta seção descreve-se pontualmente (latitude e longitude) a estatística básica da CB ao longo do seu eixo principal, o qual é visualizado através da Figura 3.9.

Na borda norte do domínio tem-se a primeira radial a 10.25°S-35.75°W, a qual não expressa a estrutura do jato da CB, pois os vetores estão orientados para norte e, portanto, nenhum vetor ainda descreve o caminho da mesma nessa localização para sul, como observado na Figura 3.8 sobre a radial I. Nesta latitude observa-se a origem da Corrente Norte do Brasil (CNB) com velocidade de 18,14 cm s<sup>-1</sup> e desvio padrão (std) de ± 22,42 cm s<sup>-1</sup>, observa-se então uma CNB, bastante variável nessa latitude. Na superfície, o escoamento da Corrente do Brasil é definido ao sul da bifurcação da Corrente Sul Equatorial próximo a 15°S (ver Figura 3.8 e 3.9).

Na segunda radial, a 15.25°S-37.75°W, captura-se a estrutura da CB mais definida, com velocidade média resultante ( $V_r$ )  $V_{r2}=13,83$  cm s<sup>-1</sup>. Na componente paralela à costa ( $v_r$ ), temos  $v_{r2}=-8$  cm s<sup>-1</sup> (velocidades negativas para as componentes  $u$  e  $v$

indicam sentido oeste e sul, respectivamente, e positivas sentidos opostos), para essas velocidades têm-se alto std associado de  $\pm 10,63$  e  $\pm 19,10 \text{ cm s}^{-1}$  (Figura 3.7 e Tabela 3-1).

A alta variabilidade da componente paralela à costa na radial II sugere que a CB pode reverter seu jato e escoar em direção norte nesta latitude, fato provável devido a sua proximidade com a bifurcação da Corrente Sul Equatorial, a qual no campo médio é aparente a  $15^\circ\text{S}$ .

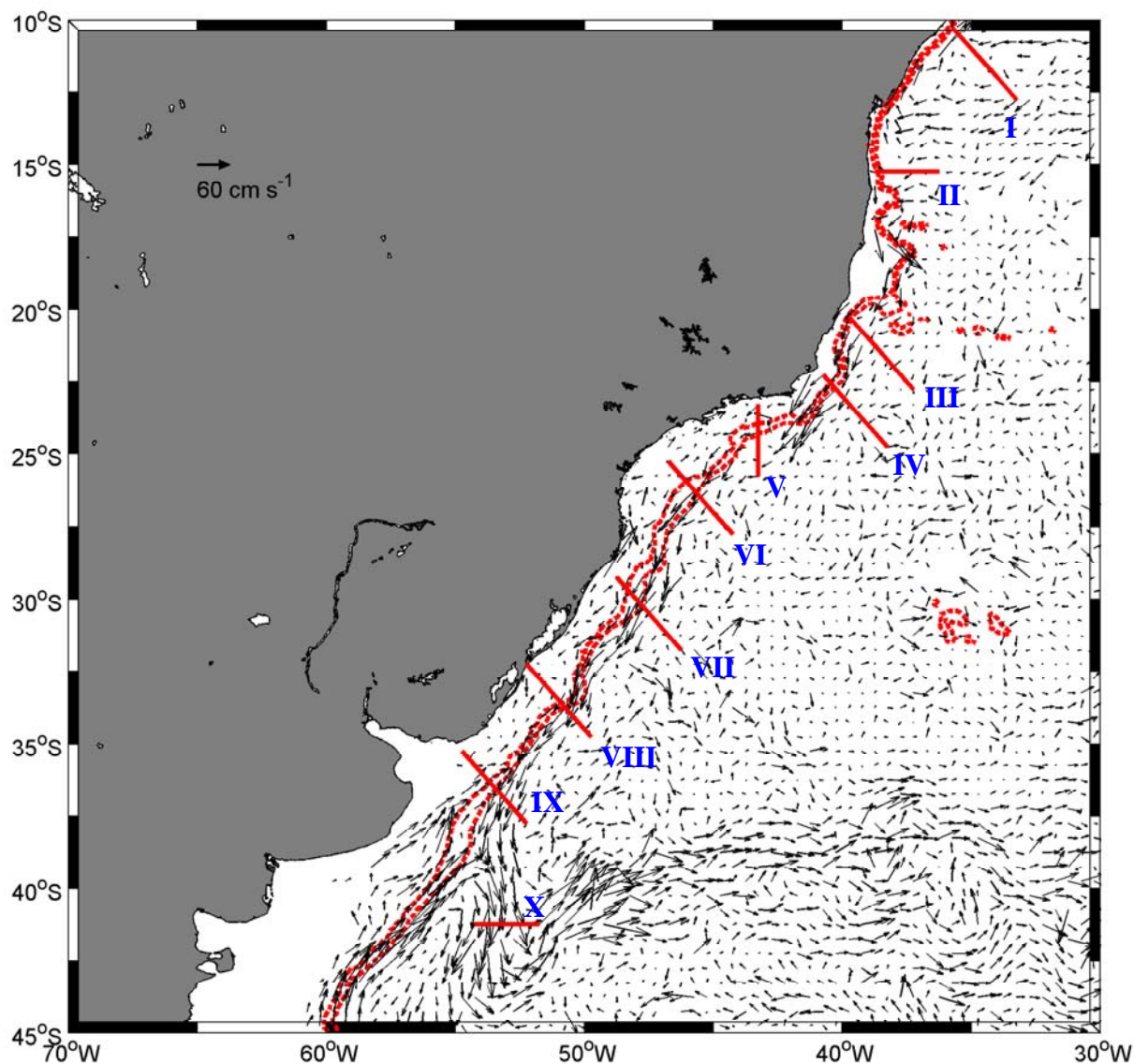


Figura 3.8: Campo de velocidade médio superficial para detalhamento da Corrente do Brasil derivado da grade de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em vermelho.

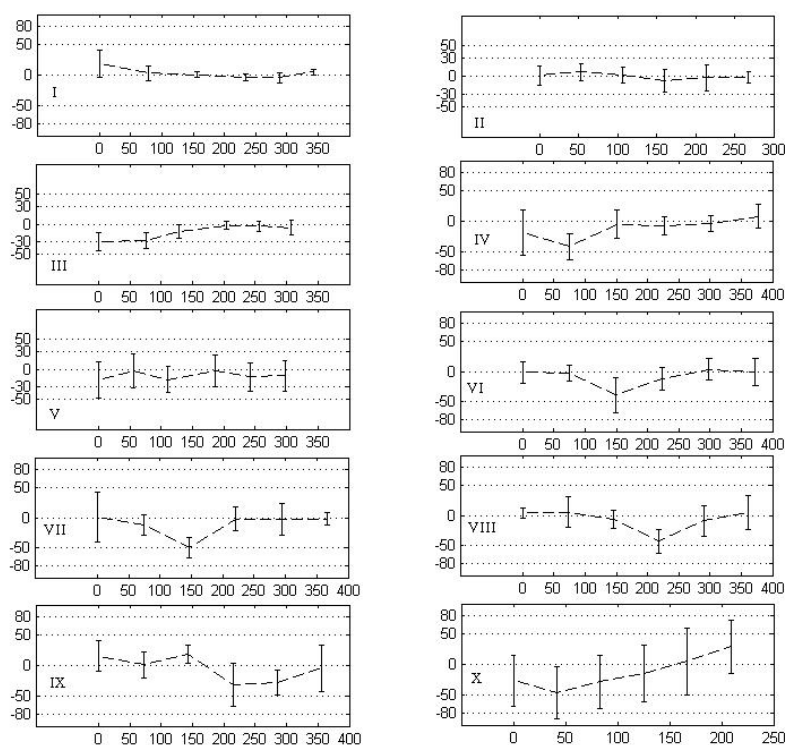


Figura 3.9: Distribuição ao longo do caminho da CB, da componente de velocidade média paralela a linha de costa brasileira extraída das radiais I até X, expressa em  $\text{cm s}^{-1}$ . O eixo horizontal representa a distância em quilômetros entre as posições com os dados das velocidades. As barras verticais representam o desvio padrão das medidas.

Tabela 3-1: Radiais, latitude e longitude das posições do eixo principal da CB sobre as radiais, velocidade média resultante (V. Resul  $\pm$  erro padrão da média), desvio padrão (Std), velocidade média paralela ao caminho da CB (Comp. V) e  $\pm$  erro padrão da média, distância da CB à isóbata de 200 m e número de dados independentes por célula.

Radial	Lat. °S	Long. °W	V. Resul ( $\text{cms}^{-1}$ )	Std ( $\text{cms}^{-1}$ )	Comp. V ( $\text{cms}^{-1}$ )	Std V ( $\text{cms}^{-1}$ )	Dist. isóbata 200m (km)	Nº de dados independentes
I	10,25	35,75	21,32 $\pm 3,2$	13,74	18,14 $\pm 5,2$	22,42	20	18
II	15,25	37,25	13,83 $\pm 1,2$	10,63	-8,0 $\pm 2,2$	19,10	149	69
III	20,25	39,75	29,45 $\pm 2,3$	13,74	-29,14 $\pm 2,6$	15,51	9	34
IV	22,75	40,25	45,48 $\pm 2,9$	18,98	-41,80 $\pm 3,2$	20,94	47	42
V	24,25	43,25	17,32 $\pm 2,1$	15,33	-17,12 $\pm 3,1$	21,92	40	50
VI	26,25	45,75	39,42 $\pm 2,7$	25,85	-39,36 $\pm 3,0$	29,28	43	90
VII	30,25	47,75	51,28 $\pm 2,3$	16,0	-50,13 $\pm 2,3$	16,47	67	48
VIII	33,75	50,75	43,24 $\pm 2,2$	17,87	-43,23 $\pm 7,9$	19,15	26	63
IX	36,75	53,25	32,33 $\pm 2,8$	24,12	-32,15 $\pm 4,2$	35,94	68	72
X	41,25	53,75	47,25 $\pm 3,6$	36,40	-46,92 $\pm 4,3$	43,91	377	101

Na terceira radial, a 20.25°S-39.75°W, obtém-se a estrutura da CB com maior uniformidade entre as isóbatas de 200 e 1000 m (ver Figuras 3.8 e 3.9), muito semelhante ao que encontraram Peterson e Stramma [1991]. Estima-se a velocidade média resultante, nesta radial, de  $V_{r3}=29,45 \text{ cm s}^{-1}$  e neste momento já se pode identificar a dominância da componente paralela a costa sobre o jato da CB, atingindo  $v_{r3}=-29,14 \text{ cm s}^{-1}$ .

Para a quarta radial 22.75°S-40.25°W, tem-se um aumento da velocidade para a componente média paralela à costa  $v_{r4}=-41,80 \text{ cm s}^{-1}$  e velocidade média resultante em relação a radial anterior, como mostra a Tabela 3-1.

Mais ao sul, quando a CB entra na *South Brazil Bight* a linha de costa é abruptamente inclinada para oeste, ficando aproximadamente zonal, o que resulta na formação do meandro quase-estacionário de Cabo Frio (~23°S) associado à CB, com isso a mesma passa longe do talude continental (ver detalhes dessa região na ampliação da Figura 3.8) [Calado *et al.* 2006]. Assim sobre essa radial a velocidade paralela à costa de  $-17 \text{ cm s}^{-1}$  com valor do  $\text{std}=\pm 21 \text{ cm s}^{-1}$ , que vem a ser maior do que a própria velocidade (Tabela 3-1).

Na sexta radial, a CB aumenta sua velocidade média paralela à costa  $v_{r6}=-39,36 \text{ cm s}^{-1}$  com desvio padrão de  $\pm 29,28 \text{ cm s}^{-1}$  (Tabela 3-1), demonstrando também alta variabilidade nesta localização.

Segue-se a CB ao longo do seu caminho, e na radial VII (30,25° S) obtém-se valores de  $V_{r7}=51,28 \text{ cm s}^{-1}$  e  $v_{r7}=-50,13 \text{ cm s}^{-1}$ . Nesta radial, encontramos o máximo valor médio desenvolvido pela componente paralela a costa para a CB, antes de sua latitude de separação. Usando dados de fundeios referentes ao WOCE-ACM12, em torno de 30°S, Oliveira [2003] estimou a velocidade média da componente paralela à costa da



BC ao redor de  $-40 \text{ cm s}^{-1}$  a 150m de profundidade, com desvio padrão de  $\pm 30 \text{ cm s}^{-1}$ , estabelecendo alta variabilidade da corrente de contorno oeste, nesta localização. Baseado em dados de correntometria próximo de  $30^\circ\text{S}$ , Müller *et al.* [1998] estimaram a velocidade meridional média em torno de  $-30 \text{ cm s}^{-1}$  a 120 m de profundidade, com desvio padrão de  $\pm 22 \text{ cm s}^{-1}$ , confirmando alta variabilidade da corrente de contorno oeste nesta localização. Os presentes resultados baseados em dados lagrangeanos mostram valores similares na mesma. Em outros locais longe do talude continental, por exemplo, nas bacias profundas do domínio os valores da variabilidade são geralmente baixos ( $\leq 15 \text{ cm s}^{-1}$ ).

Sobre a radial IX ( $36.75^\circ\text{S}$ - $53.25^\circ\text{W}$ ) a CB desenvolve uma velocidade média paralela à costa de  $32 \text{ cm s}^{-1}$  com desvio padrão associado de  $\pm 24 \text{ cm s}^{-1}$ . Nesta localização, a corrente ao iniciar sua separação da costa aumenta sua variabilidade.

Acompanha-se o caminho da CB para sul depois da radial IX, onde a mesma torna-se um jato oceânico livre a aproximadamente  $38^\circ\text{S}$ , ver Figura 3.9. Assireu *et al.* [2003] encontrou as posições de  $34.9^\circ\text{S}$  e  $37.9^\circ\text{S}$  para as posições médias de separação da costa para a CB. Os resultados presentes das bóias de deriva superficiais conferem latitude semelhante às deles e também com os resultados de Gordon e Greengrove [1986] e Olson *et al.* [1988].

Pode-se identificar no presente estudo com satisfatória acurácia, o jato da extensão da CB na latitude média de  $41.25^\circ\text{S}$  e  $53.75^\circ\text{W}$ , na ultima radial (ver Figuras 3.8 e 3.9), com velocidade média de  $-46,92 \text{ cm s}^{-1}$ , esta componente domina o jato da extensão da CB (ver Tabela 3-1). Os dois últimos vetores desta radial estão descrevendo a retroflexão da CB. Usando dados de satélites e derivadores para estudar a separação da

CB e CM, Olson *et al.* [1988] observaram o ponto de reversão da CB ocorrendo a 40°S, portanto muito próximo da estimativa com os dados Lagrangeanos no presente estudo.

Por fim, os principais resultados deste Capítulo e desta seção, derivados da estatística dos dados lagrangeanos, resumem-se a:

(1) Durante o período de 1996 a 2003 a densidade de dados de derivadores aumenta consideravelmente. Sobre a região das correntes mais importantes, o número de observações independentes por célula, está acima de 50 dados por célula. Portanto, conclui-se que os dados lagrangeanos na camada superficial capturam com satisfatória acurácia a distribuição espacial da estrutura das principais correntes oceânicas residentes na região de estudo. Os dados das bóias também esboçam bem a magnitude das correntes superficiais, embora não estando no núcleo das mesmas. Assim o montante de dados utilizados nos parece satisfatório (13 anos) para produzir velocidades médias bastante condizentes com a literatura pretérita para a região.

(2) A variabilidade das correntes superficiais na região de estudo, expressada pelo desvio padrão do campo de velocidade, é representativa para as principais estruturas oceanográficas elucidadas pelo campo de velocidade. Como os mais altos valores do desvio padrão são encontrados na CBM, Frente Sub-antártica e CB, essas estruturas representam a mais alta variabilidade dentro do domínio de estudo.

(3) No detalhamento da CB, o campo de velocidade médio da componente paralela à costa, é encontrando variando de 8 cm s<sup>-1</sup>, próximo a sua origem em 15,25°S, 50 cm s<sup>-1</sup> em 30,25°S. Na CB, os níveis da variabilidade são heterogêneos em direção sul e os mais altos valores (std ~30 cm s<sup>-1</sup>) são observados depois da latitude de separação do talude continental. Contudo, os valores do std ao longo do caminho da CB agregam a mesma considerável variabilidade, como a literatura especializada expressa para as

correntes de contorno oeste, comparando com a magnitude da velocidade média paralela à costa, representativa do escoamento da CB.

No Capítulo seguinte dá-se maiores detalhes sobre a energética regional, a fim de elucidar a magnitude da variabilidade de meso-escala para nossa região de interesse.

## **Capítulo IV**

### Energética da circulação superficial do Atlântico Sudoeste a partir de observações lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil

#### 4.1 Introdução

A energia usada nos oceanos está principalmente contida na forma de energia cinética, energia potencial gravitacional disponível e energia interna disponível. Neste capítulo destinamos nossa atenção específica para a energia cinética a partir de dados de bóias de deriva superficial.

Neste capítulo, nas seções que seguem, faz-se uma descrição da energia cinética de larga escala e meso-escala médias, seguindo por uma análise dos tensores de Reynolds ou fluxo de momentum turbulentos. Na seção 4.3.4 analisa-se os fluxos de calor sensível médio e turbulento. Na seção 4.3.5 tem-se o calculo das escalas integrais turbulentas lagrangeanas.e na seção 4.3.6 os coeficientes de difusão turbulenta. O sumário dos principais resultados deste capítulo é apresentado na seqüência na seção 4.3.7.

## 4.2 Metodologia

De acordo com a metodologia descrita no Cap. III, e seguindo a mesma neste Capítulo, pode-se estimar as energias cinéticas associadas ao campo de larga e meso-escala. As grandezas físicas serão decompostas em um campo estacionário e outro não-estacionário. Exemplificando para uma propriedade  $a$  qualquer, podemos defini-la pela expressão  $a = \bar{a} + a'$ , onde  $\bar{a}$  é função somente das coordenadas espaciais  $(x,y,z)$  e  $a'$  é função de  $(x,y,z,t)$ . Pela definição acima,  $a'$  é o campo perturbado ou turbulento associado à meso-escala.

O campo de velocidade pode ser dividido em uma média temporal  $\bar{\mathbf{u}}$  e um desvio sobre a média  $\mathbf{u}'$ , conforme já destacado acima, na forma:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}', \quad \mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}' \quad (28)$$

O produto das perturbações de velocidade é derivado para cada elemento da grade  $b$  como segue:

$$\overline{u'u'_b} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u'_i u'_i \quad \text{e} \quad \overline{v'v'_b} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v'_i v'_i \quad (29)$$

$i$  na célula  $b$   $i$  na célula  $b$

Cálculos de energia são usualmente relativos a correntes alinhadas com a batimetria local, ou para um sistema de coordenadas, o qual fica orientado na direção de máxima variância do escoamento. Contudo, um sistema de coordenadas da corrente, ou seja sem rotação específica para cada radial, produz mais informação sobre a energética e dinâmica interna dos campos de velocidade e temperatura da própria corrente [Rossby 1987; Hall 1991].

Enquanto existe uma recomendação internacional para usar o Sistema Internacional de Unidades (SI), adota-se o Sistema CGS<sup>1</sup> de unidades, para facilitar a direta comparação com trabalhos pretéritos. A presente análise divide a energia cinética total em duas partes: a Energia Cinética Média do escoamento de larga escala (ECM) e Energia Cinética Turbulenta média (ECT). A ECM representa a energia de larga escala, com circulação (quase) estacionária e é diretamente associada com a velocidade média das bóias. A ECT resulta da parte flutuante da velocidade total.

As componentes das perturbações das velocidade no oceano, isto é,  $u'$  e  $v'$  são principalmente devido a vórtices e meandros, se as flutuações de alta frequência como ondas inerciais e marés forem removidas. Assim, como as oscilações de alta frequência foram removidas, as componentes das velocidades turbulentas contêm essencialmente informação proveniente do campo de meso-escala [Schäfer e Krauss, 1995].

A ECM e ECT são calculadas como segue:

$$ECM_b = \frac{1}{2} (\overline{u_b^2} + \overline{v_b^2}) \quad \text{e} \quad ECT_b = \frac{1}{2} (\overline{u'u'_b} + \overline{v'v'_b}) \quad (30)$$

<sup>1</sup> Sistema de unidades: centímetro, grama, segundo

A descrição estatística dada pela variância ou covariância são de limitada utilidade, a menos que nós encontremos uma interpretação física para as grandezas avaliadas. Variâncias, por exemplo,  $\overline{u'u'}$  são associadas à intensidade da turbulência ou energia cinética turbulenta, e covariâncias, por exemplo,  $\overline{u'v'}$  são associadas a medidas do fluxo turbulento ou momentum turbulento [Stull, 1988].

## 4.3 Resultados

### 4.3.1 O campo de energia cinética média: Ênfase na Corrente do Brasil

O campo de energia cinética média por unidade de massa é revelado pela Figura 4.1, para toda a região do domínio de estudo.

De acordo com a Figura 4.1, nota-se que a energia de larga escala é concentrada ao longo das principais correntes residentes no domínio de estudo, com as maiores magnitudes sobre o eixo da Corrente das Malvinas entre 40°S e 50°S, sobre a Frente sub-antártica entre 45°W e 35°W e ao longo da Corrente do Brasil e sua extensão.

A ECM é de magnitude considerável, embora a região da CBM seja conhecida na literatura como tendo forte atividade de meso-escala no Atlântico Sudoeste [McClean *et al.*, 1997].

Como vislumbrado na Figura 4.1, os valores da ECM fora das principais correntes residentes na região de estudo não ultrapassa  $265 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  pelos cálculos da mesma oriundos dos dados lagrangeanos.

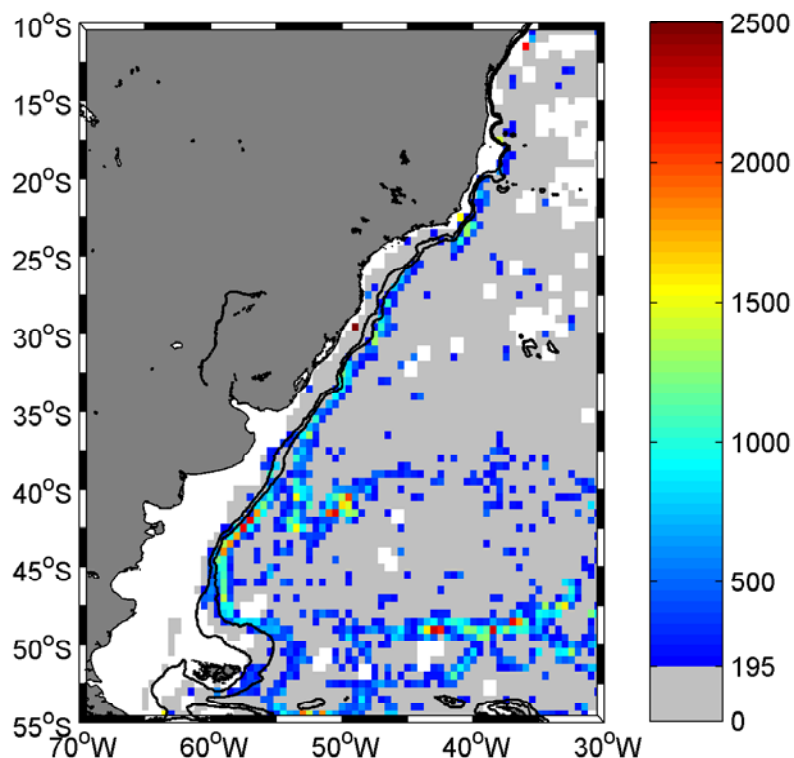


Figura 4.1: Campo de energia cinética média associada ao campo de larga escala por unidade de massa, onde a unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.

A partir de agora se dará específica atenção a CB no que concerne a ECM sobre as radiais já mostradas no Cap. III na Figura 3.8. A Tabela 4.-1 compila as magnitudes da ECM ao longo do eixo principal da CB, e está localizada no final da seção 4.3.2, página 72. Próximo da origem estima-se que a CB tem próximo de  $100 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$  na radial II. Seguindo-a na radial III tem-se uma  $\text{ECM}=433,78 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ , com isso pode-se vislumbrar que a energia cinética média aumenta sua magnitude em superfície, nesta localização

Sobre a radial IV a CB abarca uma  $\text{ECM}=1034 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ , valor este que será o segundo mais alto ao longo do seu caminho antes de separar-se da costa, sobre as radiais.

Sobre o jato principal da CB na radial V, a ECM manifesta sua menor magnitude associada às radiais, sendo de  $147,87 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ , localização esta onde foram noticiados vórtices ciclônicos de aproximadamente 40 km de diâmetro e são relacionados a efeitos combinados de instabilidade baroclínica da CB e aumento local do ângulo do fundo da



quebra da plataforma continental próximo a 23°S [Assireu *et al.*, 2003]. Todavia, esses processos de instabilidade do campo médio, serão nos próximos capítulos investigados sob a ótica da dominância dos mesmos, através dos cálculos das taxas de conversões barotrópica e baroclínica.

Da mesma maneira, a ECM atinge seu máximo valor de  $1314 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$  no eixo principal da CB, na radial VII, onde foi esboçada sua máxima velocidade associada a esta radial antes de separar-se da costa, no Cap. III.

A extensão da Corrente do Brasil (radial X) tem uma ECM de alta magnitude ( $\text{ECM} = 1116 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ) associado obviamente, a um substancial aumento no campo de velocidade média resultante, comparando com a radial anterior.

Baseado em dados de deriva de navios mercantes sobre o oceano global Wyrki *et al.* [1976] encontraram valores máximos maiores que  $1000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  sobre a Corrente do Golfo.

Usando dados de derivadores superficiais a 5 e 30 m de profundidade sob uma grade de  $5^\circ \times 5^\circ$ , Patterson [1985] estimou a ECM com valores menores do que  $50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  no núcleo da CB. Esses baixos valores da ECM estimados são provavelmente associados à baixa resolução espacial no estudo de Patterson.

Stevenson e Souza [1994] estimaram a ECM para a CB, com o uso de bóias de deriva, valores variando entre  $114\text{-}171 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ , próximos aos  $200 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$  encontrados por Piola *et al.* [1987] com dados similares para a CB. Entretanto, os valores de ECM encontrados por estes trabalhos são menores do que os apresentados aqui. Possivelmente essas diferenças, são decorrentes das resoluções espaciais usadas por os outros trabalhos e este.

De acordo com a Tabela 4.-1 pôde-se avaliar a variação da energia cinética média do campo de larga escala para a Corrente do Brasil ao longo do seu caminho em direção às altas latitudes. Assim, pode-se concluir que seu campo de ECM não sofre aumento constante em função das possíveis conversões de energias entre o campo médio e turbulento de meso-escala ao longo do seu caminho. Estas conversões são presentes principalmente nas correntes de contorno oeste devido ao fato de os escoamentos geofísicos serem de natureza instáveis [Gill, 1982].

#### 4.3.2. O campo de energia cinética turbulenta

A energia cinética turbulenta, por unidade de massa, é associada ao campo de velocidade turbulento de meso-escala (ou perturbado) do escoamento, a qual é mostrada na Figura 4.2 para toda a região do domínio de estudo.

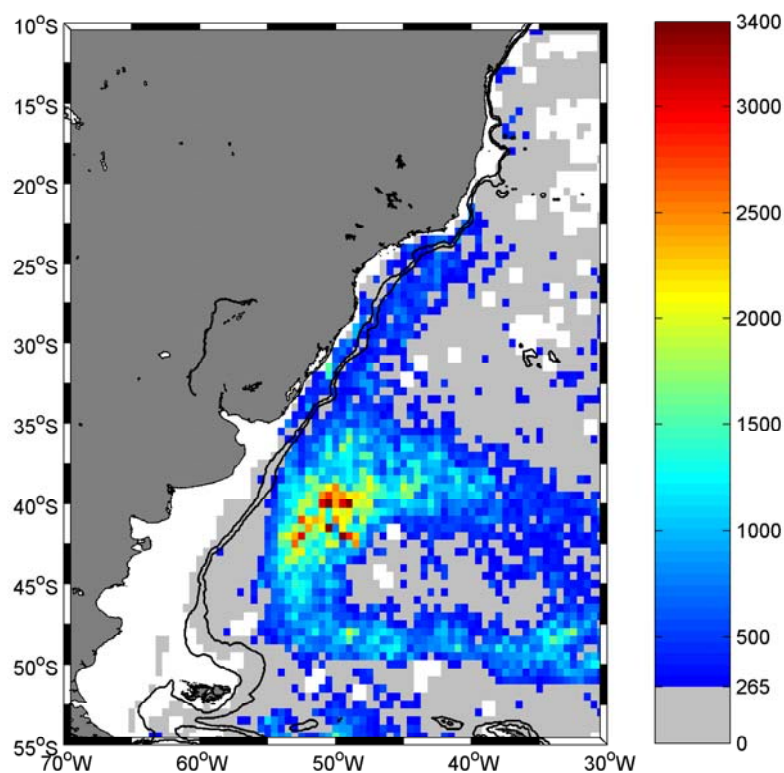


Figura 4.2: Campo de energia cinética turbulenta média ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ) por unidade de massa. Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.

O campo de energia cinética turbulenta de meso-escala da CM (Figura 4.2) mostra valores abaixo de  $265 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , portanto, o mais baixo no que concerne as principais correntes abarcadas pelo domínio de estudo. Este resultado corrobora com valores pretéritos estimados por outros autores para essa corrente.

A região da CBM detém os maiores valores da ECT no domínio de estudo, variando de 1500 até  $3400 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , confirmando a mesma como uma das regiões oceânicas de mais alta energia associada à variabilidade meso-escala [Chelton *et al.*, 1990; McClean *et al.*, 1997].

Saraceno *et al.* [2004] sugerem que a *Zapiola Rise* possui modesta energia cinética turbulenta. Estimam-se no presente trabalho também baixos valores para a posição central da *Zapiola Rise* (ECT=  $153 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ), assim como também baixa energia cinética desenvolvida pelo campo médio de escoamento (ECM=  $54 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ).

Para a estimativa do campo de energia cinética turbulenta da região de estudo é creditada boa acurácia através do presente estudo, em função da robusta base de dados lagrangeanos que se trabalha.

De acordo com a Tabela 4.-1 pode-se observar que nas radiais I e II, a ECT tem maior magnitude do que a ECM (ECM/ECT<1), atribuindo atividade turbulenta de meso-escala alta nessa região, possivelmente devido à divergência da Corrente Sul Equatorial que marca a origem da CB.

Nas radiais III e IV, a ECT aumenta em relação às radiais anteriores, porém mantém-se menor que a ECM, atribuindo a CB menor variabilidade de meso-escala nessa região.

Na radial V, sob o eixo principal da CB a ECT é de  $359 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , assim maior que a ECM de  $147 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , estes resultados corroboram com a existência de estruturas de

meso-escala, citadas pelos últimos autores Assireu *et al.* [2003]. Esses autores identificaram vórtices ciclônicos com diâmetros médios de 40 km, e eles sugerem a sua existência a efeitos combinados de instabilidade baroclínica da CB e presença de intenso gradiente topográfico.

Sobre as posições das radiais VI, VII e VIII a razão entre as energias se mantém maior do que um, ou seja a ECM é maior do que a ECT.

Todavia na radial IX, onde a CB inicia a deflexão do seu jato para afastar-se da costa, a magnitude da ECT é de  $838,6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  superando a ECM ( $522 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ). Portanto, nesta região a variabilidade de meso-escala é forte.

Sobre a ultima radial, onde se encontra a corrente de retorno da CB, nas duas últimas posições (ou células) sobre essa radial, tem-se uma ECT de  $1739 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  consideravelmente maior que a ECM de  $746,56 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , isto caracteriza esta região com forte atividade turbulenta de meso-escala e possivelmente agrega intensa interação energética do campo médio e turbulento do escoamento.

Os valores obtidos para a ECT da CB refletem a possibilidade de termos uma grande faixa de variação dessa variável para o eixo principal da CB.

Diante do panorama espacial e quantitativo da ECT, referente à CB, podemos traçar alguns paralelos com outras corrente de contorno oeste e com outros trabalhos que estudaram a CB.

Assireu *et al.* [2003] com o uso de derivadores superficiais encontraram valores de ECT estimados por semestre entre os anos de 1993-94 variando de 340 até  $495 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  para a CB. Esses valores são relativamente baixos comparados com as estimativas do presente trabalho, as diferenças são possivelmente devido a baixa densidade de dados utilizadas por esses autores.

Pelo uso de um considerável montante de dados Lagrangianos, pertencentes à mesma base de dados lagrangeanos deste estudo, porém focado no Atlântico Norte, Fratantoni [2001] estimou a ECT sobre a Corrente do Golfo, obtendo valores máximos de aproximadamente  $2000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  para o eixo principal dessa corrente.

Todavia, pela estimativa presente está bastante claro que a CB desenvolve valores bem menores do que a Corrente do Golfo referente a ECT.

Boebel *et al.* [2003] combinaram trajetórias de flutuadores RAFOS e dados altimétricos da altura superficial do mar, estimando aproximadamente a ECT em  $1000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  ao longo do eixo principal da extensão da Corrente das Agulhas.

Wyrcki *et al.* [1976] sobre a distribuição da ECT para a BC, apresentaram valores de 600 a  $800 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ , provavelmente devido à baixa resolução espacial de  $5^\circ \times 5^\circ$  da sua análise esses valores são sobre-estimados. Como sugerido por Richardson [1983], esses valores relativamente altos para a estimativa de ECT podem ser associados com a falta de acurácia na determinação da velocidade derivadas de dados de navio, e com isso elevam os valores de todo o campo de ECT na região em questão.

Em contraste com outros estudos anteriores (por exemplo, Patterson [1985]; Piola *et al.* [1987]), nossa análise revela que sobre a maior parte do eixo principal da CB a ECM é de maior magnitude do que ECT. Possivelmente associada à este estudo prover uma maior resolução espacial, em função do aumento de derivadores na região, portanto, possibilitando uma maior acurácia do campo de meso-escala.

Na sua origem os valores da ECT são relativamente baixos para a CB, o que corrobora com Schäfer e Krauss [1995]. Segundo esses autores a ECT da Corrente do Brasil entre  $7^\circ\text{S}$  e  $20^\circ\text{S}$  possui valores baixos.

Por fim pode-se dizer que os valores da ECT na CB variam entre 131 a 838  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ , associando a mesma importante função dinâmica na bacia oceânica em que reside. Porém fica bastante explícito que as outras correntes de contorno oeste detêm valores um pouco mais elevados para a ECT do que a CB, assim atribuindo maior magnitude da atividade de meso-escala um pouco mais elevada as outras correntes de contorno oeste.

Tabela 4.-1: Energia cinética do campo de escoamento médio (ECM), energia do campo turbulento de meso-escala média (ECT), e razão entre as duas últimas, para as radiais sobre o eixo principal da CB apresentadas no Cap. III.

Radial	Lat. °S	Long. °W	ECM ( $\text{cm}^2\text{s}^2$ )	ECT ( $\text{cm}^2\text{s}^2$ )	ECM/ECT
I	10,25	35,75	227,43	284,21	0,8
II	15,25	37,25	95,60	262,0	0,36
III	20,25	39,75	433,78	131,62	3,2
IV	22,75	40,25	1034,0	354,00	2,92
V	24,25	43,25	147,87	359,73	0,41
VI	26,25	45,75	776,0	612,93	1,27
VII	30,25	47,75	1314,0	282,09	4,6
VIII	33,75	50,75	934,91	265,00	3,5
IX	36,75	53,25	522,71	838,62	0,62
X	41,25	53,75	1116,0	1400,0	0,8

#### 4.3.3 Fluxos de momentum turbulentos (ou Tensores de Reynolds por unidade de massa)

Os fluxos de momentum turbulentos (ou tensores de Reynolds), desenvolvidos pelo campo de meso-escala, são importantes no processo de balanço energético das correntes

oceânicas. Pois no contexto, do balanço de energia cinética turbulenta são associados a uma taxa de transferência de momentum médio exercida pelas flutuações turbulentas de meso-escala. Assim, nesta seção faz-se uma estimativa da sua magnitude e possível anisotropia das suas componentes médias no tempo.

Portanto, da análise da Figura 4.3(A) e (B), que esboça os fluxos de momentum turbulentos para toda região de estudo, pode-se extrair as seguintes informações: as distribuições de ambos os fluxos de momentum turbulentos  $\overline{v'v'}$  e  $\overline{u'u'}$  são bastante equivalentes na magnitude para as regiões da CBM, CM, Corrente do Atlântico Sul e Frente sub-antártica, porém para a CB a configuração da magnitude dos dois fluxos é diferente.

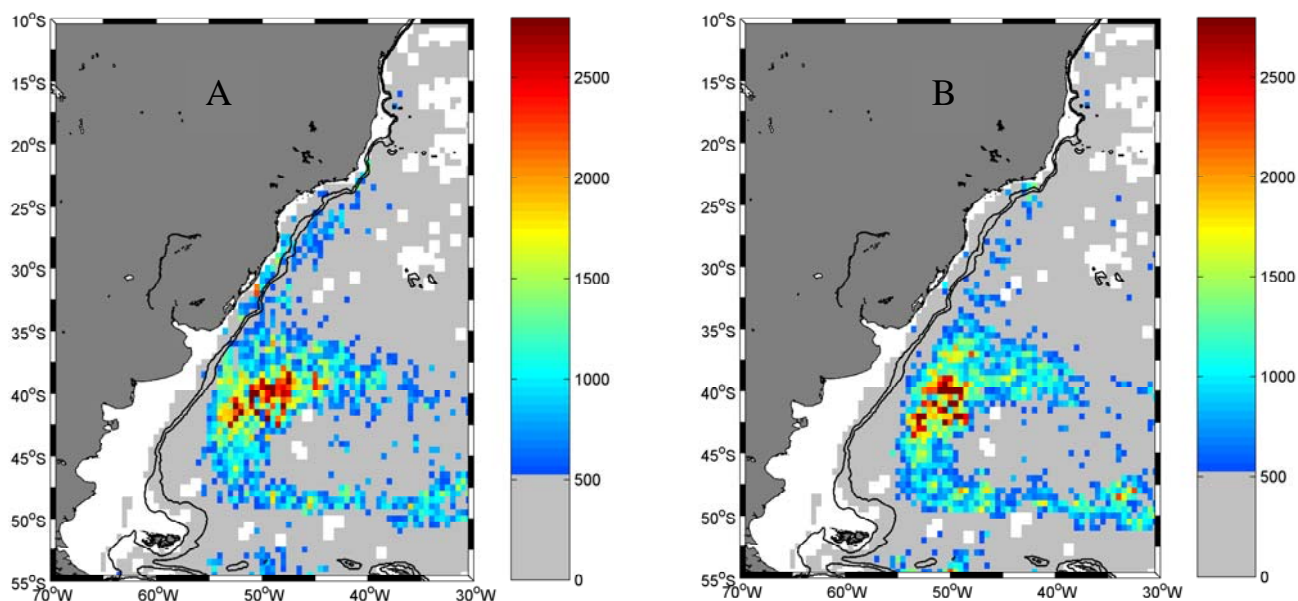


Figura 4.3: (A) Distribuição horizontal do fluxo de momentum turbulento  $\overline{v'v'}$  em  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ; (B) distribuição horizontal do fluxo de momentum turbulento  $\overline{u'u'}$  em  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em preto.

O termo  $\overline{v'v'}$  na CB pode atingir valores de até  $1000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  para o seu eixo principal, em contrapartida  $\overline{u'u'}$  é menor do que  $500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  para o eixo principal da mesma, o que mostra um fluxo anisotrópico nessa região [Morrow *et al.*, 1994]. Um

escoamento anisotrópico é representado por uma elipse de variância alongada, com a direção principal da variância de velocidade alinhada ao maior eixo da elipse.

A orientação das elipses depende do termo de covariância  $\overline{u'v'}$  [Wilkin e Morrow, 1994]. Assim para análise da anisotropia dos fluxos de momentum turbulentos, calculam-se as elipses de variância na Figura 4.4.

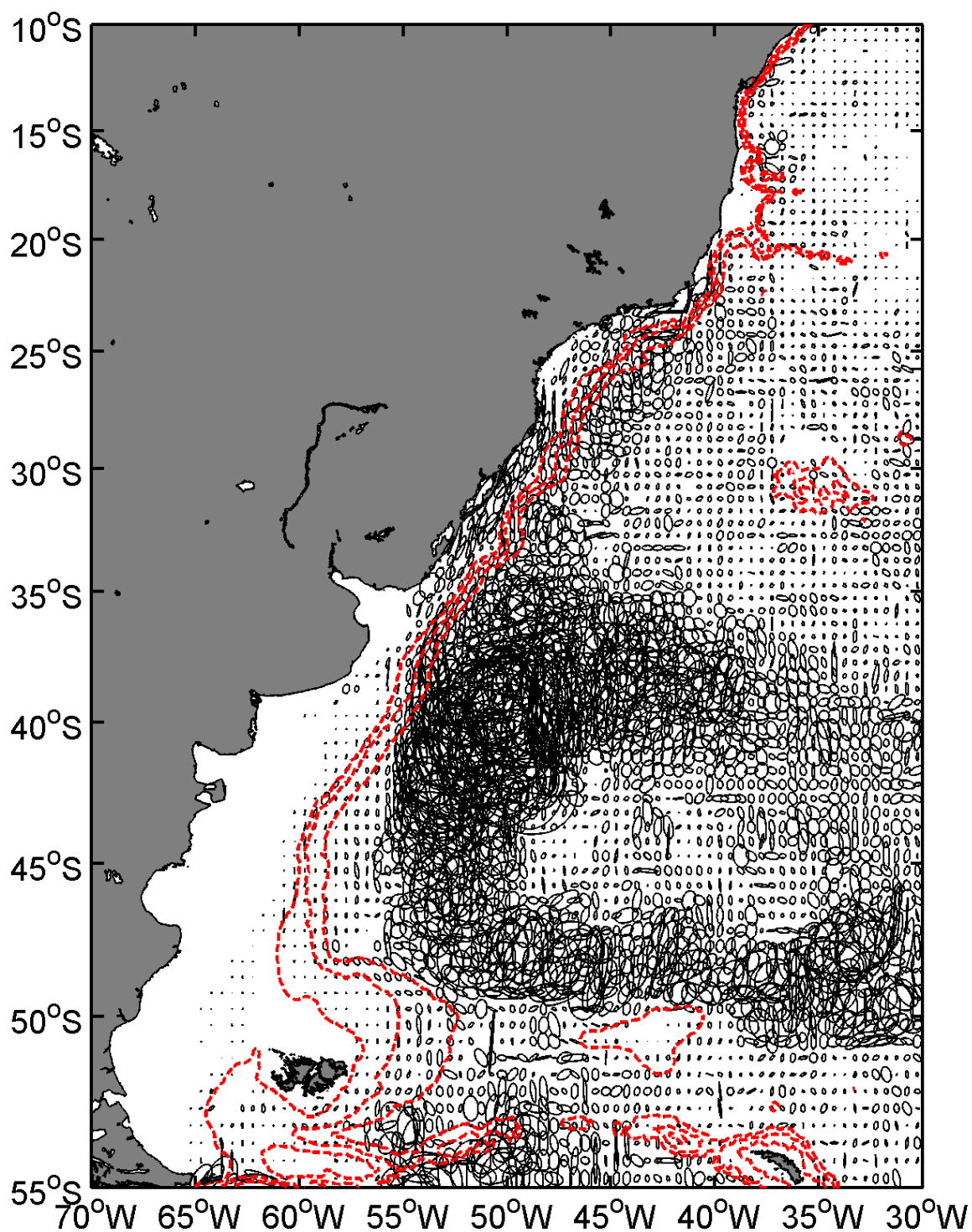


Figura 4.4: Elipses de variância para a região de estudo. As linhas vermelhas pontilhadas representam as isóbatas de 200, 1000 e 2000m.



Uma possível interpretação da anisotropia do campo turbulento, é que ele “recorda-se” da direção do escoamento do campo médio da corrente em questão e orienta-se nessa direção. Portanto, elipses com o maior eixo orientado no quadrante nordeste tem um  $\overline{u'v'}$  positivo; as que são orientadas no quadrante sudeste tem  $\overline{u'v'}$  negativo, e para as radiais escolhidas  $\overline{u'v'}$  é positivo para a maior parte das mesmas.

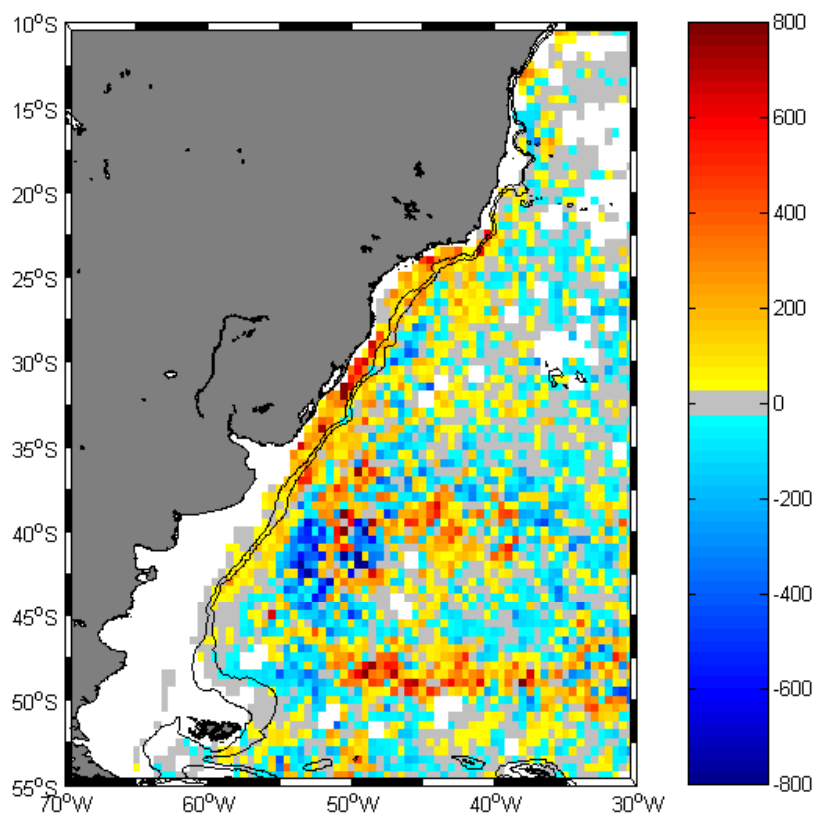


Figura 4.5: Distribuição horizontal do fluxo de momento  $\overline{u'v'}$ , para a região de estudo. Os valores estão em  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ . As linhas em preto representam o mesmo que na Fig. 4.3.

A Figura 4.5, esboça valores próximos de zero para várias células no domínio de estudo, exceto para a CB, CBM, Frente Subantártica e Corrente do Atlântico Sul.

Do mesmo modo que estima-se as variâncias e covariâncias das velocidades, calculou-se a variância da temperatura, que é expressa para o domínio de estudo na Figura 4.6.

Pode-se identificar alguns máximos de  $\overline{T'^2}$  na Figura 4.6, como segue: próximo de  $20\text{ C}^{\circ 2}$  na CBM precisamente a  $40^{\circ}\text{S}-53.75^{\circ}\text{W}$ ; na região da Corrente do Atlântico Sul ( $-39^{\circ}\text{S} - 43.12^{\circ}\text{W}$ ) e na Frente Sub-antártica associada a Corrente Circumpolar Antártica valores de aproximadamente  $15\text{ C}^{\circ 2}$ .

Altos valores da variância de temperatura que coincidam com fortes gradientes laterais da velocidade paralela a corrente, podem refletir o meandramento (ou atividade turbulenta) no caminho de uma corrente segundo Rossby [1987].

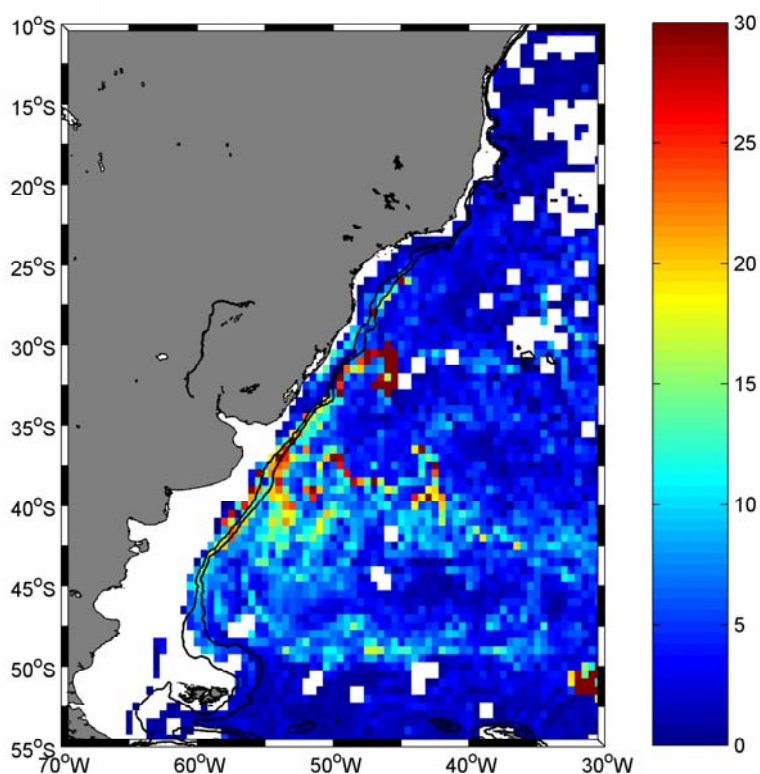


Figura 4.6: Distribuição média de  $\overline{T'^2}$ , exibido para a região de estudo, a unidade de medida é  $\text{C}^{\circ 2}$ . As linhas contínuas em preto referem-se às isóbatas de 200 e 1000 m.

Portanto, no intuito de observar a possibilidade de identificar o que Rossby [1987] declara e mostra em seu trabalho sobre a energética da Corrente do Golfo, estima-se o cisalhamento da componente  $\bar{v}$  na direção zonal, isto é,  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$  expresso na Figura 4.7.

Pela referida figura, tem-se máximos positivos (anticiclônico) e negativos (ciclônico) de  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$  ao longo do eixo principal da CB. Analisando os mapas (Figs. 4.6 e 4.7), esses máximos coincidem quase que em totalidade, com os máximos de  $\overline{T'^2}$ , portanto, podem refletir as estruturas de meso-escala ao longo do caminho da CB [e.g. Signorini, 1978; Miranda e Castro, 1979; Silveira *et al.*, 2008].

Para o restante da região de estudo, os máximos coincidentes da variância de temperatura e cisalhamento lateral recaem sobre a CBM; corrente de retorno da CB e origem da Corrente do Atlântico Sul, regiões estas esperadas desenvolverem alta atividade de meso-escala [Saraceno *et al.*, 2004].

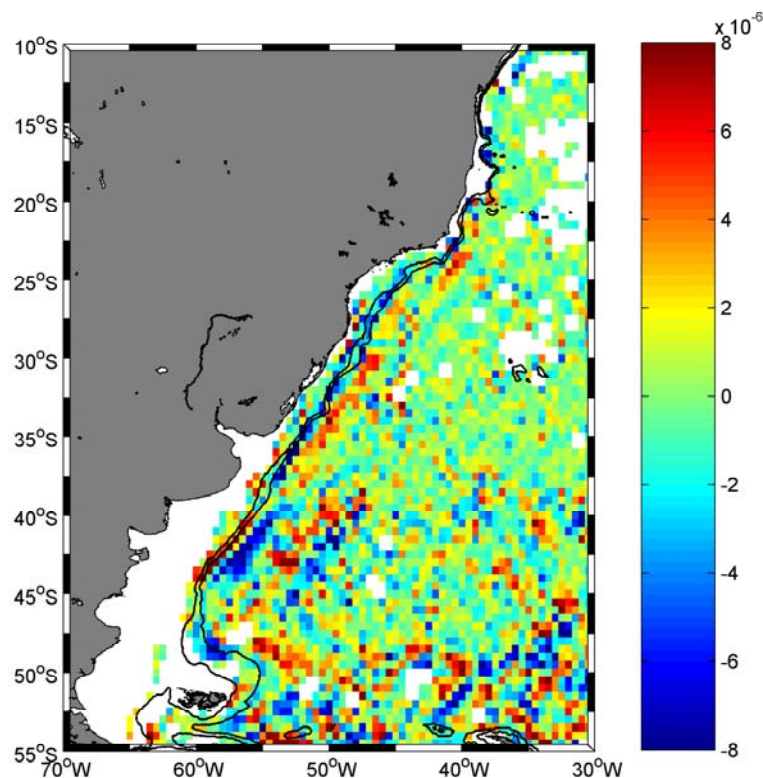


Figura 4.7: Distribuição do cisalhamento lateral  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ , para a região de estudo. Os valores estão em  $s^{-1}$ .

Neste momento revela-se a contribuição dos fluxos de momentum para a região da CB. Nesse sentido a Tabela 4-2 (na pág 79) mostra os dados referentes aos fluxos de momentum para as radiais obtidas transversalmente a CB. A mesma mostra também a temperatura média (a temperatura e sua variância estimadas do mesmo modo que as velocidades médias com a metodologia descrita no Cap. III) e sua variância. A apresentação da Tabela 4-2 formula-se no sentido de discutir a magnitude e dominância nos termos de fluxos de momentum turbulentos sobre a CB.

A variância da velocidade ou fluxo de momentum turbulento por unidade de massa é dominada pelo sistema de referencia paralelo a corrente, portanto, o termo  $\overline{v'v'}$  domina a CB ao longo do seu eixo em praticamente todas as radiais (ver Tabela 4-2). Somente na radial V o termo  $\overline{u'u'}$  é maior que  $\overline{v'v'}$ .

O valor máximo do termo dominante é  $\overline{v'v'}=1852 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  para a última radial onde se tem a estrutura da extensão da CB. No eixo principal da CB antes da sua separação da costa, tem-se um valor de pico de  $1117 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Nota-se um aumento de  $\overline{v'v'}$  ao longo do seu caminho para sul, porém observam-se oscilações na magnitude dessa componente, possivelmente associadas à atividade turbulenta de meso-escla da CB ao longo do seu eixo principal.

O fluxo de momentum  $\overline{u'v'}$  é em geral de magnitude menor que o termo de fluxo de momentum dominante que é  $\overline{v'v'}$  para a CB. Porém esse termo  $\overline{u'v'}$  é importante dinamicamente, pois causa tensões de cisalhamento sobre o escoamento médio da CB [Hall, 1986].

Tabela 4-2: Fluxos de momentum turbulentos ( $\overline{u'u'}$ ,  $\overline{v'v'}$ ,  $\overline{u'v'}$ ), temperatura média  $\overline{T}$ , variância de temperatura  $\overline{T'T'}$ , sobre as radiais perpendiculares a CB já determinadas no Cap. III.

Radial	$\overline{u'u'}$ cm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>	$\overline{v'v'}$ cm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>	$\overline{u'v'}$ cm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>	$\overline{T}$ C°	$\overline{T'T'}$ C° <sup>2</sup>
I	426	141	235	27,4	1,74
II	167	359	-116	27,2	2,12
III	31	231	23	24,7	0,81
IV	362	584	299	25,3	3,81
V	415	304	126	23,9	2,5
VI	507	718	228	23,6	12,3
VII	173	390	-54	22,2	37,3
VIII	192	337	80	21,5	13,4
IX	599	1117	505	18,6	18,5
X	947	1852	-590	14,6	14,9

#### 4.3.4 Fluxos de calor sensível médio e turbulento

Um dos principais caminhos pelo qual o oceano e a atmosfera estão acoplados é através da transferência de calor pela interface ar-mar. As correntes de contorno oeste do Hemisfério Norte são consideradas importantes para processos de mudanças climáticas, sazonais e interdecadais, devido ao seu grande transporte de calor meridional. O fluxo de calor em direção aos pólos no oceano é tão importante quanto o fluxo de calor para os pólos na atmosfera [Keith, 1995; Bryden e Imawaki, 2001]. Em

bacias oceânicas fechadas, as correntes de contorno oeste proporcionam uma via para transporte de calor meridionalmente. Todavia, o Oceano Sul não contém contorno continental (ao sul de 55°S) e a quase-zonal Corrente Circumpolar Antártica (CCA) atua como uma barreira para o transporte de calor perpendicular a mesma. Por não existir via de acesso direta para o transporte de calor desenvolvido pelo escoamento médio perpendicular a CCA, os vórtices são considerados serem responsáveis pelo transporte de calor em direção ao pólo no Oceano Sul, segundo deSzoek e Levine [1981].

Infelizmente, o transporte de calor turbulento é uma das mais pobres quantidades observadas no oceano segundo Jayne e Marotzke [2002]. Wunsch [1999] compilou uma coleção de dados de medidas diretas na intenção de estimar a magnitude do fluxo de calor no oceano. Em geral, ele encontrou que o fluxo de calor turbulento é significativo nas correntes de contorno oeste dos oceanos Pacífico e Atlântico e muito pequeno no interior dos grandes giros oceânicos.

O fluxo de calor desenvolvido pelos campos médios e turbulentos das correntes na região de estudo, são estimados com os dados lagrangeanos, portanto, pelo método direto [Gille, 2003].

O fluxo de calor horizontal desenvolvido pelo campo geostrófico de escoamento, adotando o método direto [Bryden, 1979], no oceano pode ser representado como:

$$Q_{med} = \rho C_p \overline{\mathbf{u}T} \quad (31)$$

Onde  $Q_{med}$  é calculado de acordo com a metodologia descrita na seção 3.2, para células de 0,5° x 0,5° na região de interesse. O vetor velocidade na equação (31) representa a soma vetorial das componentes ( $\bar{u} + \bar{v}$ ). Ao mesmo tempo calculam-se os fluxos por componente, como será mostrado a seguir. Na eq. (31)  $\rho$  é a densidade da

água do oceano representativa para a região de estudo igual a  $1027 \text{ kg m}^{-3}$ , e  $C_p$  é o calor específico à pressão constante  $\approx 4000 \text{ J kg}^{-1} \text{ C}^{-1}$ . Portanto, o fluxo de calor é dado em  $[\text{Watts m}^{-2}]$ , nesse caso as velocidades estão em  $[\text{m s}^{-1}]$ .

O fluxo de calor transportado pelo campo médio (ou geostrófico) da componente meridional representado na Figura 4.8, esboça maior magnitude no sentido dos eixos da Corrente do Brasil e Malvinas, porém com maior valor para CB. Desde que a última transporta águas tropicais com maior potencial térmico, sendo de fundamental importância para o balanço de calor entre as baixas e altas latitudes.

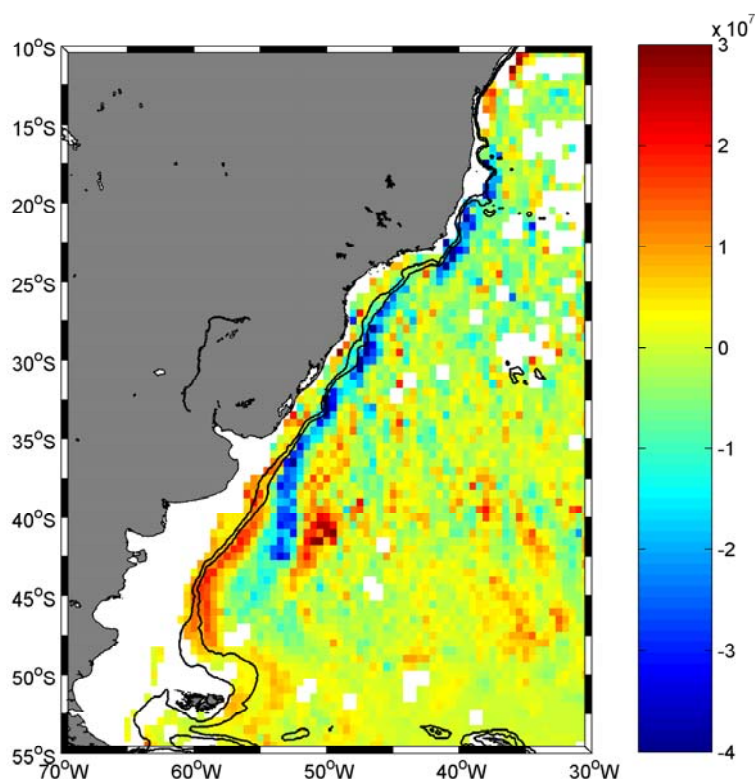


Figura 4.8: Fluxo de calor sensível médio desenvolvido pela componente meridional do campo médio de escoamento, expresso em  $\text{Watts m}^{-2}$ .

Assim, a CB transporta calor pelo seu campo médio, em direção às altas latitudes com valores máximos atingindo  $-4.10^7 \text{ W m}^{-2}$  e para a CM têm-se valores entre 1 a

$2 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2}$  em direção norte. No interior, ou seja, longe das correntes de contorno os valores do fluxo de calor médio caem consideravelmente.

A componente zonal do escoamento médio, melhor representa a Corrente do Atlântico Sul e CCA com transporte de calor para oeste da ordem de  $2 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2}$  para a primeira e  $1 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2}$  referente à segunda, esboçados na Figura 4.9.

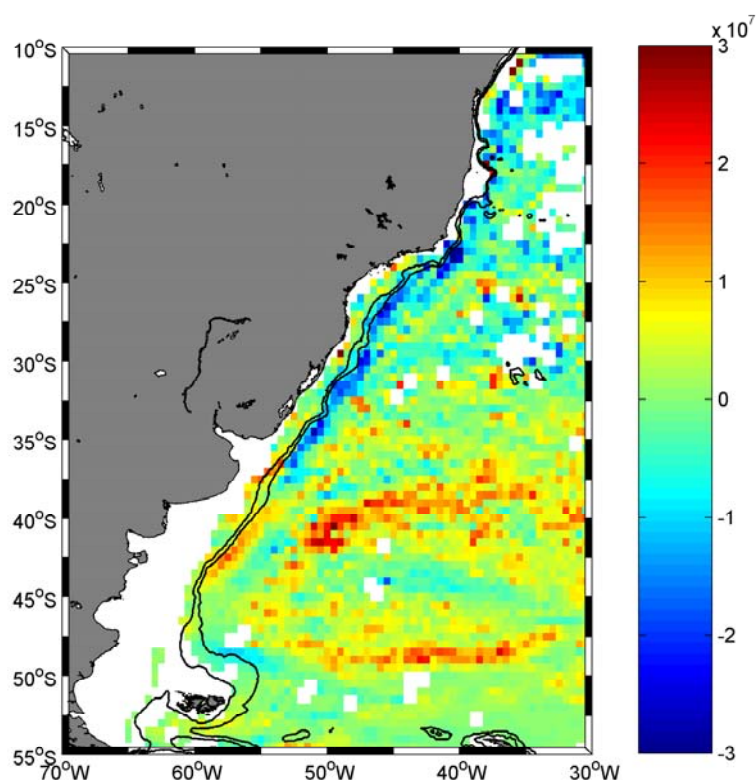


Figura 4.9: Fluxo de calor sensível médio desenvolvido pela componente zonal do campo médio de escoamento, expresso em Watts  $\text{m}^{-2}$ .

Pode-se observar que as estruturas oceanográficas que dominam os escoamentos do Atlântico sudoeste é que regem o sentido e a magnitude do fluxo de calor médio nas direções meridional e zonal.

Na Figura 4.10 está apresentado o fluxo de calor turbulento médio desenvolvido pela componente meridional (a) e zonal (b), associados ao fluxo de calor devido à meso-escala, esboçando valores com sinais (negativos e positivos) bastantes variáveis. Com



máximos sobre a Confluência Brasil-Malvinas e correntes de contorno oeste englobadas pelo domínio de estudo. Observa-se que as estimativas são endereçadas para valores, senão para próximo de zero, pelo menos uma ordem de grandeza menor nas regiões afastadas das principais correntes que determinam a circulação superficial da região. Jayne e Marotzke [2002] encontraram que o transporte de calor turbulento no interior dos giros oceânicos é pequeno, sendo que eles citam a concordância dos seus cálculos com a análise de medidas diretas de corrente de Wunsch [1999] e uma estimativa derivada de argumentos de comprimento de mistura de Stammer [1998].

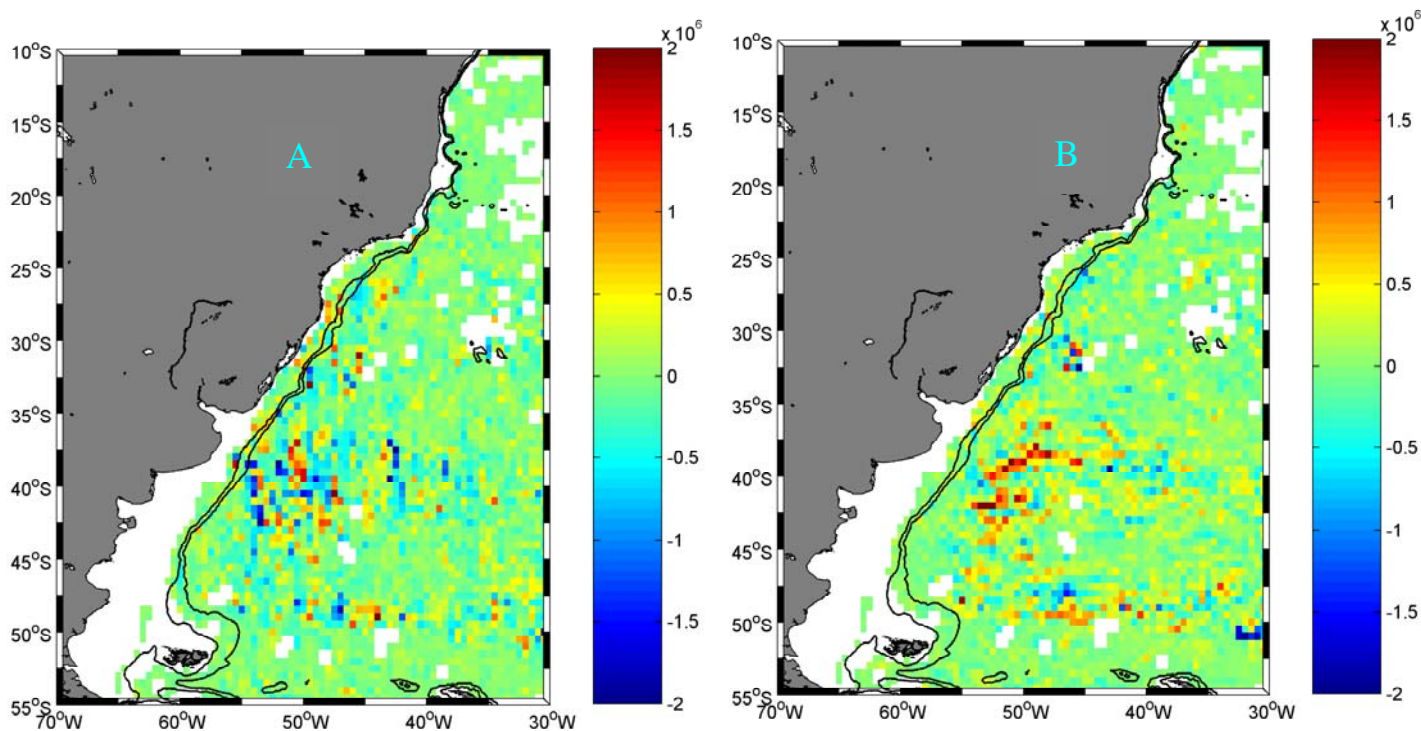


Figura 4.10: Fluxo de calor sensível turbulento médio desenvolvido pela componente meridional (a) e zonal (b), expresso em  $\text{Watts m}^{-2}$ .

No presente estudo, as estimativas determinam valores menores para os fluxos de calor turbulentos em relação ao desenvolvido pelo campo de escoamento médio.

Chinn *et al.* [2006] obtiveram uma estimativa para o fluxo de calor turbulento médio, no Oceano Atlântico Norte, de  $1.10^5 \text{ W m}^{-2}$  para células de  $2^\circ \times 2^\circ$  com dados de flutuadores, porém associado a profundidades entre 400 e 1000 dbars. Porém, os autores ressaltam que valores acima desse podem ser encontrados no Atlântico Norte entre  $25^\circ\text{N}$ - $48^\circ\text{N}$ .

Para sintetizar, a análise sobre os fluxos de calor turbulento na região, conclui-se que as regiões que desenvolvem maior magnitude do fluxo de calor turbulento para o domínio de estudo, são as estruturas da CB e CBM, o que é ratificado pelo que foi encontrado na Figura 4.2 a qual mostra que a maior magnitude da atividade turbulenta de meso-escala é obtida sobre a CB e CBM. Embora também se tenha um máximo sobre o eixo da CCA, o que é extremamente relevante para o balanço de calor entre as regiões polares e as tropical e subtropical do Atlântico Sudoeste.

A asserção do último parágrafo corrobora com o que encontram Jayne e Marotzke [2002], em trabalho sobre o transporte de calor turbulento oceânico em nível global, onde eles declaram que a mais significativa atividade de transporte de calor turbulento foi encontrada nas correntes de contorno oeste e a CCA, além das regiões equatoriais.

#### 4.3.5 Escalas integrais turbulentas Lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil

As escalas integrais turbulentas lagrangeanas temporais estimadas no presente trabalho,  $T_x$  e  $T_y$ , foram determinados a partir das relações funcionais entre os valores das velocidades turbulentas  $u'$ ,  $v'$  e as escalas temporais integrais lagrangeanas, derivadas por Schafer e Krauss, [1995]. A escala integral lagrangeana de tempo é uma

das propriedades do campo turbulento e representa fisicamente uma medida do tempo sobre o qual uma partícula “lembra seu caminho”, ou seja, é o tempo em que existe forte correlação entre uma determinada medida com ela própria. Julga-se relevante salientar que Schafer e Krauss, [1995] utilizaram um elevado número de dados e assumiram as seguintes relações, como aplicáveis para todo o Atlântico Sudoeste, relações estas que são apresentadas abaixo:

$$T_y = -0,4 + \frac{36,6}{\sqrt{v'^2}} \quad \text{e} \quad T_x = -0,1 + \frac{42,9}{\sqrt{u'^2}} \quad (32)$$

Baseado na escala de tempo integral turbulenta lagrangeana, pode-se estimar uma escala de comprimento,  $L_x$  e  $L_y$ , a qual descreve a distância acima da qual dois valores de velocidade serão não correlacionados. Assim a escala de comprimento é estimada pelo produto da escala de tempo e as velocidades *rms* (*root mean square*), como mostrado nas seguintes equações:

$$L_x = \sqrt{u'^2} T_x \quad \text{e} \quad L_y = \sqrt{v'^2} T_y \quad (33)$$

A Tabela 4-3 (na página 88), esboça os valores das escalas integrais turbulentas lagrangeanas de tempo e espaço, onde se observa uma sistemática diferença entre as componentes zonal e meridional para quase todas as radiais, indicando que a anisotropia sobre estes valores é bem estabelecida. Os valores associados à escala de tempo integral neste trabalho são compatíveis com seu significado físico, ou seja, onde as flutuações são dominantes (elevado nível de ECT) as partículas têm uma “memória curta” (0,4 a 3 dias) devido à rápida mudança de direção.

Esse fato fica ainda mais pronunciado para as radiais onde o valor de ECT é baixo (radiais I a IV) e se observa escalas temporais entre 2,7 e 3,6 dias. Os valores característicos do comprimento de escala para as radiais em questão, são de: ~50 km

para o componente meridional e  $\sim 70$  km para a direção zonal. Estes valores são um tanto mais elevados aos que Schäfer e Krauss [1995] sugerem como sendo a média para o Atlântico Sul: 35 km para o componente zonal e 26 km para o componente meridional. A diferença desses valores é devido à resolução espacial adotada no presente trabalho ser mais alta, e também devido a estar-se abordando as escalas para o domínio da CB, o que é diferente de estimar uma escala média para todo o Atlântico Sul [Schäfer e Krauss, 1995].

Deve-se fazer uma ressalva para a radial X, onde se encontrou a menor escala de tempo e comprimento, tanto na direção zonal como meridional, em relação às outras radiais. Este fato está relacionado a essa região ser dominada pela atividade turbulenta de meso-escala (i.e., mais altos valores de  $u'$  e  $v'$ ), sendo a região onde reside a CBM. Krauss e Böning, [1987], em suas estimativas das propriedades lagrangeanas de campos turbulentos de meso-escala, no Atlântico Norte, com dados de bóias rastreadas por satélite, mostraram que a anisotropia é dominante para praticamente toda a sua região de estudo.

#### 4.3.6 Difusão lateral turbulenta

O entendimento dos padrões de mistura lateral oceânica de larga-escala e um melhor desenvolvimento para a parametrização da turbulência (ou *eddies*) em modelos de circulação geral, podem ser aumentados com o uso de dados de bóias rastreadas por satélite e flutuadores de sub-superfície. A presente série de dados é qualificada para estudos de difusão lateral de meso-escala, devido ao grande montante de dados (ver, Fig. 3.3) [e.g. Krauss e Böning, 1987].

Para entendimento dos padrões de mistura de propriedades, vários autores, por exemplo, Krauss e Böning [1987], Poulain e Niiler [1989], Schäfer e Krauss [1995], Martins *et al.* [2002] compararam os resultados teóricos da teoria de Taylor [1920] aplicada à dispersão de uma partícula em um fluido devido a uma velocidade turbulenta, com a dispersão de derivadores. As conclusões desses autores apontam o fato de que a dispersão turbulenta de meso-escala dos derivadores é bem modelada por uma descrição simples da difusão turbulenta, assumindo a homogeneidade e estacionariedade para a turbulência de meso-escala. Deste modo, como sugerido por Krauss e Boning [1987] e Martins *et al.* [2002], os coeficientes de difusividade lateral turbulentos podem ser também determinados a partir dos valores de velocidades turbulentas de meso-escala e das escalas integrais lagrangeanas de acordo com as seguintes expressões, derivadas a partir do trabalho original de Taylor [1920]:

$$K_x = \overline{u'^2} T_x \quad \text{e} \quad K_y = \overline{v'^2} T_y \quad (34)$$

assim  $K$  é dado pelo produto da intensidade da turbulência de meso-escala (i.e.,  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ) e a escala de tempo lagrangeana.

Os valores de difusividade obtidos aqui (Tabela 4-3) mostram que ambas as difusividades zonal ( $K_x$ ) e meridional ( $K_y$ ) apresentam uma variação ao longo do caminho de CB. Entretanto, de modo geral note-se a anisotropia produzindo valores maiores para a difusividade zonal, o que corrobora com Schäfer e Krauss, [1995]. De acordo com os últimos autores, o aumento da dispersão das partículas na direção zonal ( $K_x$ ) é provavelmente devido ao efeito beta, porém é uma questão em aberto.

Devido ao campo turbulento da CB aumentar em direção às altas latitudes, próximo a separação da costa, tem-se ao mesmo tempo um aumento da difusividade (radial IX), como mostra a Tabela 4-3.

Tabela 4-3: Escalas de tempo Lagrangeanas  $T_y$  e  $T_x$ , escalas espaciais  $L_y$  e  $L_x$ , difusividade turbulenta  $K_y$  e  $K_x$  e velocidades *rms* (root mean square)  $u'$  e  $v'$ .

Radial	$T_y$ dias	$T_x$ dias	$L_y$ km	$L_x$ km	$K_y$ $\text{cm}^2\text{s}^{-1}$	$K_x$ $\text{cm}^2\text{s}^{-1}$	$ u' $ $\text{cms}^{-1}$	$ v' $ $\text{cms}^{-1}$
I	2,7	1,9	79,6	77,6	$3,2 \cdot 10^7$	$7,2 \cdot 10^7$	20,6	11,8
II	1,5	3,2	57,5	100,3	$4,6 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^7$	12,8	18,9
III	2,3	3,6	74,3	106,8	$3,6 \cdot 10^7$	$4,1 \cdot 10^7$	5,4	15,2
IV	1,1	2,1	47,7	81,3	$5,5 \cdot 10^7$	$6,7 \cdot 10^7$	19,0	24,1
V	1,6	2,0	61,1	78,0	$4,3 \cdot 10^7$	$7,2 \cdot 10^7$	20,3	17,4
VI	0,9	1,8	43,0	73,0	$4,8 \cdot 10^7$	$4,9 \cdot 10^7$	22,5	26,8
VII	1,4	3,1	55,3	98,9	$4,8 \cdot 10^7$	$4,7 \cdot 10^7$	13,2	19,7
VIII	1,5	3,0	58,4	96,6	$4,5 \cdot 10^7$	$4,9 \cdot 10^7$	13,8	18,0
IX	0,7	1,7	34,7	72,80	$6,5 \cdot 10^7$	$8,2 \cdot 10^7$	23,6	33,4
X	0,4	1,3	25,5	62,0	$7,0 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^8$	30,7	43,0

Para fim de comparação da ordem de grandeza da difusividade de acordo com a teoria de Taylor, calculou-se a difusão lateral turbulenta do calor, zonal  $KT_x$  e meridional  $KT_y$ , com os dados de velocidade e temperatura provenientes das bóias. Conforme as expressões a seguir:

$$KT_x = \frac{\overline{T'u'}}{\frac{dT}{dx}} \quad \text{e} \quad KT_y = \frac{\overline{v'T'}}{\frac{dT}{dy}} \quad (35)$$

As equações (35) foram utilizadas por Orlanski e Cox [1973] com dados de modelagem numérica; Bryden [1982] utilizou-as com dados de correntometria e mais recentemente por Martins *et al.* [2002], que estimaram a difusão turbulenta do calor com dados de bóias a 15m de profundidade. As estimativas desses autores e as do presente estudo, pelo uso das eqs. (35), corroboram em ordem de grandeza quando comparadas com os valores obtidos da teoria de Taylor [1920], isto é, eqs. (34).

Em suma, essas difusividades laterais turbulentas refletem a dispersão e mistura das parcelas de água em uma região particular, e são naturalmente entendidas em termos da

atividade de meso-escala do sistema de corrente em questão. Nas regiões ou adjacências onde os vórtices e meandros se formam, por exemplo, correntes de contorno oeste ou regiões de intensos escoamentos, altas difusividades são encontradas. Afastando-se desses sistemas de correntes ou no interior dos giros oceânicos, a mistura lateral é reduzida, dado que a assinatura da turbulência de meso-escala é bastante enfraquecida.

#### 4.3.7 Conclusões

As principais conclusões deste capítulo podem ser resumidas como segue:

- (a) A energia cinética média, que é atrelada ao campo de larga escala, possui seus maiores valores sobre as correntes de maior magnitude do campo médio de velocidade. Nesse sentido os máximos valores da ECM na região de estudo são associados a CM (picos de até  $2500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ ), CB máximos de  $1300 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$  e dois máximos Frente Sub-antártica entre  $43^\circ\text{W}$  e  $35^\circ\text{W}$  (picos de  $1000 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ ) e na Frente Polar próximo dos valores de FSA.
- (b) A energia cinética turbulenta associada ao campo de meso-escala, possui seu máximo no domínio de estudo sobre a região da CBM com valores da ECT variando de  $1000$  a  $2500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ , e em algumas células sobre a mesma encontrou-se picos da ECT entre  $3000$  e  $3500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ . Sobre o escoamento da CB os valores oscilam entre  $131$  a  $838 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ . Outra estrutura com altos valores de ECT é a Corrente do Atlântico Sul com valores de  $1500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$  próximo a sua origem e esses valores decaem conforme ela escoar em direção leste. A Frente Sub-antártica associada ao escoamento da CCA exprime valores da ECT da ordem de  $1500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ . Afastado das regiões das estruturas

oceanográficas acima, a ECT decai para valores inferiores a  $265 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ , onde está incluída a Corrente da Malvinas, portanto, agregando a mesma baixa atividade de meso-escala.

(c) Os fluxos de momentum turbulentos de meso-escala ( $\overline{v'v'}$  e  $\overline{u'u'}$ ) tem sua maior magnitude para as regiões da CBM, Corrente do Atlântico Sul e Frente sub-antártica, porém os valores são similares nessas correntes, portanto, propõe que a atividade de meso-escala é isotrópica sobre essas correntes. Porém para a CB a configuração do fluxo de momentum turbulento é anisotrópica. Com relação a CM provavelmente seja anisotrópico também, porém a energia turbulenta é muito baixa para detectar-se a anisotropia do campo turbulento sobre essa corrente.

(d) os fluxos de calor médio no tempo são desenvolvidos pelo campo médio das principais correntes residentes no domínio. Fora do eixo dessas correntes o fluxo de calor é relativamente pequeno comparado aos valores associados as mesmas. Na parte turbulenta do fluxo de calor os valores mais altos, determinados pelos dados lagrangeanos, estão sobre a CBM.

(e) a difusão lateral turbulenta para a região da CB, é comparável a outras regiões, como por exemplo, o Atlântico Norte. A anisotropia nas escalas de tempo e comprimento lagrangeanas são esboçadas pelos dados.

No próximo capítulo poderemos, analisar os processos de conversões de energia com base nos dados lagrangeanos, porém efetuando cálculos somente das conversões barotrópicas da energia, devido a limitação dos dados de bóias de deriva.



## **Capítulo V**

### Conversões de energia no Atlântico Sudoeste a partir de observações lagrangeanas: Ênfase na Corrente do Brasil

#### 5.1 Introdução

Nos Capítulos anteriores foi feita uma caracterização da região de estudo abrangida neste trabalho sob a ótica de algumas variáveis físicas (por exemplo, campo de velocidade, estoques de energia cinética, fluxos de calor e coeficientes de difusão turbulenta) imprescindíveis para o maior detalhamento que será realizado neste capítulo

referente à análise das conversões de energia associadas à parte barotrópica do escoamento.

Assim, serão utilizados dados provenientes de bóias de deriva para cumprir parcialmente o segundo e terceiro objetivos deste trabalho, os quais foram anteriormente definidos no Capítulo I. Destaca-se que os dados Lagrangeanos possibilitam realizar somente o desenvolvimento parcial do Diagrama de Lorenz, associado ao balanço de energia cinética turbulenta. Destaca-se, novamente, que a principal motivação desta parte do estudo é a escassez de estimativas das taxas de conversões de energia para o oceano mundial, especialmente no Atlântico Sul e setor Atlântico do Oceano Austral.

A acurácia da estimativa da magnitude da turbulência, ou seja, a energia cinética turbulenta, é fundamental para que se possa obter estimativas realísticas das taxas de conversão de energia. Devido a esta necessidade, trabalha-se com um período de 13 anos de dados lagrangeanos, o que garante estimativas mais confiáveis aos nossos Diagramas de Lorenz mostrados nesta seção.

Nesse contexto, o Diagrama de Lorenz mostra as interações entre as formas de energia mais importantes no oceano, como foi destacado no Capítulo II. Portanto, o Diagrama permite uma rápida e fácil visualização dos principais processos energéticos que estão associados a determinado processo dinâmico, fornecendo também a quantificação de cada um deles. Entre as conversões de energia que compõem o Diagrama de Lorenz, as mais estudadas, em larga e meso-escala, são aquelas oriundas dos processos de instabilidade barotrópica, que convertem a ECM (Energia Cinética Média) para ECT (Energia Cinética Turbulenta), e dos processos de instabilidade baroclínica, que convertem a EPM (Energia Potencial Média disponível) para ECT. Por

exemplo, em Kundu e Cohen [1990], em um estudo dirigido à turbulência, a ênfase é dada nas trocas envolvendo apenas as duas formas de energia cinética (ECM e ECT); em Stull [1988] as equações da ECT são discutidas para um grande volume de controle; em Cronin e Watts [1996], onde o estudo visava às interações entre o escoamento médio e turbulento na região da Corrente do Golfo, a ênfase teórica contempla apenas as duas formas turbulentas de energia ECT e EPT.

Portanto, como estamos interessados em determinar as taxas de conversões barotrópica e baroclínica entre os campos médio e turbulento de meso-escala e estoques ECT e EPT, adota-se um tratamento similar ao de Cronin e Watts [1996] na formulação do Diagrama de Lorenz.

Lembramos que será adotado um volume de controle, o qual compreende todo o domínio de estudo (grande volume), que será dividido em volumes elementares (pequenos volumes) sobre os quais os balanços aqui desenvolvidos serão esboçados [Azevedo *et al.*, 2008]. É importante lembrar, também, que as taxas de conversão que estimamos estão por unidade de massa, assim como as energias cinéticas (Cap. IV), portanto, se multiplicadas por quilograma, teríamos explicitamente  $[energia/tempo]=Watts$ . Essa unidade de medida expressa a maior ou menor rapidez com que a energia, é convertida de uma forma para outra.

Nas próximas seções, será abordada a estimativa das taxas de conversão de energia para todo o domínio de estudo (seção, 5.2), e nas seguintes seções é feita uma descrição particularizada para as principais correntes na região de estudo, sendo elas, a CB, a CM, a Corrente do Atlântico Sul e a Corrente Circumpolar Antártica.

## 5.2 Estimativas das taxas de conversão de energia para o Atlântico Sudoeste

Em um primeiro momento, tem-se o intuito de descrever os processos de conversão de energia para todo o domínio de estudo. Assim, mapas são determinados para um grande volume de controle ou todo o domínio de estudo, com isso, os termos de advecção da energia cinética turbulenta pelos campos médio (AM\_ECT) e turbulento (AT\_ECT) representam termos de redistribuição da energia de um local para outro dentro do domínio.

A Figura 5.1 esboça o termo de conversão barotrópico (BT) para a área de estudo, portanto, para a CB pode-se determinar de modo geral que o sinal positivo do termo de conversão não-linear BT domina o escoamento desta corrente até a sua latitude de separação da costa, com alguns valores negativos (sobre-estabilidade barotrópica) em alguns lugares do eixo principal da mesma. Nota-se também, que o termo BT desenvolve valores mais altos ao longo do caminho da CB para o sul, o que indica que conversão de ECM para ECT é mais rápida ou mais eficiente nas latitudes mais altas relativo à CB. A borda anticiclônica dessa corrente, a qual compreende a localização da sua célula de recirculação, desenvolve uma dominância da sobre-estabilidade barotrópica (efeito de “viscosidade negativa”, e.g. Ivchenko *et al.* [1997]). Este resultando sustenta investigações passadas [Webster, 1961; Schmitz e Niiler, 1969; Brooks e Niiler, 1977] que sugerem que diferentes regimes energéticos podem existir nas porções ciclônicas e anti-ciclônicas das correntes de contorno oeste.

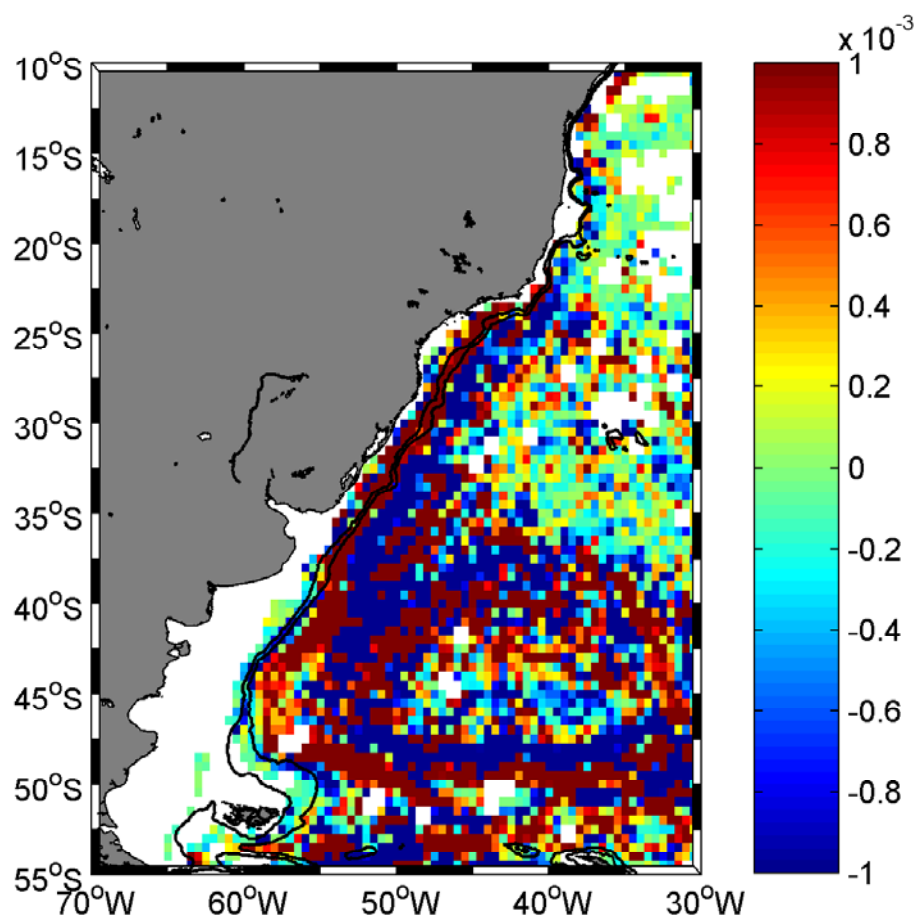


Figura 5.1: Taxa de conversão barotrópica (BT) para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2\text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.

Vários estudos sobre interações entre os campos de escoamento médio e turbulento foram desenvolvidos, por exemplo: Webster [1961], Watts e Johns [1982], Dewar e Bane [1985,1989a,b], Hall [1986], Rossby [1987], Cronin e Watts [1996], Biastoch e Krauss [1999] e Mata *et al.* [2006] são alguns trabalhos que podemos citar. O tipo e volume das séries de dados usados e as diferentes metodologias empregadas dificultam a comparação quantitativa destes estudos. Assim limita-se a estudos com termos similares ao do presente trabalho.

Pelo uso de dados de fundeios e hidrográficos, Cronin e Watts [1996] obtiveram taxas de conversão barotrópica da ordem de  $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ , para uma profundidade

nominal de 400m, na extensão da Corrente do Golfo, valor esse equivalente às ordens de grandeza de  $10^{-3}$  e  $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  encontradas no presente estudo. O termo de fluxo de calor vertical FCV (ou seja, conversão de EPT para ECT), estimado por estes autores é de  $16.10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  para a profundidade de 400m. Os termos de fonte e sumidouros pelos campos médio e turbulento são da ordem de  $4.10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  e  $2.10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . As ordens de grandeza deste estudo são similares as aqui encontradas mantendo-se a diferença de profundidade.

A comparação se torna mais efetiva com as correntes de contorno oeste do hemisfério sul, a Corrente Leste da Austrália (CLA) e a Corrente das Agulhas, pois a dinâmica das duas é semelhante a da CB. Assim, no estudo de Mata *et al.* [2006], com dados altimétricos e com saídas do modelo POP11b, os autores estimaram o termo de conversão barotrópica (BT) obtendo valores significativamente positivos na região de retroflexão da CLA, da ordem de  $4.10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Ao mesmo tempo, valores negativos são esboçados pelos dados altimétricos e do modelo para o termo BT, mais a sudeste da região de retroflexão da CLA. Do mesmo modo, na extensão da CB, a taxa é intensificada e na retroflexão também muda de sinal, esta última indicando uma zona onde o decaimento dos fenômenos de meso-escala possivelmente atuam intensificando o fluxo médio. Para a região da Confluência Brasil-Malvinas, pela análise da Figura 5.1 observam-se valores máximos positivos e negativos sobre a mesma. Esse resultado pode ser explicado pela alta variabilidade de meso-escala residente na CBM e a complexidade dinâmica a que está submetida a mesma. Deste modo, na CBM o campo turbulento possivelmente desenvolve papel fundamental sobre o escoamento médio, isto é, pode atuar como forçante turbulenta dirigindo o escoamento médio [Cronin, 1996].

A Figura 5.2 esboça o termo de advecção da ECT pelo próprio campo turbulento de escoamento (AT\_ECT) para a região. Esse termo aplicado ao grande volume representa a redistribuição da energia cinética turbulenta dentro do domínio de estudo pelo próprio campo turbulento. Assim, observam-se máximos positivos paralelos ao eixo das principais correntes residentes na região, mais evidentes no eixo da CB e Frente Sub-Antártica. Os máximos negativos concentram-se sob a região da CBM, porém valores positivos também são encontrados à sudeste da mesma. Assim, uma possível interpretação desses sinais para o termo AT\_ECT, é que onde são positivos tem-se uma região que advecta ECT pelo próprio campo turbulento para outra região do domínio, e sinal negativo significa que é advectado para essa região ECT, pelo próprio campo turbulento de escoamento.

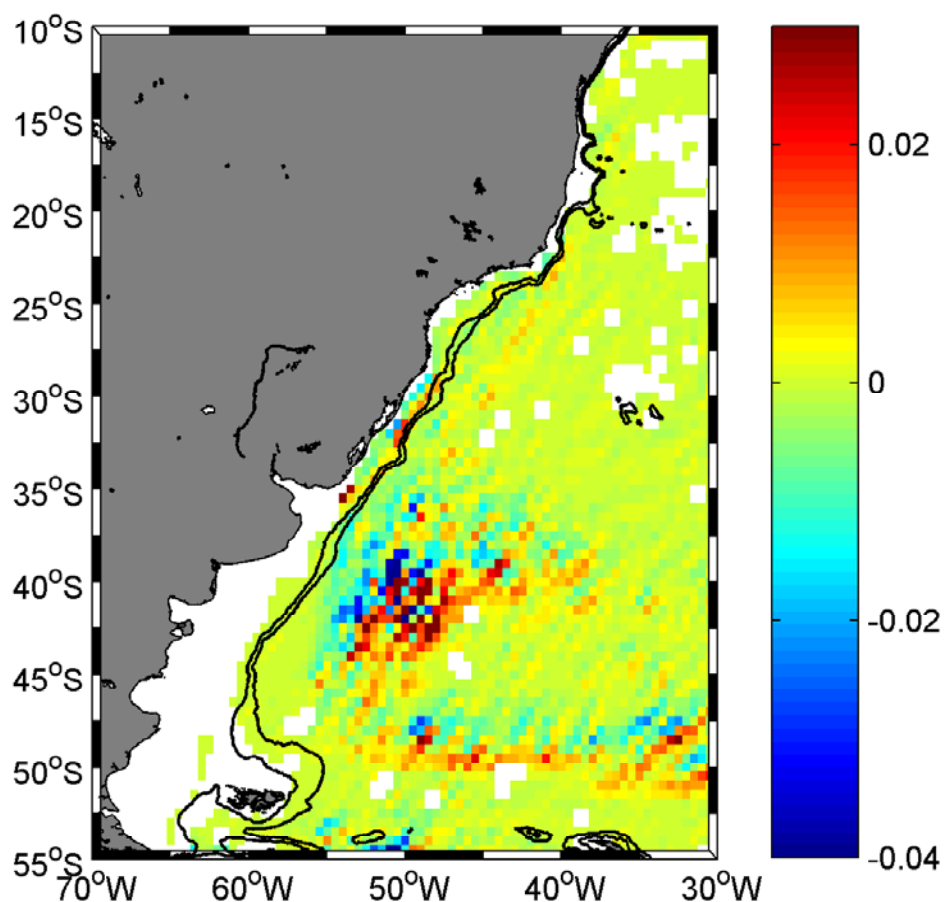


Figura 5.2: Termo AT\_ECT para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.

Esse termo  $AT\_ECT$  neste tipo de abordagem (grande volume de controle) não produz efeito líquido sobre o estoque de ECT, simplesmente serve para redistribuir a ECT dentro do domínio, levando o sistema para uma condição mais isotrópica da turbulência de meso-escala.

A Figura 5.3, refere-se ao termo  $AM\_ECT$ , o qual sobre o contexto do grande volume representa a advecção da ECT pelo campo médio de escoamento. Contudo, este termo desenvolve um padrão bastante similar ao termo anterior com máximos paralelos ao eixo principal das principais correntes residentes na região. Estes resultados corroboram aos encontrados por Cronin e Watts [1996] para o nível de 400m na Corrente do Golfo. Assim, esse termo quando positivo sobre uma determinada região exprime que a mesma exporta ECT através da advecção pelo campo médio de escoamento.

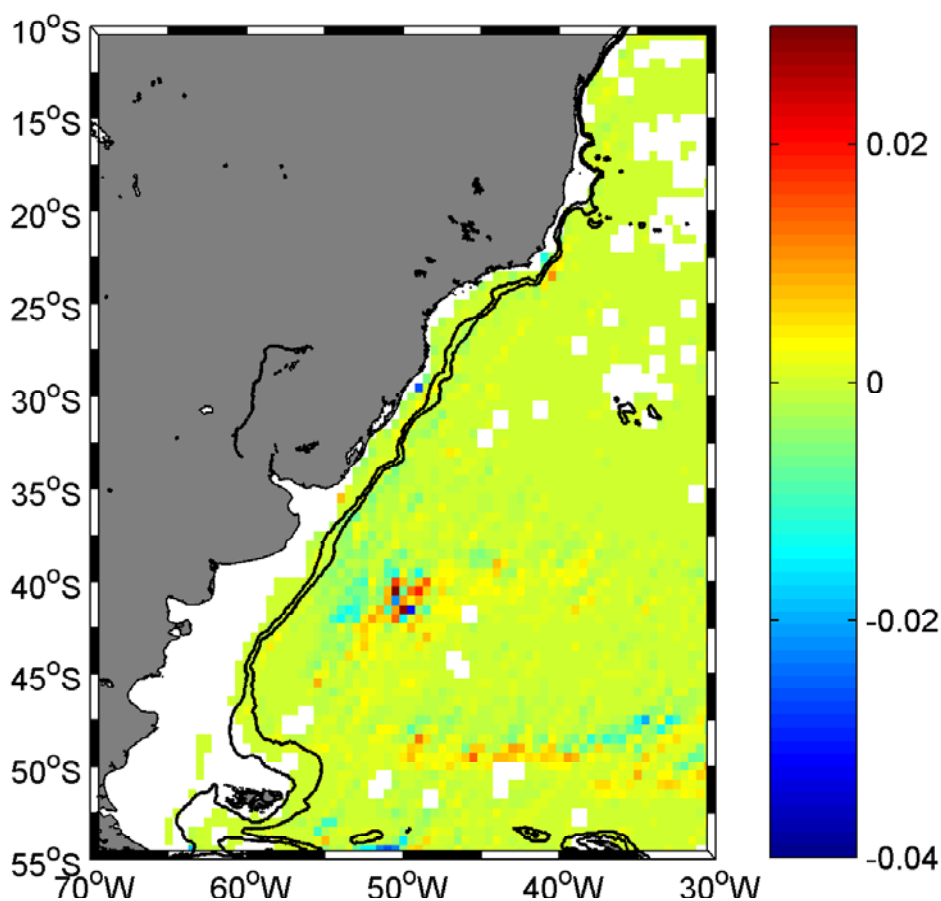


Figura 5.3: Termo  $AM\_ECT$  para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.



A Figura 5.4 mostra a soma dos termos  $AT_{ECT}+AM_{ECT}+BT=FCV$  que constitui a taxa de conversão residual de EPT para ECT, ou seja, o fluxo de calor turbulento vertical. Valores positivos deste termo correspondem à água quente subindo ou água fria descendo na coluna da água (isto é, no sentido gradiente acima). Lembra-se que essa interpretação é baseada na “cunha de instabilidade” conforme Pedlosky [1987] e Azevedo *et al.* [2008]. Deste modo os valores mais representativos do domínio com ambos os sinais residem sobre a Confluência Brasil-Malvinas e Frente Sub-Antártica. Cronin e Watts [1996], para a Corrente do Golfo, referente ao termo FCV encontraram valores da ordem de  $16 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  para 400 m de profundidade e  $12 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  referente a uma profundidade de 700m. Entre as estimativas dos termos de conversão de energia Ivchenko *et al.*, [1997] obtiveram o termo FCV para vários subdomínios do seu domínio total.

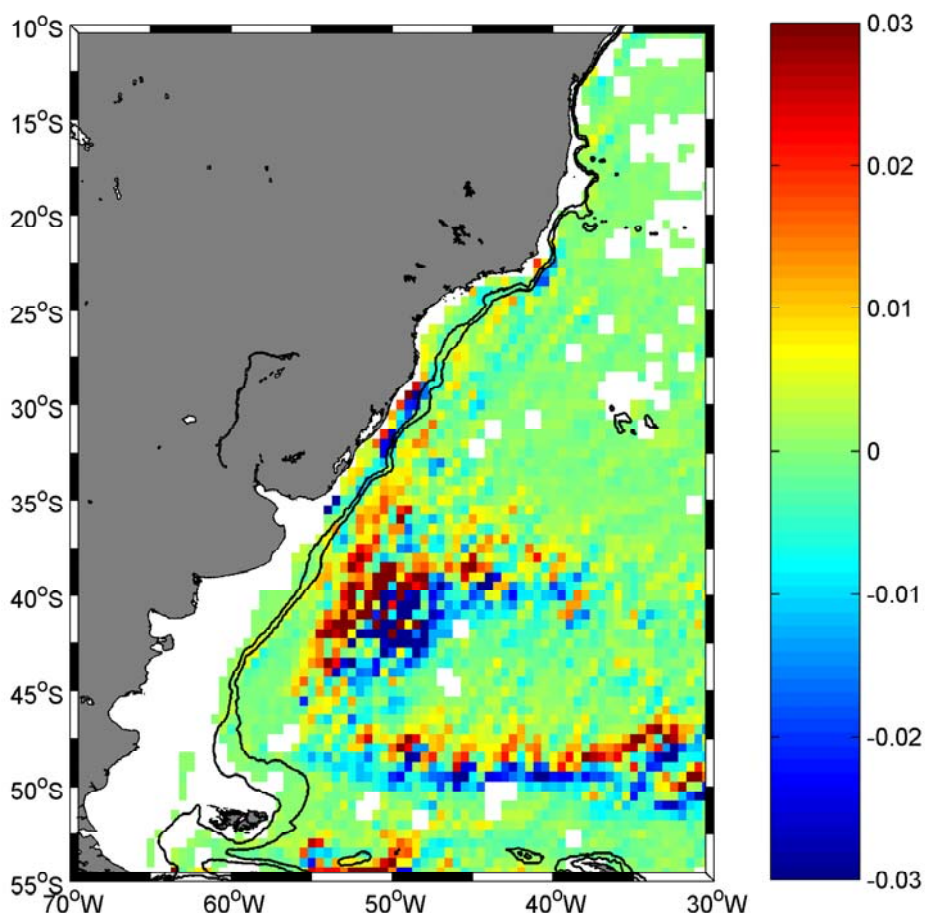


Figura 5.4: Termo FCV para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Mostram-se as isóbatas de 200 e 1000m.

O Atlântico oeste compreende um subdomínio desses autores, o qual engloba a CB e a CBM. Sua estimativa do termo FCV obteve o quarto maior valor entre oito sub-regiões sendo que na CCA foi encontrado o valor máximo.

No presente estudo o termo FCV é de considerável magnitude, principalmente para a CB e a CBM, sugerindo que sobre essas estruturas a instabilidade baroclínica é uma importante fonte para a energia cinética turbulenta. Na CCA os valores do FCV também são elevados sobre o eixo principal da mesma. Nossos resultados corroboram com os de Ivchenko e colaboradores, os quais usaram o modelo FRAM (*Fine Resolution Antarctic Model*) para a obtenção de seus resultados. Valor positivo de FCV, ou seja, conversão de EPT para ECT é uma “assinatura” de uma onda instável baroclinicamente [Orlanski e Cox, 1973; Azevedo *et al.*, 2008]. Esses valores são predominantes sobre o eixo da CB, sugerindo que o jato dessa corrente é instável baroclinicamente. Sobre o eixo da CCA o sinal predominante é negativo desse termo sugerindo uma energética diferente sobre o eixo dessa última e da CB. Assim no Cap. 6 investigaremos se tal conclusão é semelhante ou não com os dados do modelo POCM.

### 5.3 Estimativas das taxas de conversão de energia para Corrente do Brasil

A seguir serão mostrados Diagramas parciais de Lorenz para cada radial ao longo do caminho da CB, ou seja, os diagramas irão se referir à posição do eixo principal da Corrente do Brasil.

A Figura 5.5 esboça o diagrama para a primeira radial, a qual, como já destacado anteriormente, representa a região de origem da Corrente Norte do Brasil (a 10,25°S).

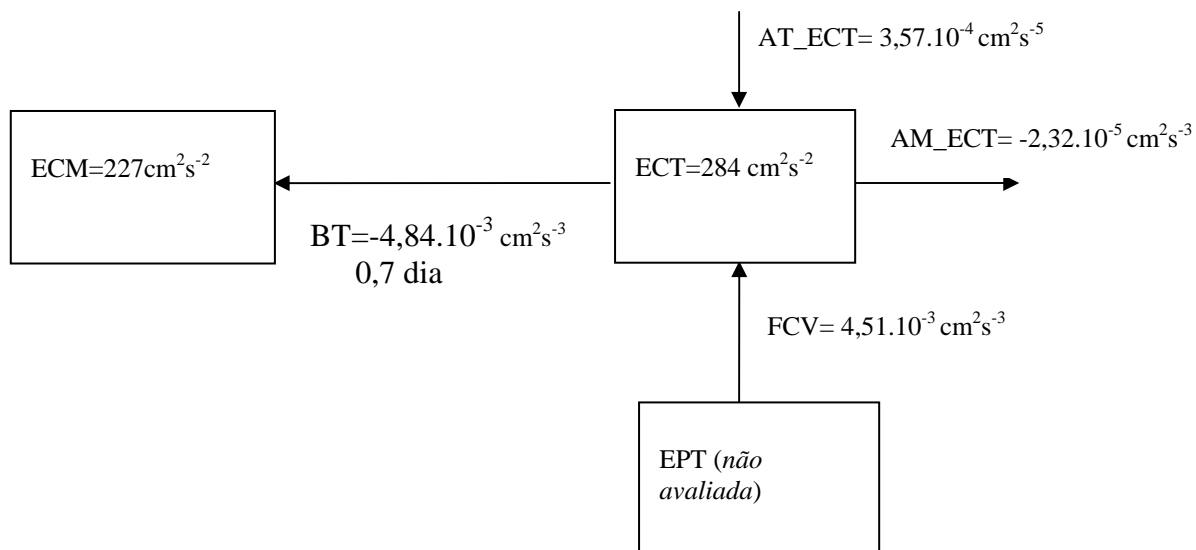


Figura 5.5: Diagrama de Lorenz parcial para a radial I. As caixas representam os estoques de energia. As setas entrando (saindo) em uma caixa representam fontes (sumidouros) de energia. As setas entre as caixas representam conversões. O valor em dias da escala de tempo turbulenta barotrópica está abaixo da magnitude da referida taxa (BT).

De acordo com o diagrama da Figura 5.5 pode-se observar o que ocorre em termos energéticos sobre a radial I, para a posição de  $10,25^{\circ}$ -  $35,75^{\circ}$ W. Observa-se pelo diagrama que nessa posição existe conversão de ECT para ECM, ou seja, uma sobre-estabilidade barotrópica<sup>1</sup> [Dewar e Bane, 1989], a uma taxa de  $-3,02 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  e a escala típica de decaimento é de 1 dia. Porém, o estoque de energia cinética turbulenta tem uma fonte de energia, no caso o termo  $AT\_ECT$ , a uma taxa de  $3,57 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-5}$ , ou seja, é advectada uma quantidade de energia pelo próprio campo turbulento, nessa região ou célula (volume fechado). Ao mesmo tempo, o campo médio de escoamento consome ECT através do termo  $AM\_ECT$  a uma taxa de  $-2,32 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Desde que o campo turbulento é altamente dissipativo [Stull, 1988], o mesmo precisa de uma fonte contínua de alimentação. O termo  $FCV$ , que corresponde à conversão de energia

<sup>1</sup> Essa terminologia já foi definida no Capítulo II, seção 2.1.5

potencial turbulenta em cinética turbulenta, foi obtido pelo resíduo sobre a equação (15), Capítulo II, [e.g. Cronin e Watts, 1996]. Portanto, devemos ter cautela em avaliar a magnitude desse termo, em função de não termos derivado o mesmo da equação de balanço da energia potencial a qual é mais indicada. Porém, a princípio, o mecanismo de conversão baroclínico alimenta o campo turbulento com uma taxa de conversão de  $2,68 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Ressalta-se ainda que o número de dados nesta posição (ou célula) é relativamente baixo e o desvio padrão da velocidade é alto, com isso a relevância estatística é relativamente baixa para esta posição na radial I. Cabe também lembrar, neste momento, que adotamos a suposição de que a componente da velocidade que domina o escoamento, principalmente no contorno oeste, é a componente geostrófica. Assim, não avaliamos os termos de trabalho vertical e horizontal da pressão, sendo eles associados com a componente ageostrófica do escoamento. Estes termos fazem o acoplamento do campo de massa e escoamento, portanto, não se enquadram como termos de conversão, fonte ou sumidouro de energia (ver Capítulo II).

Sobre a radial II (15,25°S-37,25°W), Figura 5.6, onde se detectou a origem do escoamento da CB, o estoque de ECT é bem maior que o de ECM. Da análise do diagrama desta radial estima-se uma conversão barotrópica positiva, com isso o campo médio cede energia para o turbulento. A taxa  $AT\_ECT$  diminui o estoque de ECT pelo próprio campo turbulento e, concomitantemente, o campo médio do escoamento atua como um sumidouro a uma taxa de  $-1,73 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . O termo  $FCV$  mostra uma conversão de EPT para ECT.

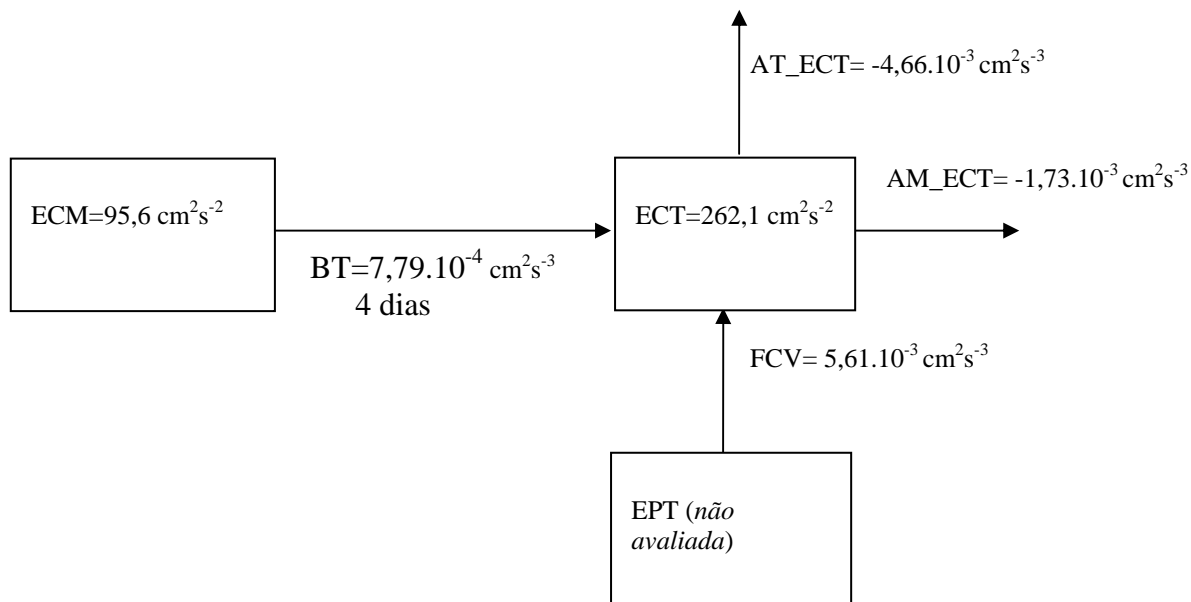


Figura 5.6: Diagrama de Lorenz parcial para a radial II. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Para a radial III, Figura 5.7, sobre o eixo principal da CB, a taxa de conversão barotrópica é de  $1,81.10^{-5} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ , com isso o campo de meso-escala recebe energia do campo médio e essa conversão se dá a uma escala típica de 9 dias para o crescimento da turbulência, com isso observa-se que nesta radial o tempo de conversão aumenta consideravelmente em relação a anterior porque o termo BT diminui uma ordem de magnitude nesta radial. Um sumidouro de energia neste caso é o termo  $AT\_ECT$ , cuja ordem de grandeza é maior que o termo BT, assim como o termo  $AM\_ECT$  também é maior que o termo BT, porém este último tem também a função de atuar como sumidouro da energia turbulenta neste local. Conclui-se para o eixo da CB, nesta posição, que a manutenção da atividade turbulenta na CB pode ser a instabilidade barotrópica, termo BT, com base nos dados lagrangeanos, ou seja, a mesma situação

que ocorre na radial II, porém não temos a parte de balanço da EPT, para afirmar categoricamente.

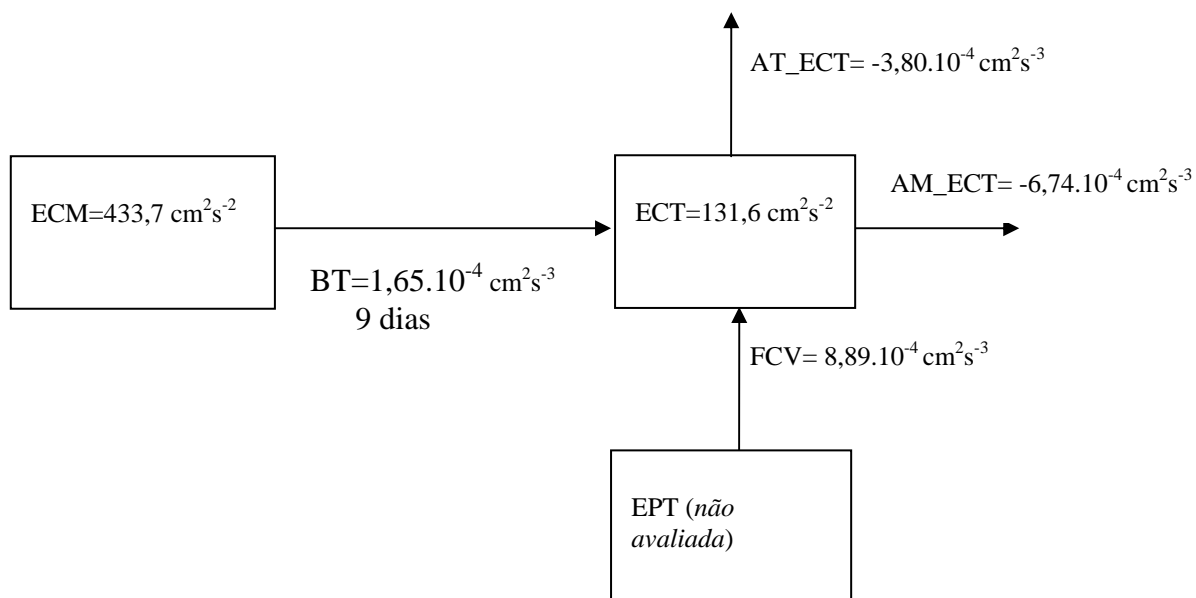


Figura 5.7: Diagrama de Lorenz parcial para a radial III. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Na radial IV o cenário é aquele mostrado na Figura 5.8. Nesta posição do eixo da CB a energia do campo médio de escoamento é convertida (BT) para ECT, a uma escala típica de crescimento de 2 dias. O campo médio advecta (fonte) energia turbulenta nesse local, pelo termo  $AM\_ECT$ , porém com maior magnitude do que BT.

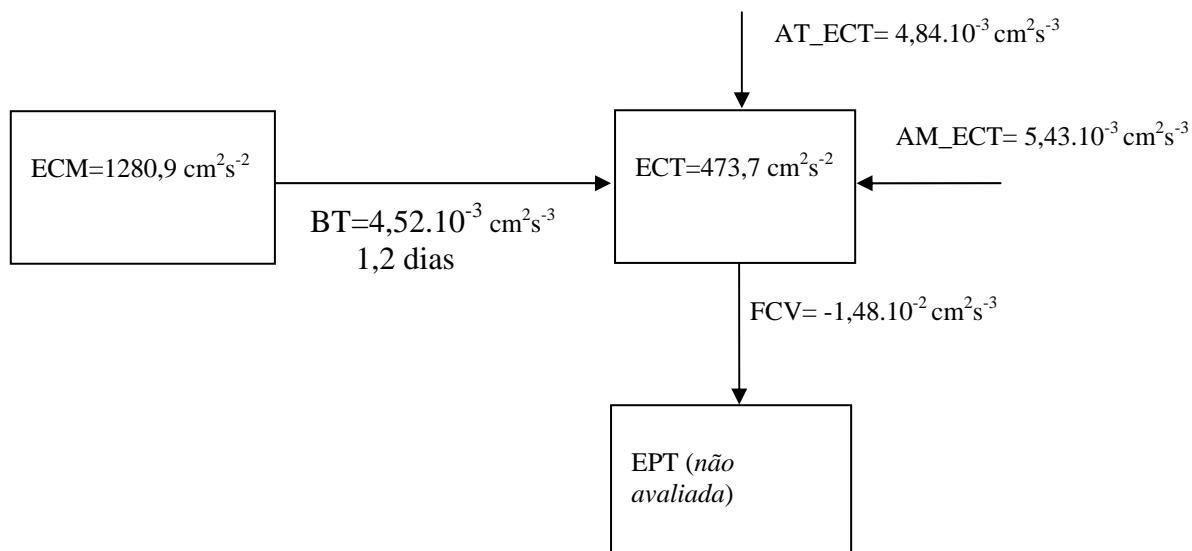


Figura 5.8: Diagrama de Lorenz parcial para a radial IV. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

O termo FCV é uma ordem de grandeza maior do que os outros termos de balanço de ECT e negativo, o que implica que existe neste local uma conversão de ECT para EPT. Os trabalhos de Dewar e Bane [1985] no Atlântico Norte mais precisamente na região do *Charleston Bump* e de Hall [1991], na extensão do Kuroshio podem contrastar com o presente trabalho pois usam metodologia similar.

A radial V, Figura 5.9, situa-se na região onde vários autores têm encontrado forte atividade turbulenta de meso-escala [Signorini, 1978; Miranda e Castro Filho, 1979; Silveira *et al.*, 2004], as quais são originadas por duas possibilidades: (1) a mudança da orientação da linha de costa na altura de Cabo Frio faria com que o fluxo da CB, centrado na isóbata de 1000 metros, se deslocasse para regiões mais profundas ou (2) por instabilidade baroclínica. Assim, discutiremos a interação entre os campos médio e turbulento mais detalhadamente em função do debate que a região do entorno desta radial desperta perante a comunidade científica.

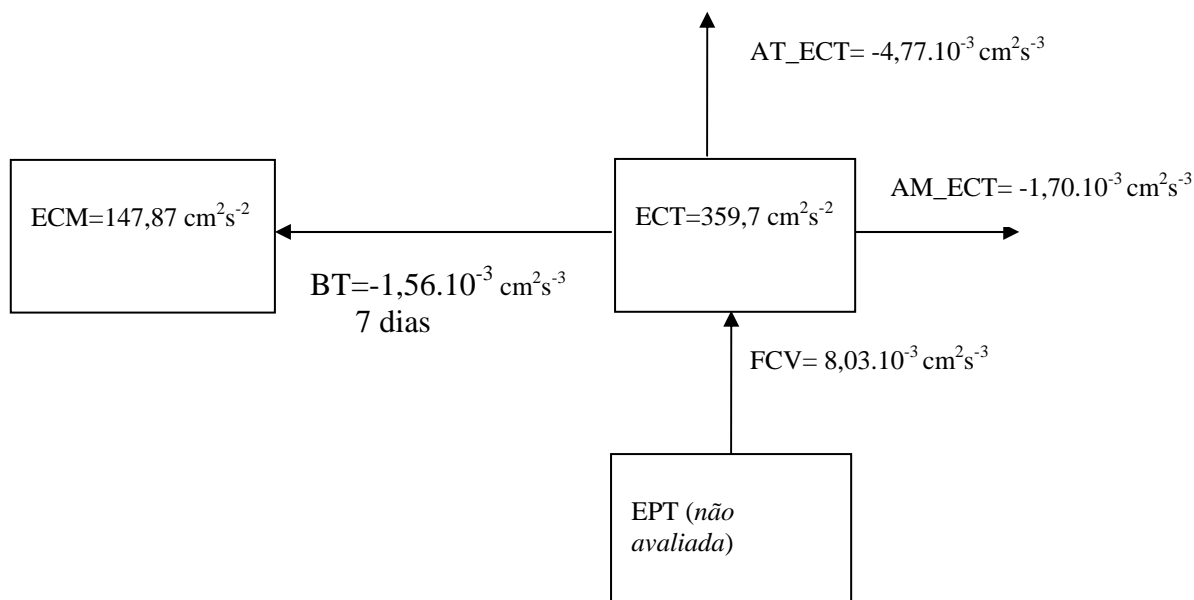


Figura 5.9: Diagrama de Lorenz parcial para a radial V. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

De acordo com o diagrama acima podemos visualizar o seguinte: existe conversão de ECT para ECM, isto é, provavelmente o campo de escoamento médio possa ser dirigido pela componente turbulenta do escoamento [e.g. Cronin, 1996]. O termo AT\_ECT, que atua neste caso como sumidouro de energia pela advecção de energia turbulenta pelo próprio campo turbulento, remove energia do estoque de ECT a uma taxa de  $-4,77 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Ao mesmo tempo o campo médio também atua como sumidouro (pela advecção) da energia cinética turbulenta a uma taxa de  $-1,70 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Com relação ao termo FCV, o qual faz a conversão da EPT para ECT através do fluxo vertical de calor, e nesse contexto, a conversão *no sentido do gradiente* leva o sistema para uma condição de maior estabilidade dinâmica, pois o centro de massa do fluido é rebaixado, caracterizando uma instabilidade baroclínica.

O processo de conversão de energia do escoamento através de fluxos de energia (barotrópica ou baroclínica) do campo turbulento para o médio já foi observado em outros estudos. Por exemplo, Ivchenko *et al.* [1997], em análise do balanço de energia cinética e instabilidades, com o auxílio do modelo numérico FRAM para o Oceano Austral, esboçou em nove sub-regiões deste oceano conversões do campo turbulento para o médio (i.e, efeito de “viscosidade negativa”). Biastoch e Krauss [1999], em trabalho desenvolvido na região da Corrente das Agulhas, também encontraram algumas regiões de transferência inversa da energia, ou seja, do campo turbulento para o médio, resultando numa aceleração do campo médio em função do decaimento de vórtices associados ao campo turbulento. Em síntese, e especificamente para esta localização, a manutenção das instabilidades (ou estoque de ECT) do campo turbulento de escoamento é provavelmente mantida pela instabilidade baroclínica, ou seja, as



estruturas de meso-escala perdem energia para o campo médio, porém ganham energia a uma taxa maior, ver o termo FCV.

Para posições mais ao largo, ainda sobre a radial V, observa-se o mesmo sentido da conversão barotrópica e a ECT tem uma ordem de grandeza cinco vezes maior que a da ECM, o que nos remete à hipótese de que o campo turbulento médio, nestas latitudes, pode estar dirigindo a magnitude e direção do escoamento médio no tempo [Cronin, 1996].

O eixo principal da CB sobre a radial VI esboça uma conversão positiva do termo BT, isto é, uma conversão mecânica de ECM para ECT, conforme ilustra o diagrama de Lorenz da Figura 5.10.

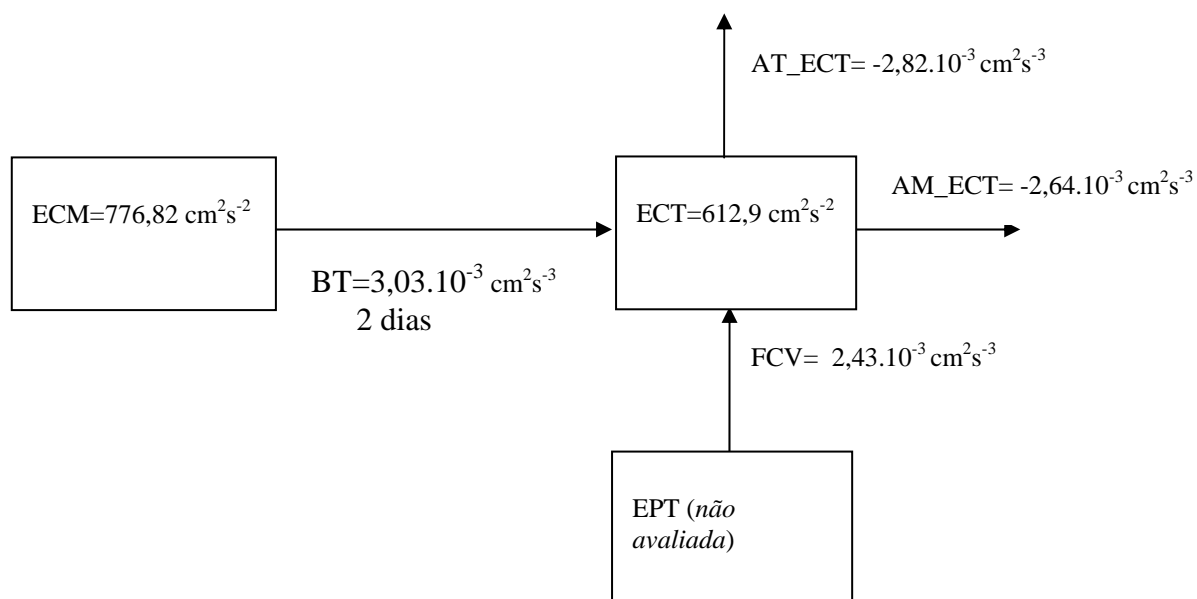


Figura 5.10: Diagrama de Lorenz parcial para a radial VI. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

o

termo BT e FCV são as taxas de conversão que mantém o estoque de ECT nessa posição.

Sob a radial VII, Figura 5.11, o estoque de energia cinética média é muito maior que o de ECT. Sobre o eixo da CB a taxa de conversão barotrópica é uma ordem de

grandeza menor que na radial anterior. Ou de outra forma, a conversão mecânica de energia de ECT para ECM, pelo termo BT, é realizada a uma velocidade menor do que na radial anterior. Nesta radial, pela análise do diagrama, o campo de escoamento médio (ou ECM) recebe uma certa quantidade de energia do campo turbulento do escoamento com uma taxa de conversão de energia de  $-5,61 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Assim, nessa posição temos uma indicação de uma sobre-estabilidade barotrópica [Dewar e Bane, 1989].

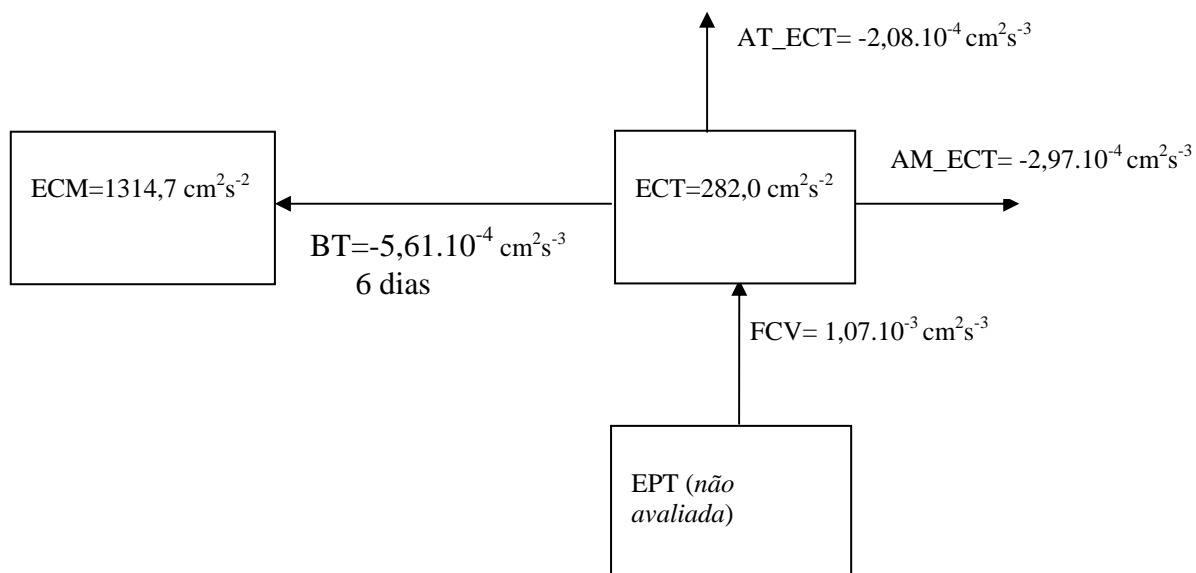


Figura 5.11: Diagrama de Lorenz parcial para a radial VII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Na radial VIII, Figura 5.12, o cenário energético é o que segue: conversão de ECM para ECT a uma taxa com uma ordem de grandeza menor do que o termo  $AT\_ECT$ , interpretado como sumidouro ( $AT\_ECT$ ) de ECT pelo próprio campo turbulento. O termo  $AM\_ECT$ , neste caso, é também um sumidouro pela advecção da ECT, através do campo médio de escoamento. Nesta localização o estoque da ECT é mantido pela conversão de ECM para ECT e EPT para ECT.

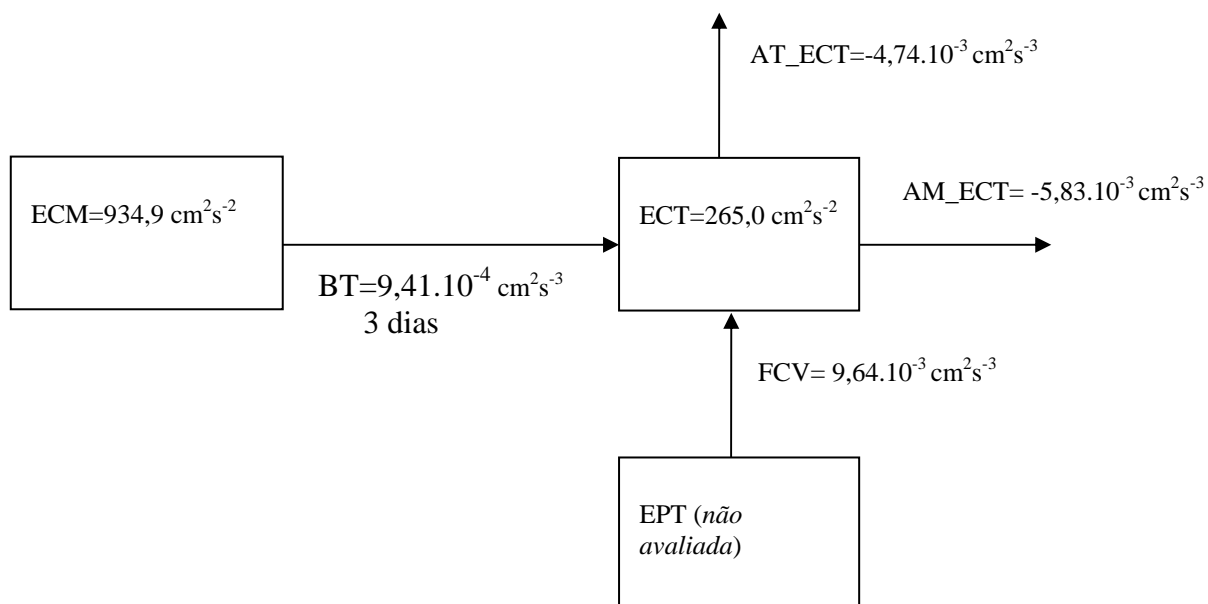


Figura 5.12: Diagrama de Lorenz parcial para a radial VIII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Nas proximidades da latitude de separação do eixo da Corrente do Brasil, sobre a radial IX, o balanço de energia cinética turbulenta configura-se conforme mostrado no diagrama da Figura 5.13.

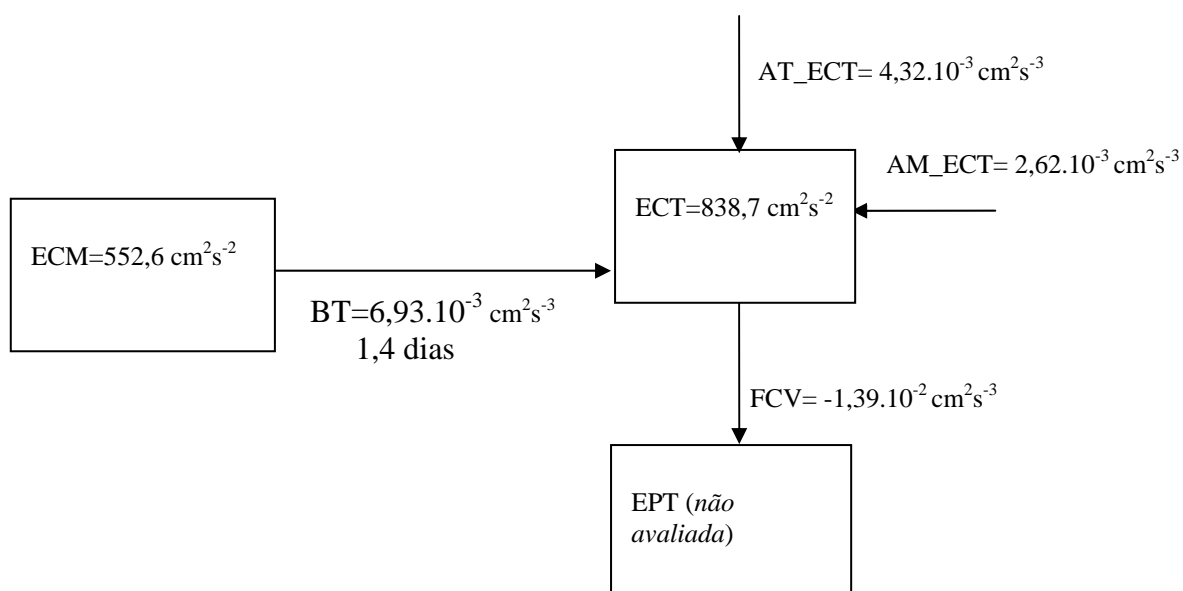


Figura 5.13: Diagrama de Lorenz parcial para a radial IX. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

O balanço energético da ECT é determinado basicamente por uma conversão de ECM para ECT e uma conversão de ECT para EPT. O termo FCV é uma ordem de magnitude maior do que o termo BT, porém atua drenando o estoque de ECT. Assim, nesta localização o balanço de ECT sugere que o processo de conversão barotrópica e as taxas de AM\_ECT e AT\_ECT mantém o estoque de ECT, que é relativamente alto nessa localização, para a CB.

Finalmente, na última radial, Figura 5.14, localizada em uma das regiões mais energéticas do oceano global, a CBM, o balanço energético da ECT é considerável. A ordem de magnitude dos termos fonte ou sumidouro da ECT aumentam em uma ordem de grandeza em relação às radiais anteriores. Porém, o mais importante e interessante no âmbito energético, é que o termo de conversão dominante é o FCV, alimentando o estoque de ECT, por conversão de EPT para ECT ao mesmo tempo em que o termo BT converte ECT para ECM. A sobre-estabilidade barotrópica ( $BT < 0$ ), é um resultado do esforço da turbulência de meso-escala para acelerar o escoamento médio e indica que os vórtices podem desempenhar um importante papel na manutenção da estrutura média nesta região [e.g. Dewar e Bane, 1985]. Provavelmente o escoamento médio é controlado por uma forçante turbulenta, porém, esta hipótese deve ser investigada, como feito por Cronin [1996] para a Corrente do Golfo no Oceano Atlântico Norte. Essa autora sugere, em sua análise, sobre forçante turbulenta em um escoamento médio quase-geostrófico onde os vórtices, gerados por um jato médio instável baroclinicamente, atuam com um *feedback* sobre o escoamento médio tornando o mesmo mais barotrópico (i.e. estável) através do *spinning up* e da aceleração do escoamento da camada profunda.

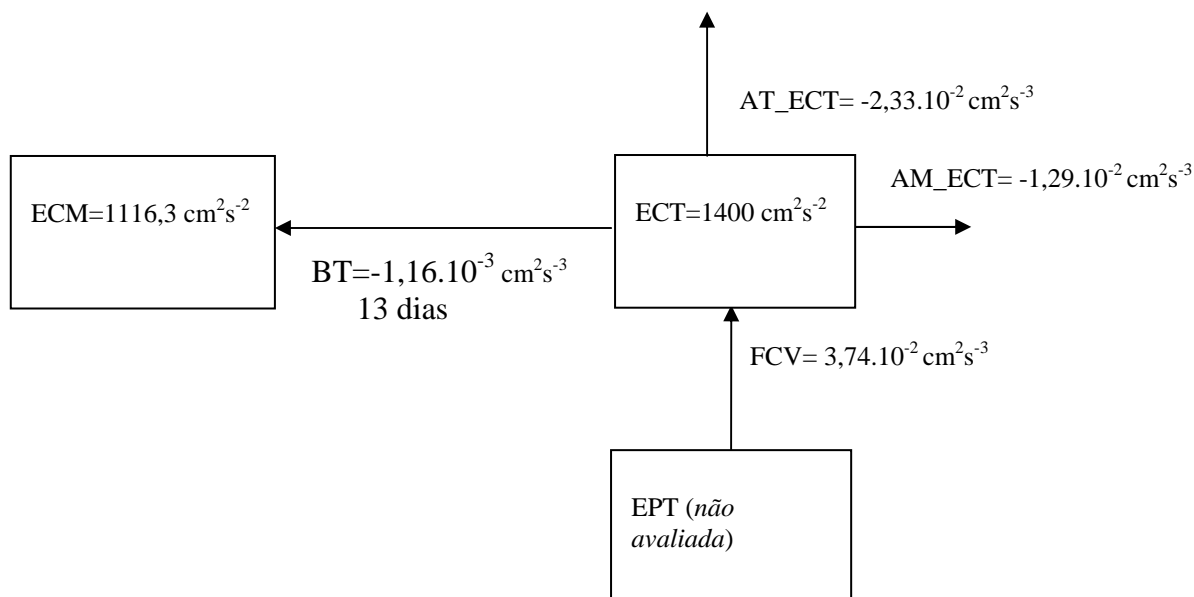


Figura 5.14.: Diagrama de Lorenz parcial para a radial X. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

#### 5.4 Sumário

De modo geral, a análise energética do eixo principal da CB, realizada através das radiais ao longo do seu caminho, mostra o seguinte e estão sumarizados na Figura 5.15 e na Figura 5.16 as energias para cada radial:

(1) a partir da radial VI a estrutura do jato da CB está bem definida e com estoque de ECM e ECT apreciáveis (ver o diagrama da Figura 5.16). Ivchenko *et al.* [1997] encontraram um alto valor de ECT para a região que eles chamaram de subdomínio do Oceano Atlântico Oeste (27°S-40°S), quando comparado com àqueles dos outros subdomínios deles, região esta onde reside a CB. Os subdomínios destes autores que possuem maior ECT que o Oceano Atlântico Oeste é a região da Corrente das Agulhas e o Oceano Pacífico Oeste.

(2) Assim, partindo da radial VI, os estoques das energias da CB aumentam, porém a conversão de ECM para ECT se mantém constante até a radial IX e da ordem de  $10^{-4}$  a  $10^{-3} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ . Cronin e Watts [1996], calculando o balanço energético da ECT, porém utilizando dados de fundeio, obtiveram magnitude semelhante para o termo BT na região da Corrente do Golfo. Mata *et al.* [2006] em estimativa do termo BT como indicador de instabilidade barotrópica, obtiveram ordem de grandeza similar, porém utilizando dados de saída do modelo do oceano global de alta resolução POP (*Parallel Ocean Program*) e de altimetria por satélite.

Em nosso trabalho com os dados lagrangeanos superficiais, a magnitude da taxa de conversão de EPT para ECT aumenta sobre o eixo principal da CB em seu escoamento em direção sul. Segundo Ivchenko *et al.* [1997], a taxa de conversão de EPT para ECT, no Oceano Atlântico Oeste, é a quarta maior entre os seus oito subdomínios (ver Fig. 1.9 no Cap. I).

(3) Conversões de energia do campo de escoamento turbulento para o médio são encontradas sobre as radiais ao longo do caminho da Corrente do Brasil. Esses processos inversos da cascata de energia foram noticiados na literatura como, por exemplo, Dewar e Bane [1985], Hall [1986], Cronin e Watts [1996], Ivchenko *et al.* [1997] e Mata *et al.* [2006]. Encontrou-se o processo de conversão por “sobre-estabilidade” barotrópica sobre as radiais V e X, com maior magnitude sobre a última. Esse processo de conversão sugere que os vórtices podem acelerar o escoamento médio e indicam que o campo turbulento pode desempenhar nesses locais o papel de forçante turbulenta sobre o campo médio [Dewar e Bane, 1989; Hall, 1991; Cronin, 1996].

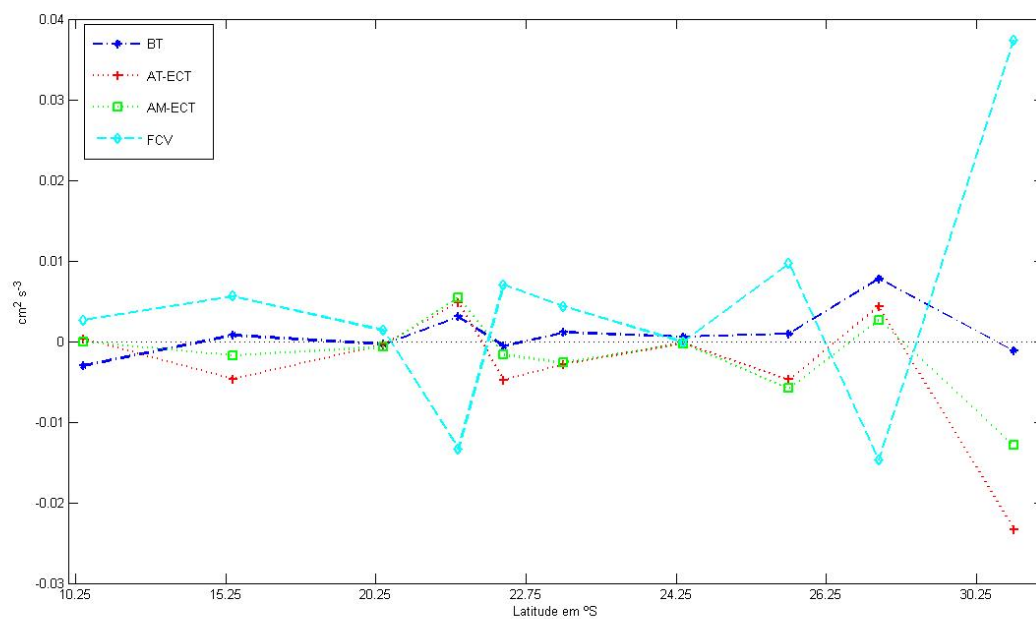


Figura 5.15: Taxas de conversões de energia para as radiais ao longo do caminho da CB.

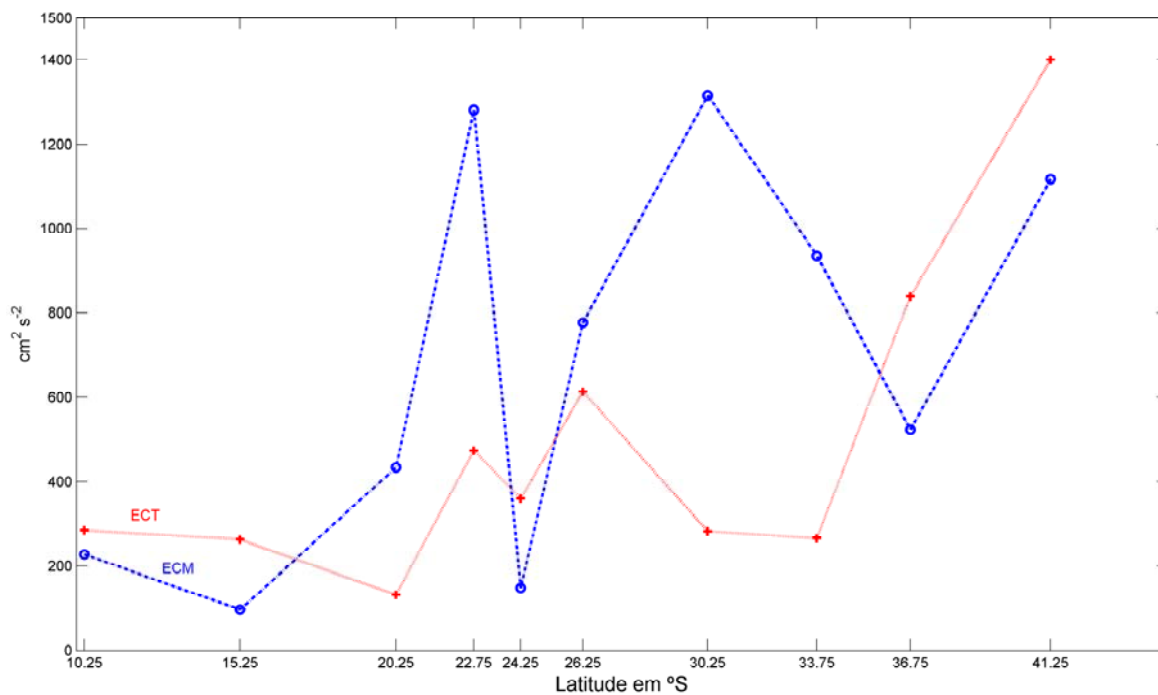


Figura 5.16: Energias cinética média e turbulenta por latitude, para as radiais ao longo do caminho da CB.

## 5.5 Estimativas das taxas de conversão de energia para a Corrente das Malvinas

O campo de escoamento médio da Corrente das Malvinas (CM) possui maior magnitude do que o da CB, porém a primeira possui menor energia cinética turbulenta associada ao seu escoamento. Com isso, a atividade turbulenta de meso-escala na CM é bem menor, tendo como consequência que a CM possui bem menor variabilidade do que a CB, como já constatado no Cap. IV. A seguir mostraremos as taxas de conversão de energia para o eixo principal da CM para algumas radiais perpendiculares ao seu escoamento para norte, esboçadas na Figura 5.17.

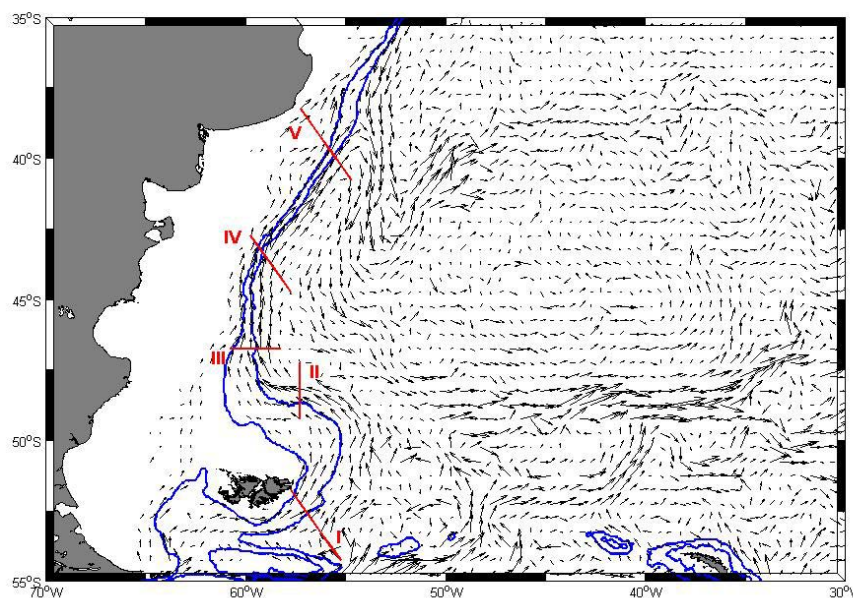


Figura 5.17: Mapa do campo de velocidade médio resultante superficial e radiais de I a V, para detalhamento da Corrente das Malvinas derivado da grade de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em azul.



A radial I sobre a CM situa-se no extremo sudoeste do domínio de estudo (52,25°S-57,25°W). A Figura 5.18 esboça o diagrama de Lorenz simplificado para as conversões do balanço de energia cinética turbulenta para a referida radial. O cenário energético para a radial I é o seguinte: o estoque de ECM é aproximadamente duas vezes maior que o de ECT nesta localização. O termo BT é negativo, sugerindo ocorrência então de conversão de ECT para ECM. Os termos advectivos atuam como sumidouros de ECT e o termo FCV alimenta o estoque de ECT a uma taxa  $8,73 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Comparando esta localização, que possui abrupta mudança na orientação das isóbatas de 200 e 1000m sobre as quais o fluxo da CM reside, com a radial V para a CB, observa-se que os balanços energéticos são similares. Porém, existe crucial diferença nos estoques das energias para as duas correntes nas referidas localizações, pois na CM o campo de ECM é maior do que o de ECT, e é verificado o oposto para a CB na radial V. Assim, o campo turbulento de meso-escala nesta radial I alimenta o campo médio por uma conversão de energia por sobre-estabilidade barotrópica.

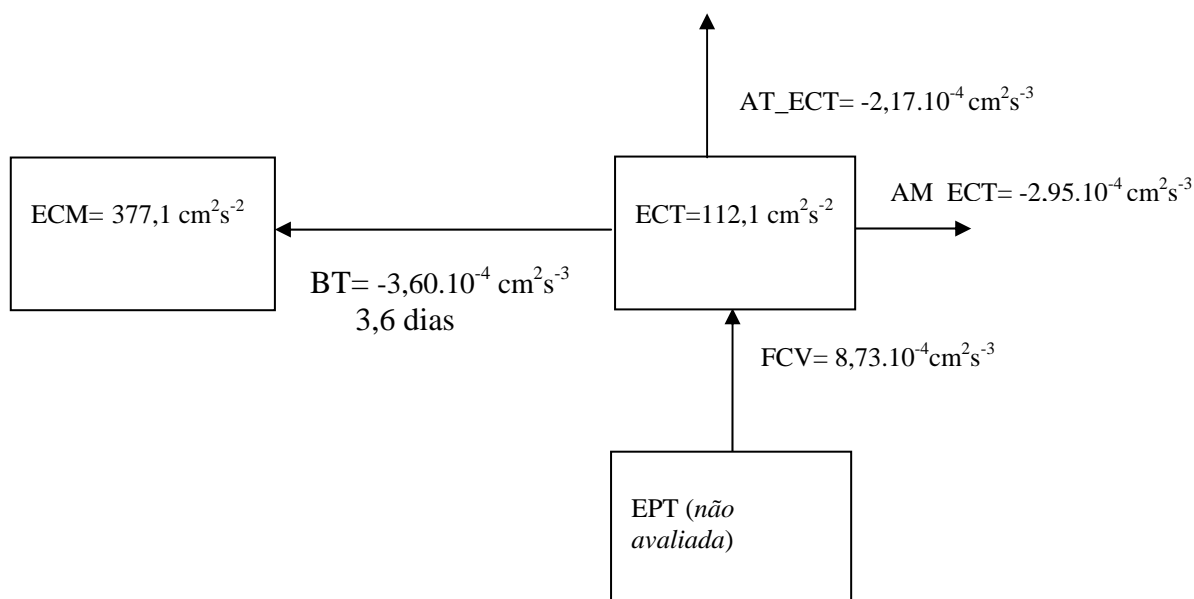


Figura 5.18: Diagrama de Lorenz parcial para a radial I. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

A segunda radial (48,25°S-57,25°W) esboça um cenário energético semelhante ao da radial I, o que é visualizado no diagrama da Figura 5.19.

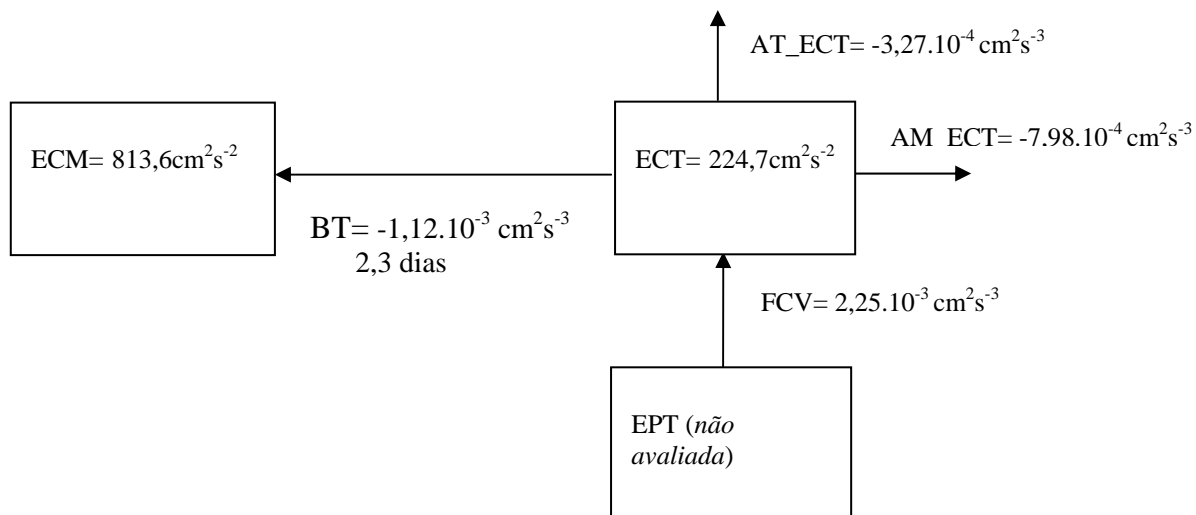


Figura 5.19: Diagrama de Lorenz parcial para a radial II. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Sob a radial III, Figura 5.20, se observa uma ECM com magnitude muito maior que a ECT. Sobre esta posição do eixo da CM se estabelece uma conversão barotrópica de energia, onde o campo médio alimenta o turbulento, porém do campo de ECT é consumida energia por ele próprio (i.e. associado termo  $AT\_ECT$ ), e pelo campo médio ( $AM\_ECT$ ).

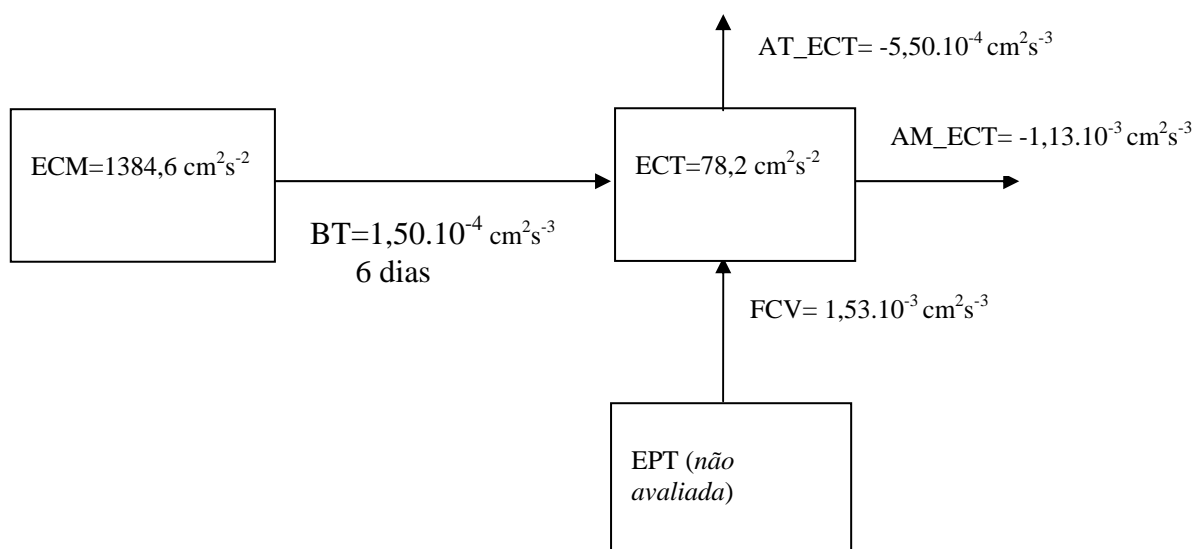


Figura 5.20: Diagrama de Lorenz parcial para a radial III. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Na radial IV, Figura 5.21, a configuração do balanço da ECT para o eixo da CM mostra que o estoque de ECM é de considerável magnitude frente ao da ECT. Assim, o campo turbulento, através do mecanismo de sobre-estabilidade barotrópica, transfere energia turbulenta para o cisalhamento horizontal, o que aumenta o estoque de energia do campo médio da CM. Os termos  $AT\_ECT$  e  $AM\_ECT$ , neste caso, representam sumidouros de energia do campo turbulento do escoamento. Cabe observar que desde a radial I estes termos estão atuando como sumidouros da ECT.

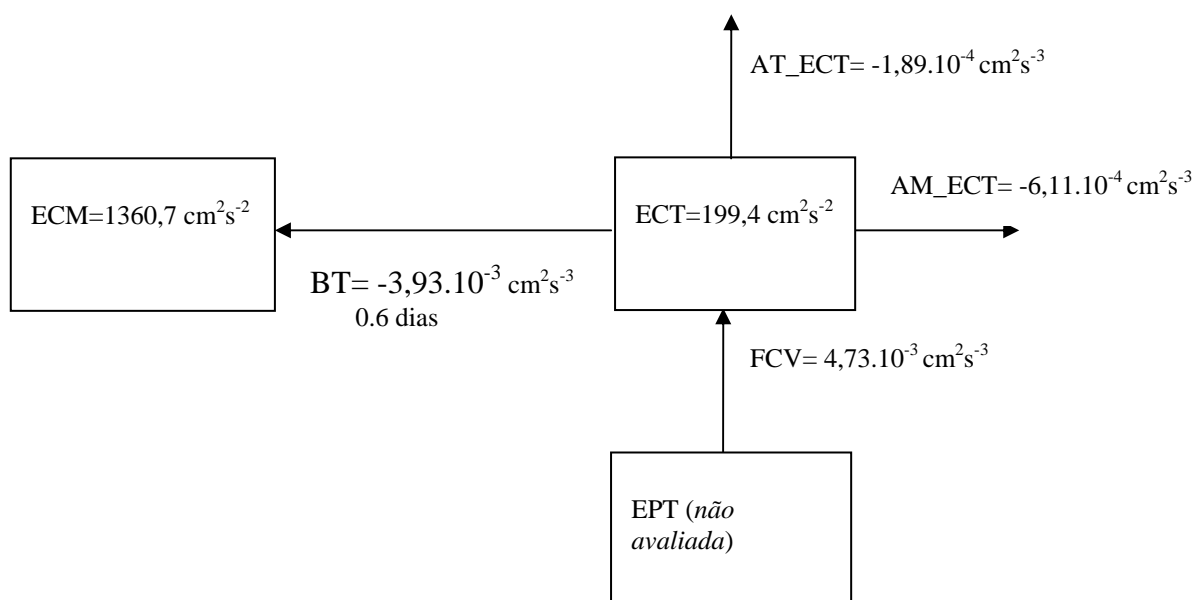


Figura 5.21: Diagrama de Lorenz parcial para a radial IV. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.3.5.

Por fim, definimos uma radial próxima à latitude de separação da CM (39,75°S-55,75°W), Figura 5.22, onde o balanço da ECT esboça uma sobre-estabilidade barotrópica para o eixo da CM, e onde a conversão se dá a uma taxa de  $-9,91.10^{-4} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ . O restante dos termos tem o mesmo sentido da conversão de energia da radial anterior.

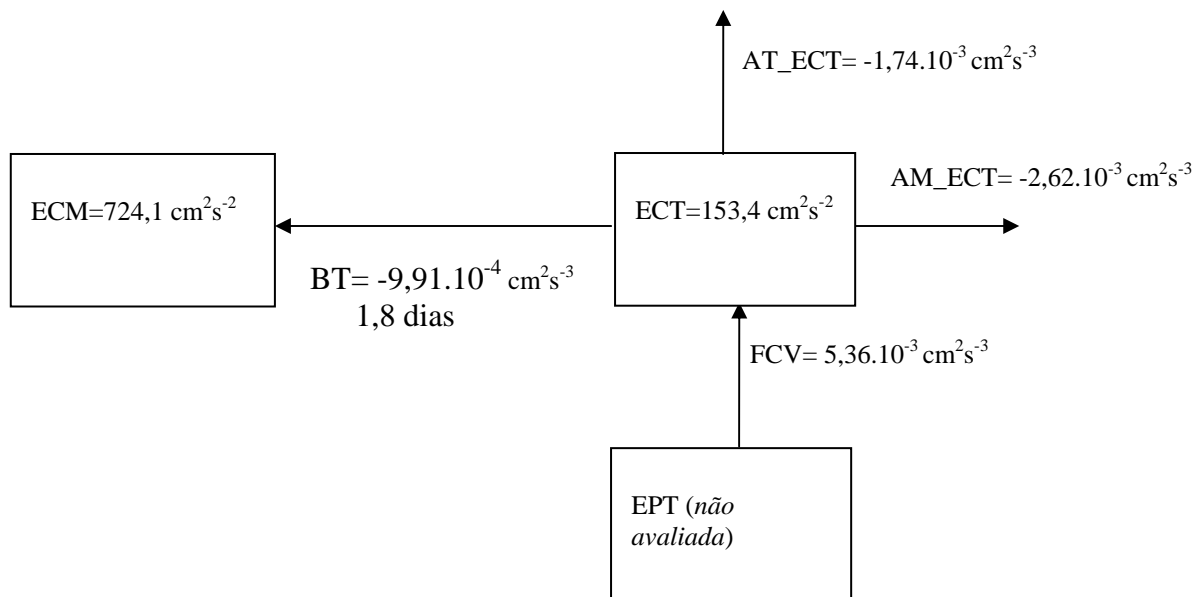


Figura 5.22: Diagrama de Lorenz parcial para a radial V. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5.

Diante do panorama energético que os diagramas de Lorenz mostram ao longo do caminho da CM, tentamos explicar a sobre-estabilidade barotrópica (ou efeito de viscosidade negativa) que ocorreu quase que na totalidade das radiais. Para tanto, concluiu-se que a atividade turbulenta de meso-escala na CM é tão reduzida que até o seu próprio campo de energia turbulenta, sendo relativamente pequeno, contribui para que a corrente mantenha sua estabilidade, ou para que a sua variabilidade seja muito baixa. Porém esta conclusão se torna especulativa no sentido de que precisa-se fazer uma análise de forçante turbulenta sobre a CM, para que a conclusão acima, tenha maior consistência.

Nesse intuito de explicar a sobre-estabilidade, analisamos também o cisalhamento horizontal  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ , mostrado na Figura 5.23. Entre duas frentes contíguas que são a CM e o fluxo de retorno da mesma que é mesclado com águas tropicais da CB na confluência, facilitaríamos o processo de conversão por sobre-estabilidade barotrópica. O resultando

dessa conversão, à primeira vista, ocasiona aumento do campo médio de energia à custa da ECT e, portanto, aumento do cisalhamento horizontal do campo médio de escoamento. Contudo, a análise fica incompleta em função da falta do balanço da energia potencial média e turbulenta, para afirmar categoricamente o que ocorre no âmbito da “circulação” da energia (entre média e turbulenta) da CM, nessas localizações.

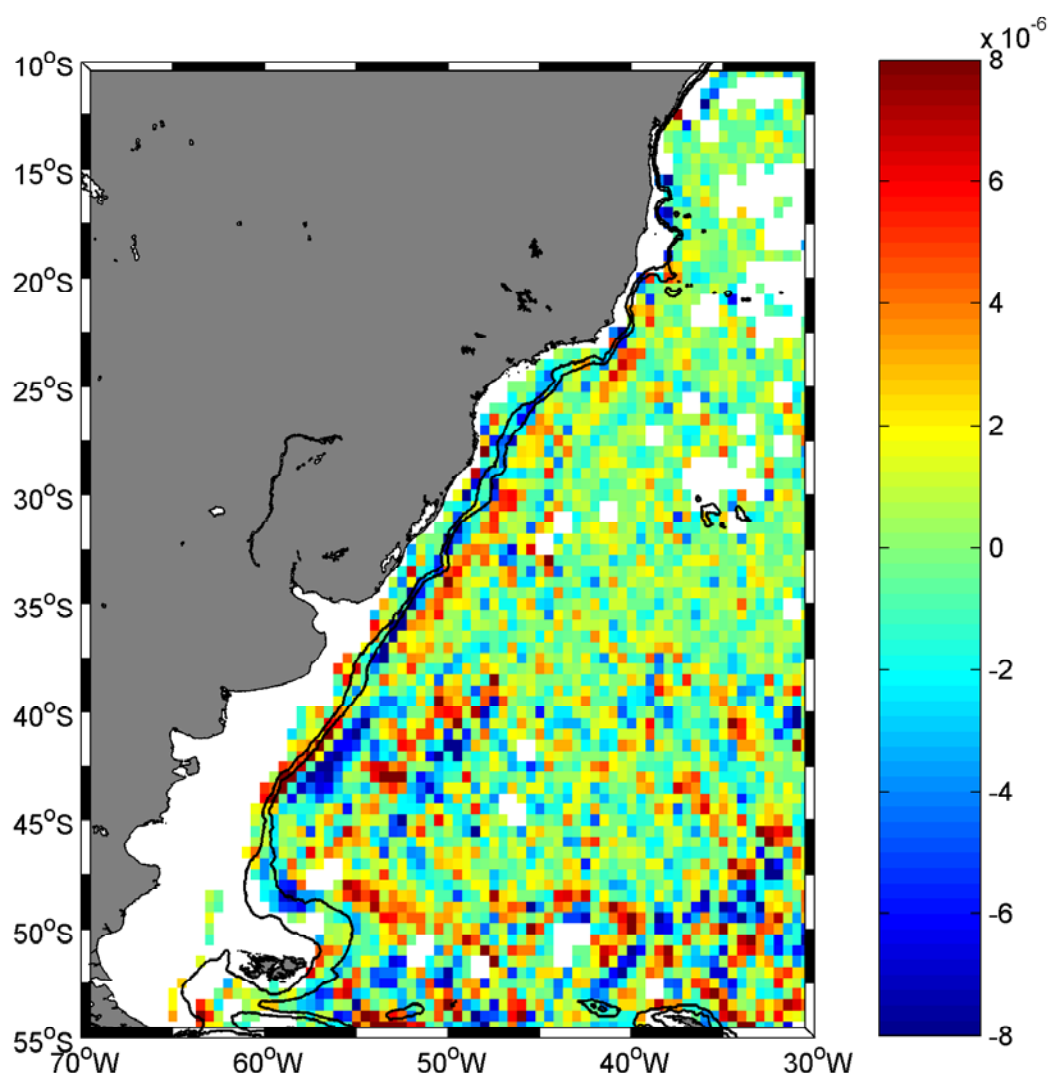


Figura 5.23: Cisalhamento horizontal da componente meridional média  $\partial \bar{v} / \partial x$  em unidades de  $s^{-1}$ .

## 5.6 Estimativas das taxas de conversão para a Corrente do Atlântico Sul

Na busca para determinar o panorama energético do Oceano Atlântico Sudoeste incluiu-se o balanço de energia cinética turbulenta para a CAS. Neste sentido, toma-se o balanço sobre três radiais aproximadamente perpendiculares ao eixo da mesma e repete-se os procedimentos adotados para a CB e CM. O sistema de coordenadas não foi rotacionado, portanto, as estimativas referem-se ao sistema geográfico natural com a componente  $v$  alinhada a um eixo norte-sul e a componente  $u$ , por sua vez, alinhada com um eixo leste-oeste.

A Figura 5.24 esboça três radiais associadas ao eixo da CAS. Pela observação da Fig. 5.24 observa-se que as radiais, além de cruzar o eixo da CAS (que escoia aproximadamente em direção leste nestas latitudes), penetram à região ao longo da borda sul da mesma, região esta que possui forte atividade turbulenta de meso-escala, conforme comentado no Cap. III.

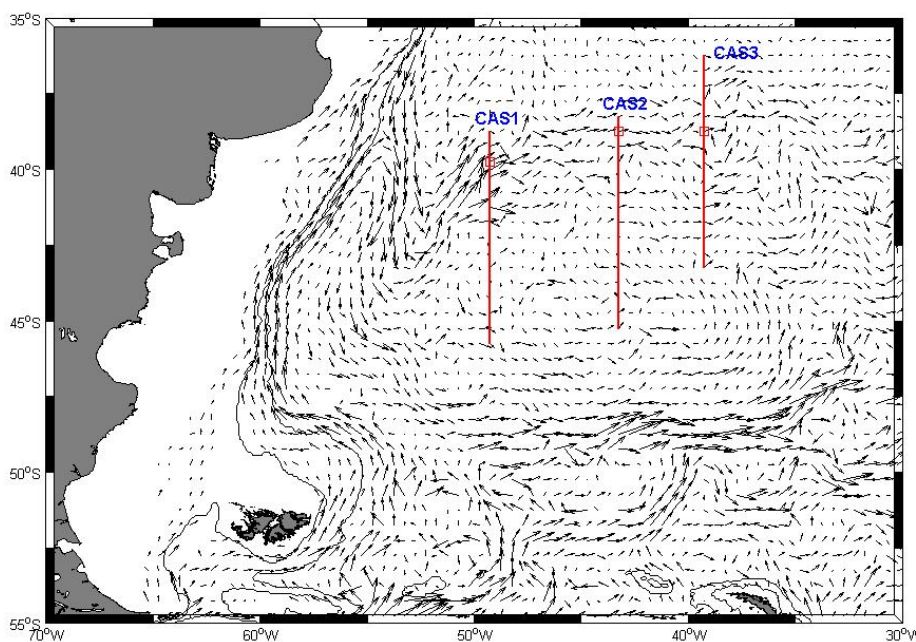


Figura 5.24: Radiais 1,2 e 3 para o desenvolvimento do balanço energético da ECT sobre a CAS. Quadrados em vermelho sobre as radiais marcam o eixo principal da CAS.

A primeira radial (CAS1) sobre o eixo principal da CAS (39,75°S-49,25°W, marcado pelo quadrado em vermelho sobre a radial), esboça o diagrama de Lorenz (Figura 5.25) com a seguinte configuração energética: o campo turbulento alimenta o estoque da ECM, em um período de 58 dias, por sobre-estabilidade barotrópica. Nota-se que o estoque de ECT é bem maior que o de ECM nesta região, assim indicando que a atividade turbulenta é alta sobre esse local. Os termos AT\_ECT e AM\_ECT atuam como fontes de energia turbulenta nesta localização por advecção da ECT pelo campo médio e pelo próprio campo turbulento. O termo FCV converte a ECT para o campo de EPT com uma taxa de conversão da ordem de  $10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ . Observamos que esta magnitude é superior às estimativas do mesmo termo referente à CB, o que mostra que esta região possui atividade de meso-escala superior a da CB. Assim, pode-se concluir que nesta posição sobre o eixo principal da CAS, o estoque de ECT é alimentado pelos termos que representam fontes no balanço de ECT, que são os termos advectivos.

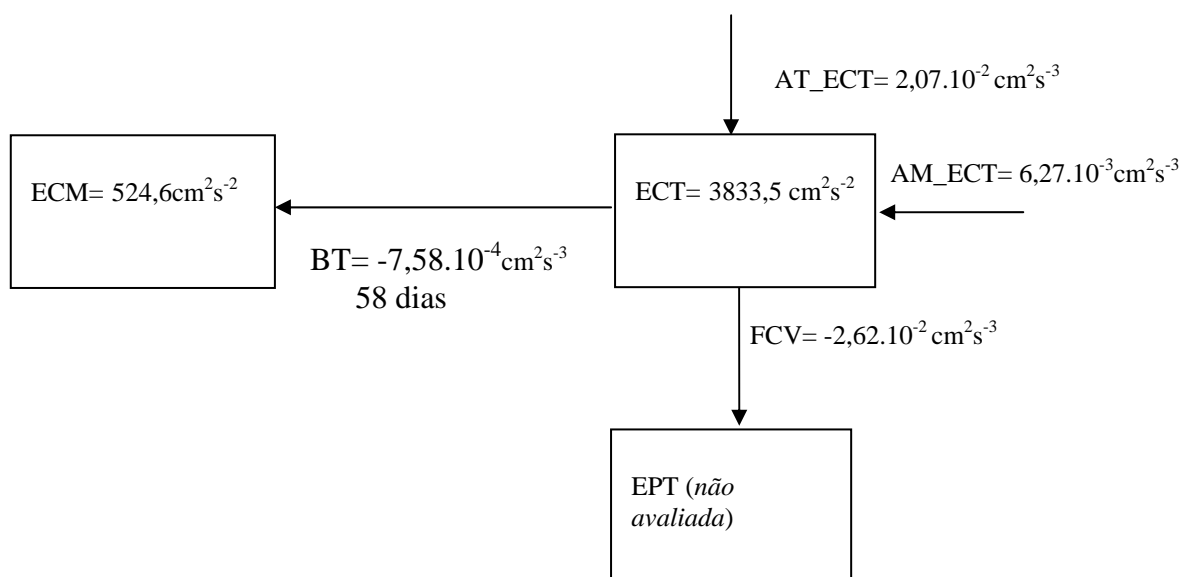


Figura 5.25: Diagrama de Lorenz parcial para a radial CAS1. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5

A região abaixo da posição determinada para o eixo principal da CAS1 (quadrado vermelho sobre a radial CAS1), é esboçada energeticamente pela Figura 5.26, mostrando os termos de conversão em função da latitude.

A região da Fig. 5.26 é muito variável como foi destacado através do campo de velocidade e desvio padrão, em seções anteriores, assim a ECT é 3 a 4 vezes maior que a ECM. Essa região é dominada por vórtices, provavelmente liberados (ou desprendidos) da região da Confluência Brasil-Malvinas. Basicamente, a energética da região em questão é a seguinte: a partir de  $40,25^{\circ}\text{S}$  o termo BT converte ECM para ECT, os termos AT\_ECT e AM\_ECT atuam como fonte para a ECT por advecção da mesma nessa região e o termo FCV faz a conversão de EPT para ECT.

Seguindo a radial em direção sul, a  $41,75^{\circ}\text{S}$ , o termo BT atinge seu máximo valor positivo, assim como os termos AT\_ECT e AM\_ECT e FCV atinge a máxima taxa de conversão de ECT para EPT. A partir de  $42^{\circ}\text{S}$  as taxas, do balanço de ECT reduzem sua magnitude. Nessas posições o termo FCV é sempre negativo ao sul de  $40,25^{\circ}\text{S}$  e, fisicamente, conjectura-se que o campo de massa (EPM+EPT) está sendo aumentado. Se tivéssemos neste momento uma estimativa da taxa de conversão de EPT para EPM poderíamos afirmar isto com maior acurácia apontando os processos responsáveis por esta conversão.



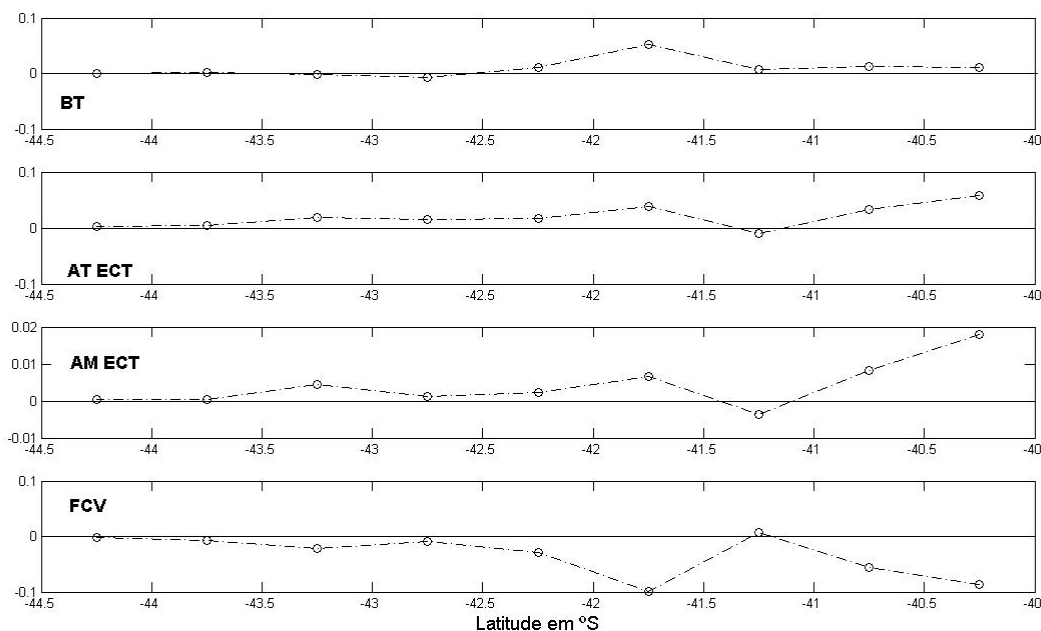


Figura 5.26: Taxas de conversão para as latitudes sobre a radial CAS1, porém para posições abaixo do quadrado em vermelho que marca o eixo principal da CAS, mostrado na Fig. 5.23 (ver texto para detalhes). O eixo vertical dos gráficos possui a unidade em  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

A segunda radial (CAS2) sobre o eixo principal da CAS ( $38,75^\circ\text{S}$ - $43,25^\circ\text{W}$ , quadrado vermelho), detém a configuração energética esboçada através do diagrama da Figura 5.27. O campo de escoamento turbulento alimenta o estoque da ECM por sobre-estabilidade barotrópica, com período da conversão de aproximadamente 5 dias. Nota-se também que a magnitude do termo BT aumenta em uma ordem de magnitude nesta radial em relação a CAS1, assim o processo de conversão (ECT para ECM) é mais rápido nesta radial.

As taxas AT\_ECT e AM\_ECT atuam como sumidouros de energia turbulenta e o termo FCV converte EPT para ECT, pelo fluxo de calor turbulento vertical gradiente acima (*upgradient*). É relevante observar que os estoques das energias (ECM e ECT) diminuem da posição da CAS1 para esta outra posição no eixo da CAS, contudo a ECT continua mantendo-se superior a ECM. Possivelmente, a diminuição das energias (ECM e ECT) são decorrentes do processo de maior estabilidade dinâmica nesta radial, em

função do estoque de ECT ser drenado para o próprio campo médio e para outras regiões pelos termos advectivos na equação de balanço. Assim como esboça o diagrama a manutenção do estoque de ECT é de origem baroclínica.

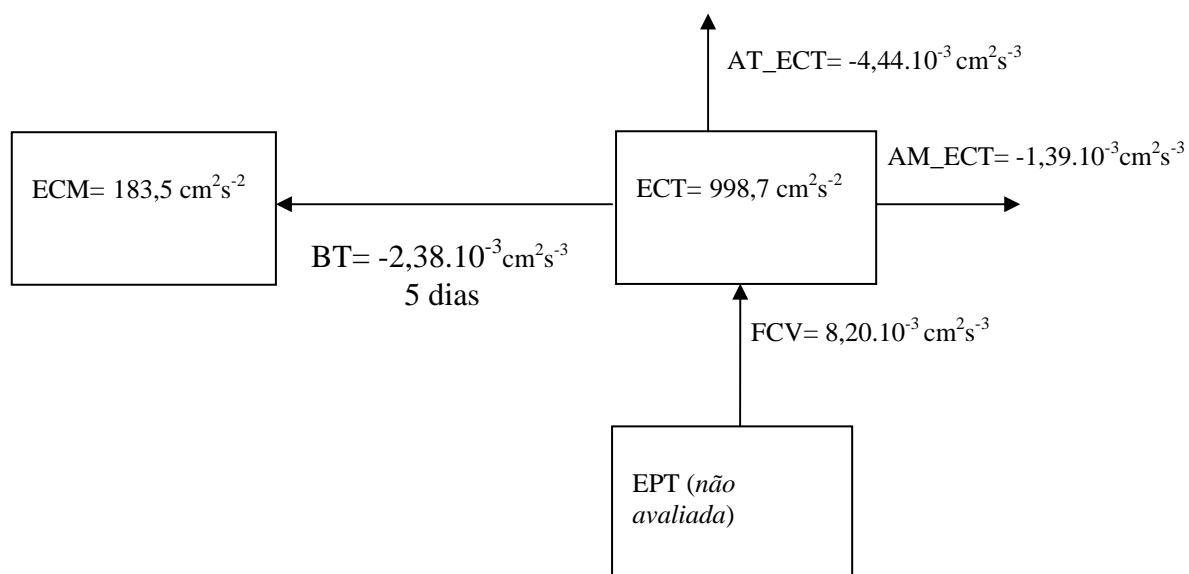


Figura 5.27: Diagrama de Lorenz parcial para a radial CAS2. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.24

Com o mesmo intuito apresenta-se a Figura 5.28 para elucidar o balanço energético sobre a radial CAS2 representada na Figura 5.24.

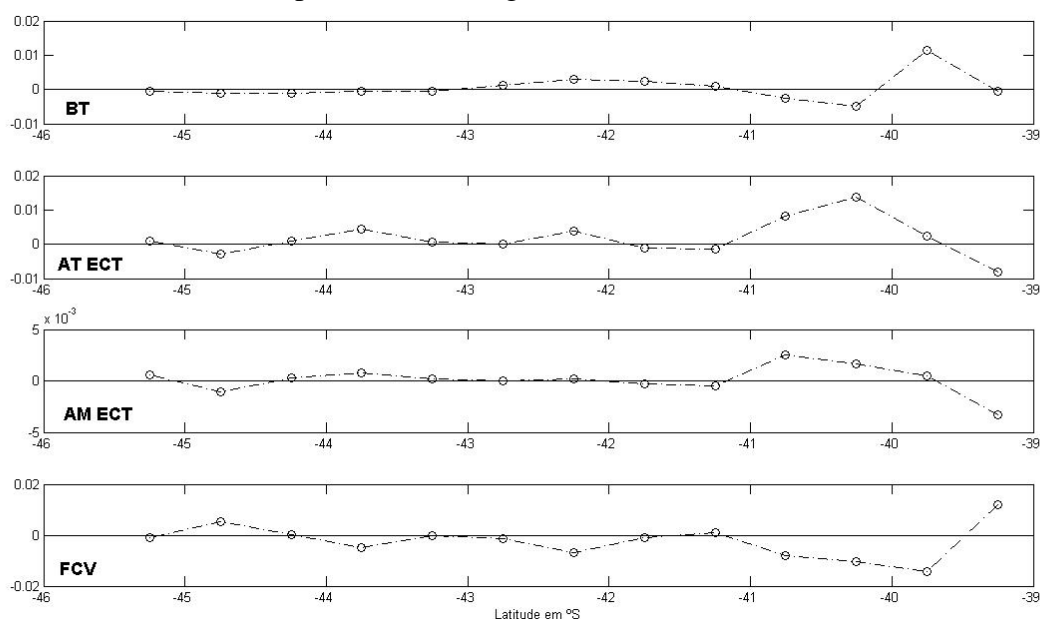


Figura 5.28: Taxas de conversão para as latitudes sobre a radial CAS2, porém para posições abaixo do quadrado em vermelho mostrado na Fig. 5.24. O eixo vertical dos gráficos possui a unidade em  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

Pela Figura 5.28, a ordem de grandeza das taxas variam entre  $10^{-3}$  a  $10^{-4}$ , valores estes comparáveis ao eixo da Corrente do Brasil. A partir da latitude de  $41^{\circ}\text{S}$  os termos  $AT\_ECT$  e  $AM\_ECT$  oscilam entre fonte ou sumidouro da ECT.

O termo de FCV também alterna seu sinal ao longo da radial. O extremo sul da CAS2 está sobre a *Zapiola Rise* possuindo baixa ECM ( $22$  a  $91\text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ ) e relativamente alta ECT ( $150$  a  $500\text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ ). O termo BT a partir de  $43^{\circ}\text{S}$  é negativo sobre a região, e que na literatura é conhecida como sendo uma região de decaimento de vórtices, ou seja, diminuição da ECT em relação ao eixo principal da CAS mais ao norte.

Para finalizar a análise energética para escoamento da CAS dentro do nosso domínio de estudo adota-se uma terceira radial CAS3. O diagrama de Lorenz para o eixo principal dessa corrente (marcado no pelo quadrado em vermelho) é mostrado na Figura 5.29. Esse diagrama marca a dominância da sobre-estabilidade barotrópica sobre o eixo principal da CAS, pelo menos dentro do nosso domínio. Fisicamente, tem-se a implicação de que o campo turbulento de meso-escala da própria CAS pode estar atuando como uma forçante turbulenta sobre a mesma, ou seja, dirigindo o escoamento médio. A estimativa do tempo desta conversão é de 63 dias, com um aumento relativo em relação a CAS2 devido à taxa de conversão ser uma ordem de grandeza menor. Para definir se o jato da CAS é barotropicamente ou baroclinicamente instável precisaríamos da análise do balanço de EPT, a qual não é possível de ser feita somente com os dados das bóias de deriva superficial.

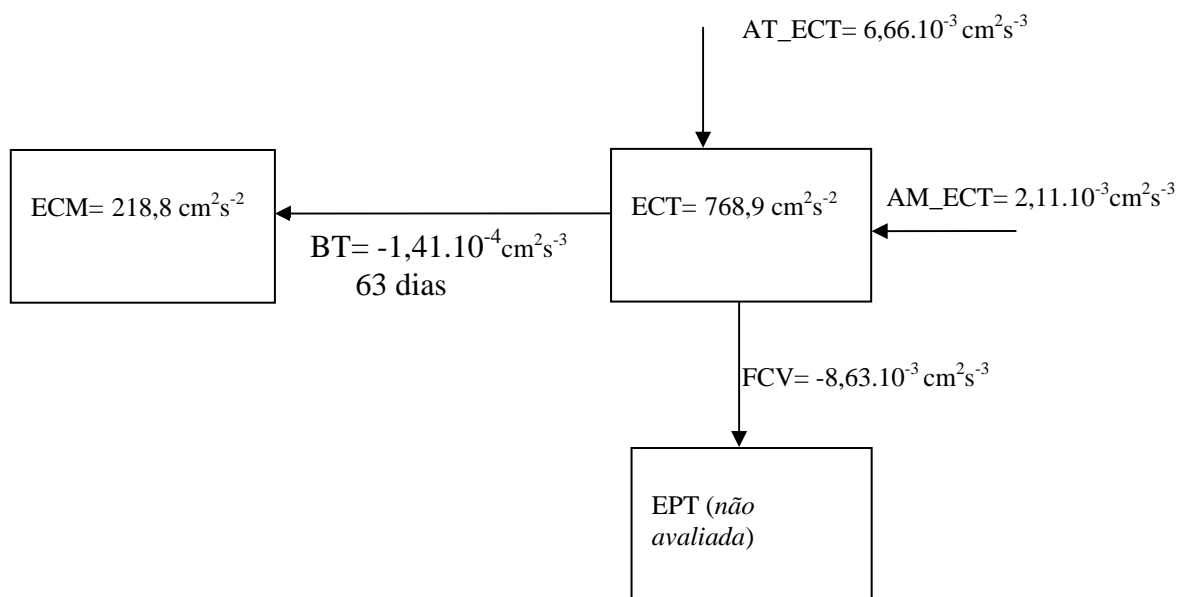


Figura 5.29: Diagrama de Lorenz parcial para a radial CAS3. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5

A radial CAS3 também penetra sobre a região de alta atividade concernente às estruturas de meso-escala (ver Fig. 5.24). Apresentamos a Figura 5.30 para ilustrar os processos de conversão do balanço energético sobre a CAS3.

Assim, através da Figura 5.30 observa-se um padrão bastante variável para o sinal das taxas de conversão. Desenvolvem-se quatro sobre-estabilidades barotrópicas ao longo da posição da radial CAS3 abaixo do eixo principal da CAS (ver Figura 5.30), ou seja, o campo turbulento de meso-escala interage com o campo médio fornecendo energia para o segundo. Ao mesmo tempo para estas localizações os termos  $AT\_ECT$  e  $AM\_ECT$  atuam como fontes para o estoque da ECT. Entretanto, entre  $40^\circ W$  e  $41^\circ W$ , os termos de advecção da ECT atuam como sumidouros da ECT e, neste momento, o termo  $FCV$  converte EPT para ECT.

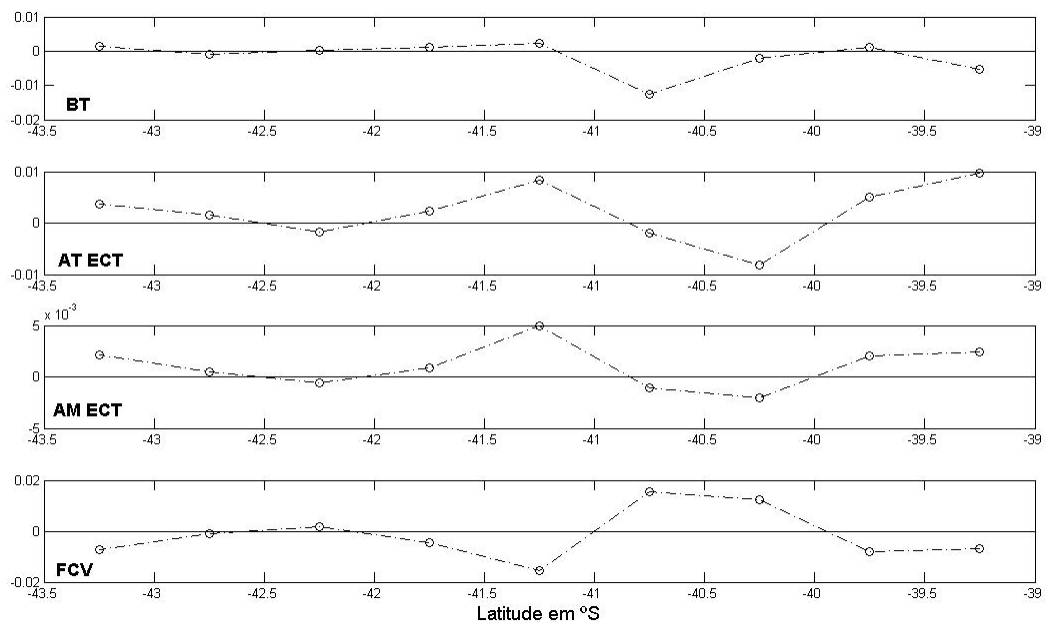


Figura 5.30: Taxas de conversão para as latitudes sobre a radial CAS3, porém para posições abaixo do quadrado em vermelho mostrado na Fig. 5.24. O eixo vertical dos gráficos possui a unidade em  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

O cenário das conversões de energia no âmbito barotrópico para o eixo principal da CAS pode ser sintetizado, concluindo que sobre a mesma o estoque da ECT é alto, por exemplo, comparando com a CB. Contudo, os processos de conversão (taxas) são eficientes sobre a mesma atuando ao longo do seu caminho para levar a CAS para uma condição de maior equilíbrio dinâmico e, portanto, uma condição mais estável ao longo do seu caminho em direção leste.

## 5.7 Estimativas das taxas de conversão para Frente Sub-Antártica

Na busca de uma melhor clareza no cálculo das taxas de conversões de energia pontualmente, finaliza-se o balanço energético deste capítulo analisando um ramo da Frente Sub-Antártica incluso no domínio de estudo.

A Frente Sub-Antártica na radial SUB1 está localizada conforme mostra a Figura 5.31, no intervalo de 47,75°S a 40,75°S. O escoamento do eixo principal da CCA está representado pela posição do quadrado em vermelho sobre a referida radial.

De acordo com o diagrama da Figura 5.32 o balanço de ECT ocorre da seguinte forma: o campo de escoamento médio alimenta o estoque de ECT por conversão barotrópica de energia a uma taxa de  $1,07 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ , sendo que esta conversão se processa numa escala de tempo de 9 dias.

Os termos de advecção pelos campos médio e turbulento desempenham a função de fonte para a ECT. O termo FCV desenvolve uma conversão de ECT para EPT. As taxas são comparáveis às correntes de contorno oeste já descritas energeticamente nas seções anteriores.

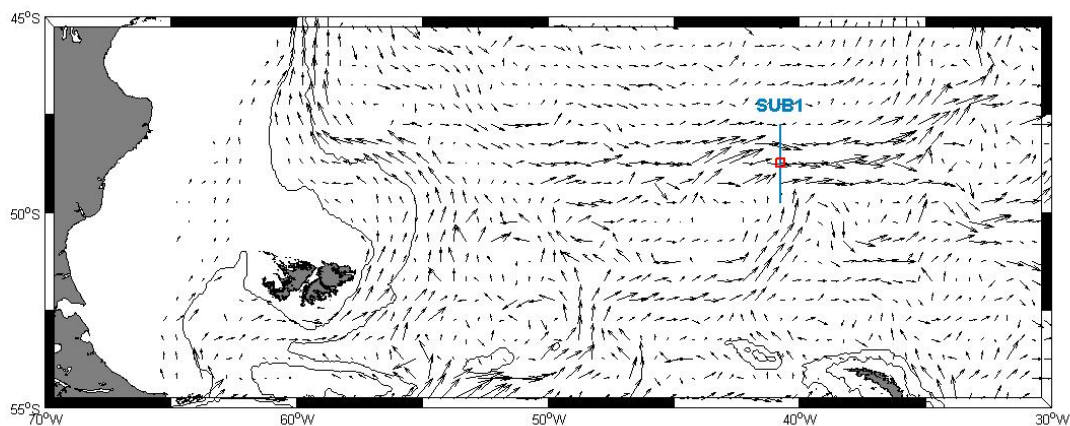


Figura 5.31: Radial SUB1 para desenvolvimento do balanço energético da ECT sobre a Frente Sub-Antártica. Quadrado vermelho representa o eixo principal dessa corrente.

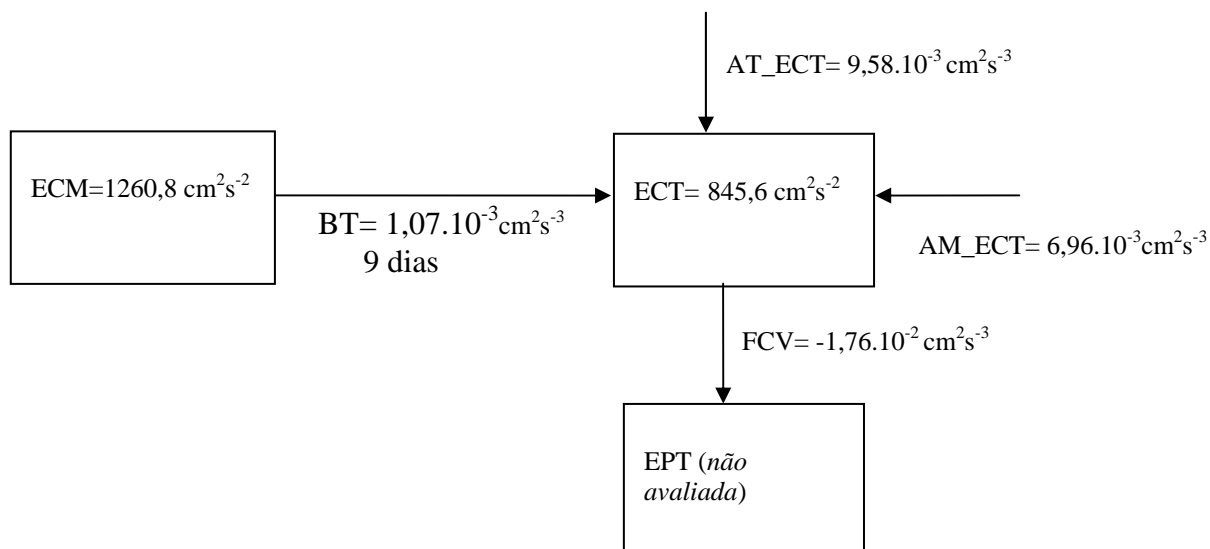


Figura 5.32: Diagrama de Lorenz parcial para a radial SUB1. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 5.5

Phillips e Rintoul [2000] calcularam, com dados de fundeio, taxas de conversão da energia barotrópica para a CCA ao sul da Austrália, obtendo para o termo BT o valor de  $0,16 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$  e escala típica de crescimento barotrópico dos vórtices (ECT/BT) de 89 dias para uma profundidade de 1150 dbar. Bryden [1979], para a Passagem Drake, obteve valores de 54 e 15 dias para profundidades de 1020 e 2700 m. Estes valores contrastam com os encontrados no presente trabalho, tanto o termo BT como para a escala típica de crescimento da turbulência por processo barotrópico de conversão, porém, os valores aqui obtidos são oriundos de dados superficiais e, portanto, apesar das características barotrópicas da estrutura vertical da CCA, não são diretamente comparáveis.

## Capítulo VI

### Energética do Atlântico Sudoeste a partir de simulações do *Parallel Ocean Climate Model (POCM)*

#### 6.1 Introdução

A busca de simulações numéricas da circulação oceânica, cada vez mais realísticas, é um esforço constante da comunidade científica internacional. Um importante aspecto a ser considerado na escolha de determinado modelo é que ele possa inserir e solucionar satisfatoriamente a turbulência de meso-escala em suas equações governantes e resolução espaço-temporal (*eddy-resolving model*). Como a escala da turbulência de



meso-escala é definida com períodos entre 20 e 150 dias e escala espacial entre 50 e 500 km [e.g. McClean e Semtner, 1997], uma reprodução realística da variabilidade de meso-escala é decisiva para uma satisfatória modelagem da circulação oceânica. Destacamos que a utilização dos resultados gerados por simulações numéricas tem sido fundamental para um melhor conhecimento dos vários aspectos envolvidos com a circulação oceânica suprimindo, em parte, a carência de observações *in situ* em diversas áreas importantes dos oceanos.

Neste capítulo iremos compor o Diagrama de Lorenz na sua forma mais completa, com relação à parte do campo turbulento da energia, pois pode-se agora calcular os termos de balanço da EPT, assim como da equação de balanço da ECT. Portanto, na seção que segue fizemos uma breve descrição sobre o modelo cujos dados simulados foram aqui utilizados. Nas próximas seções os dados simulados são trabalhados estatisticamente para gerar as variáveis necessárias aos nossos objetivos.

## 6.2 Metodologia

### **O modelo *Parallel Ocean Climate Model***

Neste trabalho, para a obtenção de nossas variáveis de estudo, utilizamos uma versão do ‘modelo de Semtner-Chervin [1988]’, com resolução média de  $1/4^\circ$ , conhecido na literatura especializada como *Parallel Ocean Climate Model* (POCM), adaptado pelo Geophysical Fluid Dynamics Laboratory [e.g. Stammer *et al.*, 1996, Semtner e Chervin, 1992]. Para este estudo, os resultados analisados são oriundos da versão de “quarto grau”, por isso é chamado de POCM-4B [Semtner e Chervin, 1992].

O POCM é um modelo numérico global da circulação oceânica resolve as equações primitivas formuladas em coordenadas  $z$ , junto com as equações para os balanços de T e S. O modelo foi desenvolvido a partir da formulação de Bryan [1969] e as versões mais recentes foram desenvolvidas por Cox [1970, 1984] e Semtner [1974]. O código mais recente foi modificado por Semtner e Chervin [1988]. A simulação numérica pelo modelo adota uma projeção de grade *Mercator* tipo Arakawa-B, com um espaçamento longitudinal de  $0,4^\circ$  e um espaçamento latitudinal igual ao espaçamento longitudinal produto com o coseno da latitude, de modo que a grade seja mantida retangular e a resolução horizontal aumenta em latitudes mais altas.

Os dados utilizados neste trabalho foram obtidos de um período de simulação de 12 anos (1986 a 1997) realizados por Antônio Fetter, Elbio Palma e Ricardo Matano e gentilmente cedidos para comporem a base de análise deste capítulo. A modelagem utilizou 20 níveis verticais (profundidades), com a espessura entre camadas variando entre 25 m, próximo a superfície (0 a 100m), e 400 abaixo de 1000m. Com essa resolução, seis níveis verticais ficaram nos primeiros 200 m da coluna d'água.

A modelagem da circulação oceânica foi forçada com médias de três dias da tensão de cisalhamento do vento cujos dados são provenientes do *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF), com ventos a 10m de altitude e por fluxos de calor na superfície oriundos da climatologia mensal obtidos da análise do ECMWF. Sendo o POCM um modelo em coordenadas  $z$ , este tende a representar a topografia de fundo como uma série de degraus, principalmente nas regiões de grande variação batimétrica, ou seja, os seus dados de saída estão sujeitos a uma subestimação da influência topográfica. Uma inadequada representação da topografia, a qualidade dos dados de vento e uma escolha inadequada da resolução horizontal e vertical do modelo

podem ser responsáveis pelo deslocamento do ponto de separação das correntes de contorno oeste pelos modelos numéricos desta classe [McClellan *et al.*, 1997]. Em um estudo de modelagem do Oceano Atlântico, Chao *et al.* [1996], usando o modelo POP (*Los Alamos Parallel Ocean Program*), com uma resolução de  $1/6^\circ$  na longitude e na latitude, perceberam que a elevação do número de níveis verticais para 37 permitia ao modelo a geração de uma correta latitude de separação da Corrente do Golfo, o que não ocorria quando um menor número de níveis era utilizado. Para uma apresentação bastante detalhada da versão em questão do modelo ver Stammer *et al.* [1996] e McClellan *et al.* [1997].

A utilização dos dados simulados do modelo em um primeiro momento destina-se a calcular o campo médio de velocidade e sua variabilidade como primeira avaliação do comportamento do mesmo perante as estimativas pretéritas na região de estudo. Assim, na seção 6.3 é feita uma estimativa da variabilidade de meso-escala com o modelo utilizando o primeiro nível do mesmo (25m), para futura comparação com os dados das bóias para que assim se possa avaliar o grau de sensibilidade do modelo frente aos dados *in situ* utilizados neste trabalho. Para tal, utilizou-se o desvio padrão da velocidade média e a energia cinética turbulenta de meso-escala, associados a variabilidade de meso-escala e sua magnitude na região de estudo. Finalmente, os dados simulados do modelo POCM, que são usados neste estudo, consistem de médias de três dias para a variável temperatura, salinidade, componente meridional e zonal da velocidade. Assim, a partir desses dados calcularam-se as médias temporais, variâncias, covariâncias e fluxos de calor para as variáveis de interesse do nosso estudo, produzidas a partir dos valores de médias de três dias do modelo.

Em um segundo momento, o objetivo específico da utilização dos dados simulados do modelo POCM é o cálculo das energias cinética e potencial bem como a utilização destas para o desenvolvimento completo, na parte turbulenta, do Diagrama de Lorenz, buscando-se então o cálculo das taxas de conversão de energia por instabilidades baroclínica e barotrópica. Este desenvolvimento completo, referindo-nos a parte da energia turbulenta, não foi possível com os dados de bóias no capítulo anterior, pois as mesmas não permitem acessar os termos de flutuação de densidade e temperatura. Agora, focaremos nas estimativas de conversão de energia potencial que estão associadas ao desenvolvimento de instabilidades baroclínicas na região. Finalmente, como nos capítulos anteriores, enfatizamos a discussão dos resultados sobre o domínio da Corrente do Brasil (CB).

### 6.3 O campo de velocidade superficial médio, variabilidade, ECM e ECT

O campo de velocidade média (para o período de 12 anos de dados) para toda a região de estudo, calculado na primeira camada (ou primeiro nível) do modelo POCM, é mostrado na Figura 6.1. Deve-se orientar o leitor que nesta seção esboça-se resultados para o primeiro nível do modelo a fim de uma comparação direta com os resultados das bóias de deriva (Cap. III, IV e V) que são referentes a 15m de profundidade.

A Figura 6.1 mostra que as maiores magnitudes do campo de velocidade  $(\bar{u} + \bar{v})^1$  estão sobre o escoamento da CB e CM. A CB concentra valores da ordem de 11 a 26 cm s<sup>-1</sup> enquanto a CM mostra valores mais altos, os quais variam de 28 a 50 cm s<sup>-1</sup>. Sobre a região da corrente de retorno da CB as velocidades estão próximas de 20 cm s<sup>-1</sup>. O

---

<sup>1</sup> Variáveis em negrito representam vetores.

modelo marca a origem da Corrente do Atlântico do Sul a 44°S e 50°W com velocidade de aproximadamente  $30 \text{ cm s}^{-1}$ . A localização da separação da CB, e consequentemente a Confluência Brasil-Malvinas, estão deslocadas na direção sul nas simulações de  $\frac{1}{4}$  de grau do POCM [McClean *et al.*, 1997]. Isso, como foi abordado previamente na introdução deste capítulo, provavelmente se deve a aspectos de resolução espacial do modelo, tanto na horizontal como na vertical.

De acordo com a Figura 6.1, as velocidades no oceano profundo são menores do que  $10 \text{ cm s}^{-1}$ , ou seja, afastando-se das estruturas da CB, CM e CBM, o que é corroborado pelos dados das bóias de deriva (Cap. III).

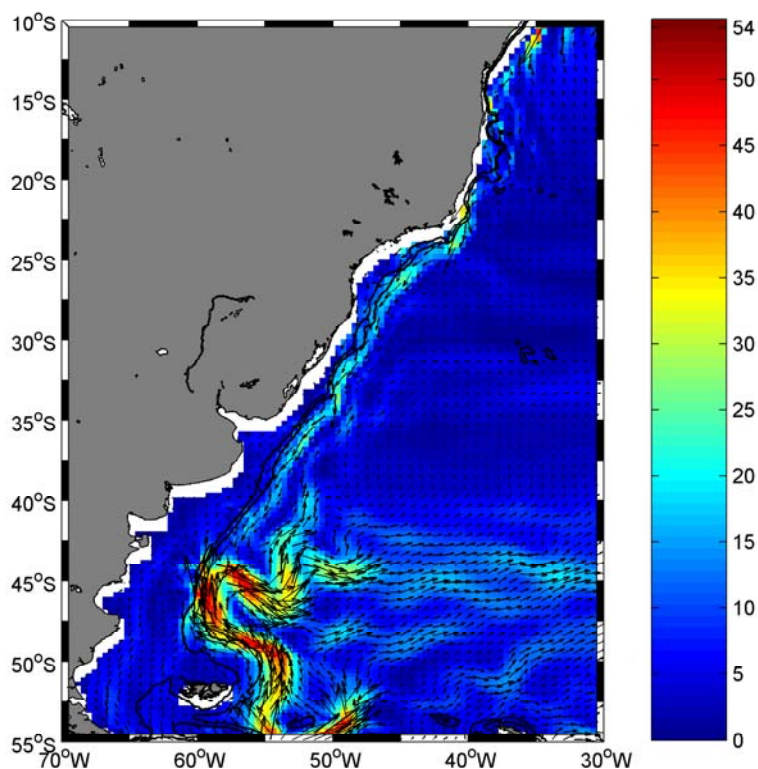


Figura 6.1: Magnitude da velocidade média resultante para o nível 1 (0-25m). A unidade de medida é  $\text{cm s}^{-1}$ . São destacadas as linhas batimétricas de 200 e 1000m. Os vetores médios resultantes são desenhados a cada dois pontos de grade na longitude e latitude para melhor clareza.



Porém, para a CB, os valores do desvio padrão oriundos do modelo são bastante baixos quando comparados com estudos pretéritos realizados na região desta corrente, os quais agregam alta variabilidade a mesma [e.g. Muller *et al.*, 1998, Silveira *et al.*, 2008]. Em parte, isto pode estar associado ao fato que o núcleo do jato principal da CB se localiza em subsuperfície (aprox. 200 m), onde também encontram-se os maiores valores de velocidade [Muller *et al.*, 1998; Oliveira, 2003]. Alguns picos do desvio padrão são observados na quebra da plataforma continental e talude na região da divergência da Corrente Sul Equatorial no extremo norte do domínio e entre 20°S-25°S e 45°W-40°W, onde vórtices da CB têm sido noticiados [e.g. Campos *et al.*, 2000]. Próximo da separação da costa a CB também exhibe valores mais elevados da variabilidade sobre o eixo principal. Na região da corrente de retorno da CB os valores também são relativamente altos, associando a estas regiões uma maior variabilidade do campo de velocidade. Finalmente, na região de origem da Corrente do Atlântico Sul, próxima de 45°S-50°W, a variabilidade é relativamente alta, o que concorda com os dados lagrangeanos (ver Cap. III deste trabalho) e com o trabalho de Stramma e England [1999]. Sobre o restante do domínio, afastando-se das correntes de contorno oeste e da CBM, o desvio padrão atinge valores menores do que  $5 \text{ cm s}^{-1}$ , agregando uma baixa variabilidade ao campo de velocidade destas regiões.

Em termos gerais, o modelo consegue agregar valores de magnitude razoáveis para a variabilidade da região de estudo [Müller *et al.*, 1998; Oliveira 2003], principalmente para as estruturas que desempenham maior importância dinâmica dentro do domínio de estudo que são a CB, a CM e a CBM.

O campo de energia cinética média (por unidade de massa), que representa a energia do campo de larga escala (i.e. geostrófico), foi também estimado a partir dos dados do

modelo para o primeiro nível e está representado na Figura 6.3. A estimativa deste campo mostra maiores valores da ECM sobre a CM atingindo valores de até  $1400 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Em segundo lugar temos a CB, com valores mais baixos, oscilando entre 100 e  $300 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ .

Stevenson e Souza [1994], com o uso de bóias de deriva, estimaram a ECM para a CB, tendo encontrado valores variando entre  $114\text{-}171 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Por outro lado, Piola *et al.* [1987], também com dados de bóias, encontraram  $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Estas estimativas corroboram com o modelo, porém mostram uma subestimação com relação aos dados lagrangeanos em função da resolução horizontal adotada na época dos trabalhos supracitados. Segundo McClean e Semtner [1997] os valores das energias são subestimados no modelo devido a duas possíveis causas, onde uma seria a qualidade da forçante do vento e a outra o uso de médias de três dias para a tensão do vento. Na realidade, então, tanto o modelo como os trabalhos pretéritos tendem a subestimar a ECM, estimada aqui nesta tese, com uma base de dados bem mais robusta (Cap. IV).

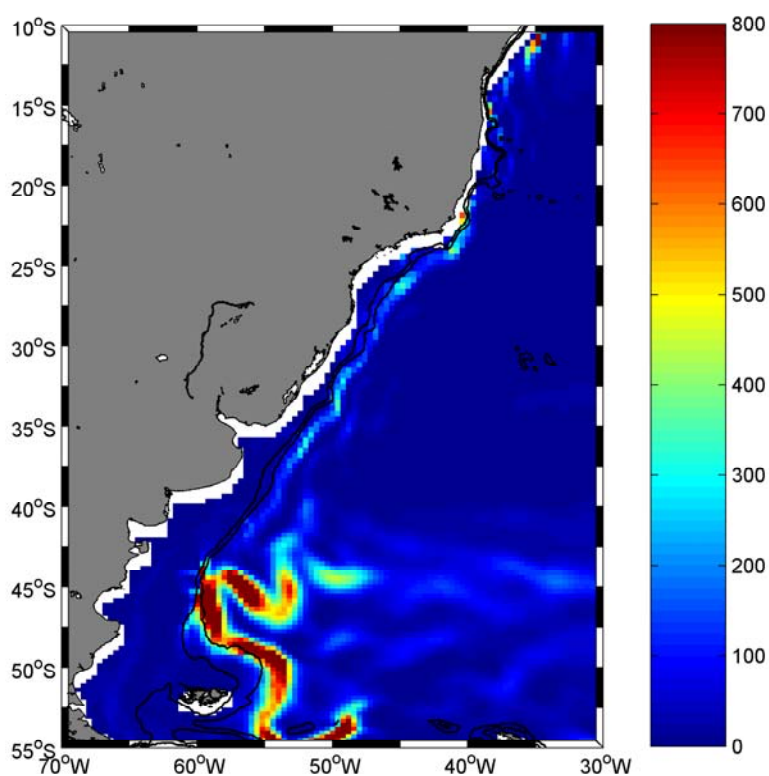


Figura 6.3: Campo de energia cinética média ou de larga escala para o primeiro nível do modelo (25m). A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ .



Os valores mais altos da ECM são encontrados na região da CM e CBM, porém, no caso específico da CBM, os valores são um tanto sub-estimados para essa feição oceanográfica, pois os valores dos dados *in situ* revelam maiores valores de ECM nesta região ( $1000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ). Conforme mostram McClean *et al.* [1997], para a região da CBM aproximadamente 70 a 90% da energia está na banda de meso-escala.

Como a CM possui menor variabilidade de meso-escala do que a CB, os dados do POCM tiveram melhor performance com a primeira. Também se observa que para a região entre  $10^\circ\text{S}$  e  $25^\circ\text{S}$  os dados de ECM calculados a partir dos dados do modelo concordam melhor com os dados *in situ*. Podemos exemplificar este ponto a partir dos dados do Capítulo IV deste trabalho.

Outra quantidade importante para avaliação quantitativa do modelo é a energia cinética turbulenta, a qual representa a magnitude da atividade turbulenta de meso-escala. A Figura 6.4 mostra o campo de ECT para o primeiro nível do modelo.

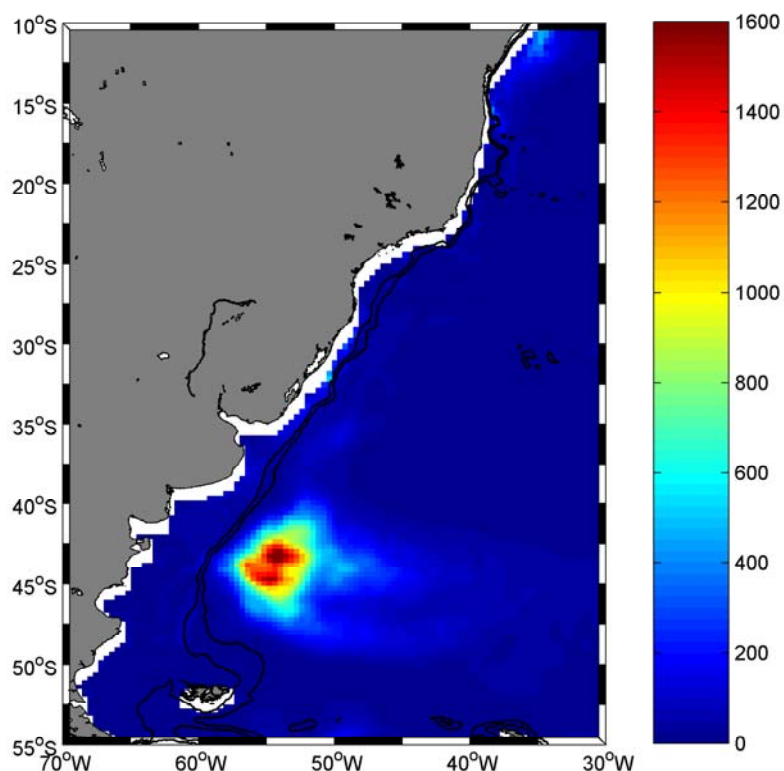


Figura 6.4: Campo de energia cinética turbulenta de meso-escala para o primeiro nível do modelo (25m). A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ .

De acordo com o trabalho de McClean *et al.* [1997], corroborado pela Figura 6.4, a ECT calculada a partir dos dados do modelo POCM é subestimada para a região da confluência Brasil-Malvinas quando comparado com dados de altimetria ( $2500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ). Para a CB os dados simulados pelo modelo levam também a uma subestimativa da ECT com relação aos valores calculados a partir das bóias de deriva e também com relação ao trabalho de McClean *et al.* [1997] que utilizaram dados provenientes do altímetro instalado no TOPEX/POSEIDON. Por exemplo, sobre o eixo principal da CB os dados das bóias de deriva exibem valores entre  $100$  e  $600 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$  enquanto que a partir dos dados do modelo os valores atingem  $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ . Para a CM os dados lagrangeanos mostram valores baixos para o campo de ECT, portanto, o modelo é mais realístico para a região da CM com relação energia turbulenta de meso-escala, possivelmente devido a uma melhor representação do campo de velocidade para esta corrente do que para a CB [McClean *et al.*, 1997].

Com os dados das bóias de deriva, a estimativa da razão entre as energias de larga e meso-escala na região da CBM mostra que a maior parte da energia está no campo de meso-escala, todavia, para o eixo principal da CB e CM a energia calculada a partir destes dados expressa o oposto. A partir do modelo os resultados corroboram com os obtidos nas bóias para o primeiro nível do modelo, associados a essas correntes e a região da CBM, conforme mostra a Figura 6.5.

Através da Figura 6.5 pode-se concluir também que longe do talude continental a energia dominante no oceano é a de meso-escala, pelo menos no que se refere ao primeiro nível do modelo. Dos níveis 2 (37.5 m) ao 10 (610 m) a ECM continua dominando a ECT sobre os eixos principais das CB e CM (as razões para os níveis 2 a

10 foram calculadas mas não estão sendo mostradas neste trabalho). Na região da CBM a dominância é da ECT.

A CM é citada na literatura como tendo uma baixa atividade turbulenta de meso-escala [Saraceno *et al.*, 2004], o que é confirmado pela Figura 6.5. Deste modo, a energia calculada a partir dos dados do modelo representou mais adequadamente o campo turbulento para esta corrente.

A comparação dos dados de energia calculados a partir dos dados simulados pelo modelo POCM com aqueles calculados com a utilização das bóias de deriva, mostram que o modelo consegue resolver o campo meso-escala da região de estudo de forma bastante satisfatória, apesar de subestimar a magnitude da energia em algumas regiões específicas e apresentar uma distribuição espacial um pouco diferente da representada pelos dados *in situ*, principalmente sobre a região da CBM.

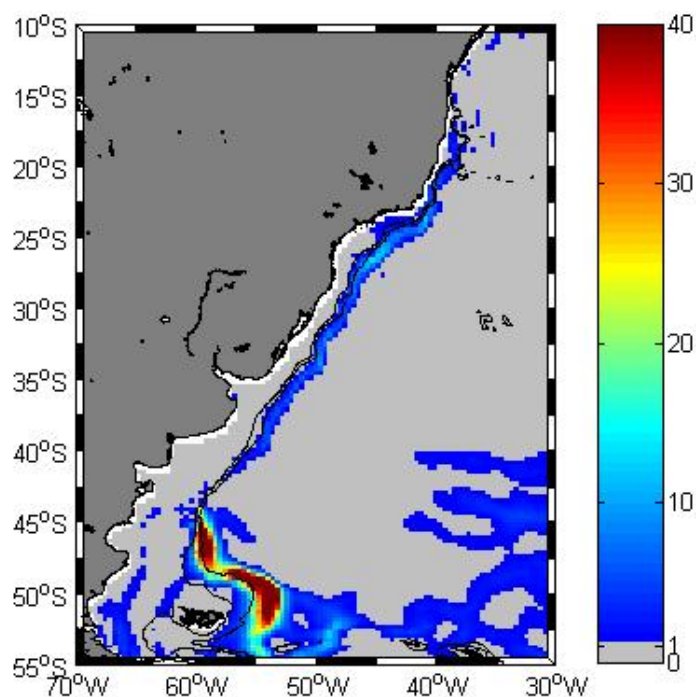


Figura 6.5: Razão entre ECM/ECT. As isóbatas de 200 e 1000 m são destacadas.

As maiores diferenças na energia calculada a partir dos dados do modelo estão associadas com a CB e a Confluência Brasil-Malvinas. Contudo, a representação da variabilidade é condizente espacialmente com os dados *in situ* (por exemplo, bóias de deriva) e dados satelitais (altimetria), o que é então suficiente para estimar o sentido e dominância (barotrópica ou baroclínica) das taxas de conversões associadas às energias cinética e potencial turbulentas de meso-escala da região.

#### 6.4 Taxas de conversões barotrópica e baroclínica de energias

Neste momento, de acordo com os fundamentos teóricos desenvolvidos no Cap. II, podemos desenvolver o Diagrama de Lorenz na sua forma mais completa. Além do balanço da energia cinética turbulenta, já apresentado no Cap. III, podemos agora desenvolver com os dados do modelo, pois de posse desses dados, podemos calcular o balanço de energia potencial turbulenta (EPT) e, portanto, calcular as taxas de conversão de energia associadas ao fluxo de calor turbulento no oceano.

#### 6.5 Termos de conversão das energias cinética e potencial turbulenta para todo o domínio de estudo

As figuras apresentadas a seguir abrangem a camada superficial do oceano, ou seja, tomou-se um valor médio das variáveis entre o primeiro nível (25m) e o nível 10 (610 m) do modelo, com o intuito de reter a camada referente à chamada circulação superficial oceânica [Bjastcoch e Krauss, 1999; Mata *et al.*, 2006]. Assim todos os

termos de conversão de energia, seja cinética ou potencial, serão apresentados para este intervalo de profundidade, a menos que seja referida outra profundidade no texto.

O termo de conversão barotrópico (BT) para todo o domínio de estudo é apresentado na Figura 6.6. Observa-se pela figura que na borda norte (10°S-15°S) do domínio existe uma região onde o termo BT exibe máximos positivos e negativos, ou seja, o campo médio de escoamento alimenta o campo turbulento e vice-versa, conforme os resultados dos dados simulados do POCM. Provavelmente essa configuração energética está associada com a zona de divergência do escoamento da Corrente Sul Equatorial, formando a Corrente Norte do Brasil e a CB. Comparando o mapa de BT apresentado na Figura 6.6 com o apresentado no Cap. V (Fig. 5.1), com os dados lagrangeanos observa-se alta similaridade na representação desses dois mapas oriundos de bases de dados diferentes.

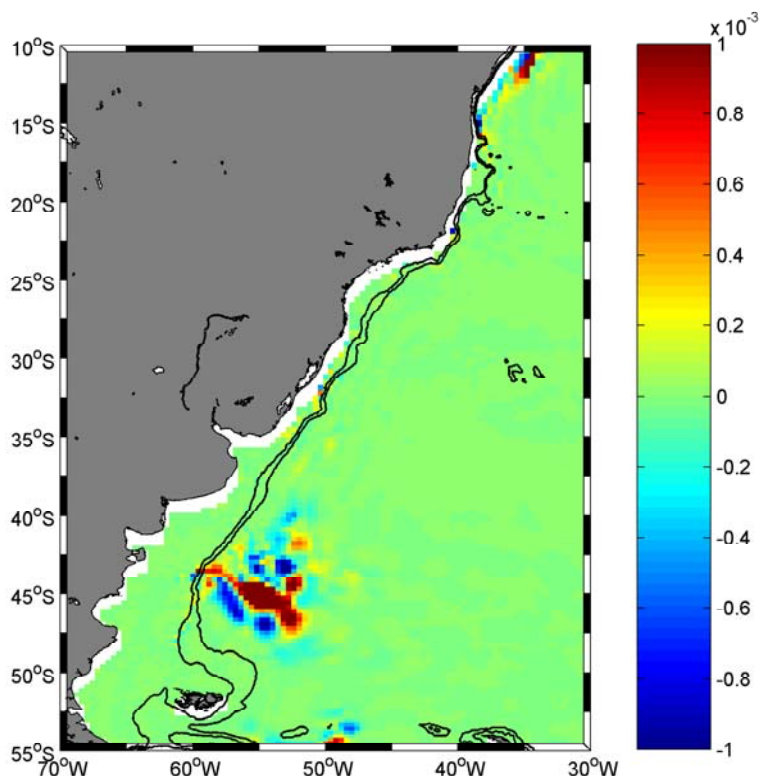


Figura 6.6: Taxa de conversão barotrópica média sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.

Conforme esta figura, ao seguir o eixo principal da CB, os valores das taxas associadas a esta corrente, são sempre menores do que  $\pm 1.10^{-3} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ , pois nesta escala não aparece nenhum máximo ou mínimo de BT. Contudo, na próxima seção faremos um detalhamento energético da CB e as taxas de conversão associadas.

Sobre o escoamento da extensão da CB, espera-se observar valores positivos de BT, o que indicaria que para esta localização há uma conversão do campo médio de escoamento para o turbulento, contudo na seção seguinte será elucidada a dominância do sinal do termo BT sobre a CB. Ao observar a estrutura da retroflexão do jato da CB se percebe que os valores tendem a ser negativos, mostrando que o campo turbulento do escoamento nesta região alimenta o médio, provavelmente com o decaimento dos vórtices gerados mais ao sul.

Na Figura 6.6, na região da CBM, observa-se valores máximos positivos e negativos de BT. Estes resultados oriundos dos dados simulados do modelo corroboram com os dados lagrangeanos apresentados no Cap. V para esta região. No eixo principal da CM, pela escala utilizada na Figura 6.6, para comparação com o termo BT proveniente das bóias (Cap. V) não se pode determinar a predominância do sinal sobre o eixo principal dessa corrente. Contudo espera-se que concorde com a estimativa das bóias onde observou-se uma predominância de conversão de ECT para ECM. Para o restante do domínio de estudo a Figura 6.6 mostra valores próximos de zero, ou seja, pode-se concluir que os valores mais altos da taxa de conversão barotrópica residem sobre o contorno oeste do domínio.

O balanço de energia cinética turbulenta (Cap. II, Eq. 15) apresenta também o termo AM\_ECT, Figura 6.7, e nesta forma de mapa ele está associado ao grande volume de controle assim expressando a advecção da energia cinética turbulenta de meso-escala

pelo campo médio de escoamento de uma região para outra dentro do domínio, ou seja, não atua para sumidouro ou fonte de ECT.

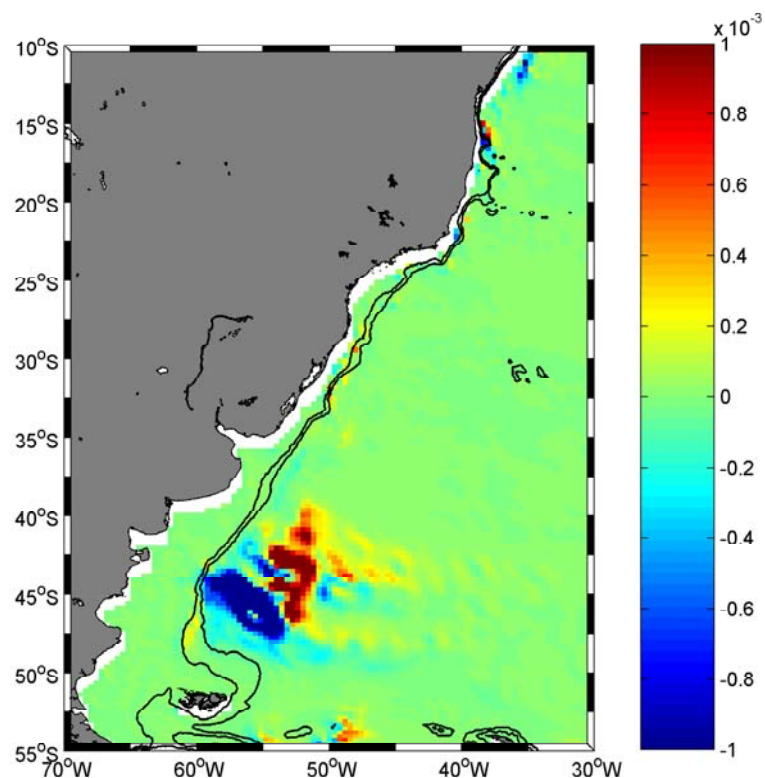


Figura 6.7: Termo AM\_ECT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.

Outro termo do balanço da ECT corresponde a advecção de ECT pelo próprio campo turbulento de meso-escala, esboçado na Figura 6.8. Esse termo AT\_ECT aplicado ao grande volume representa fisicamente a redistribuição da energia cinética turbulenta dentro do domínio de estudo pelo próprio campo turbulento, assim este termo não atua como fonte ou sumidouro da ECT somente favorecendo a sua redistribuição dentro do domínio.

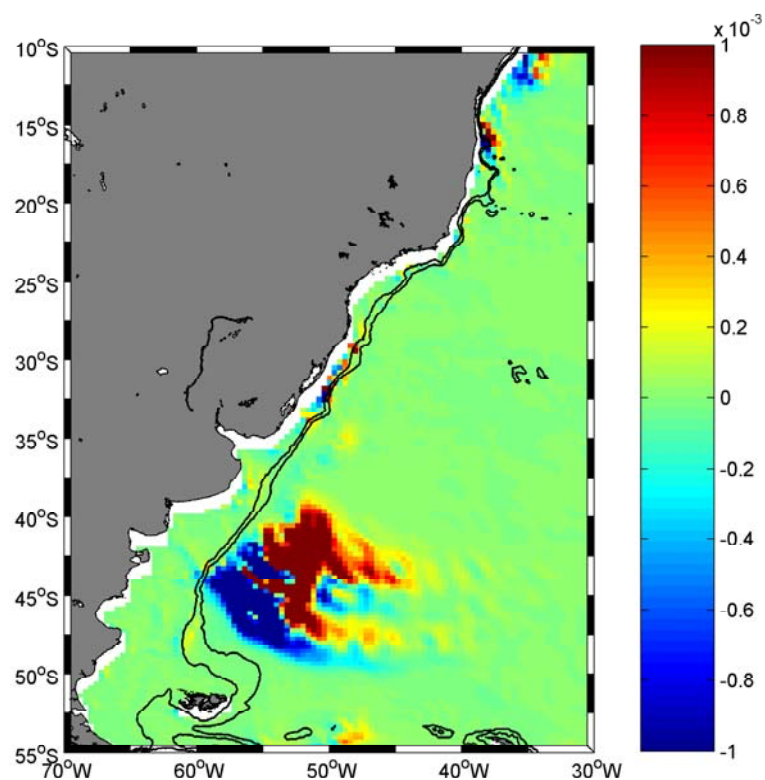


Figura 6.8: Termo AT\_ECT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ . As isóbatas de 200 e 1000m estão destacadas.

Os termos referentes à Eq. (18) do Cap. II, que demonstram as taxas de conversões baroclínicas da energia, serão agora apresentados, sendo os termos de energia provenientes dos dados simulados no modelo POCM. O primeiro termo a ser apresentado é o termo BC, Figura 6.9 (ver Eq. 18, Cap. II), o qual compreende a conversão da energia potencial disponível média para a forma de energia potencial turbulenta, representado por um fluxo de calor turbulento médio no sentido contrário ao gradiente de temperatura médio (gradiente abaixo, *downgradient*).



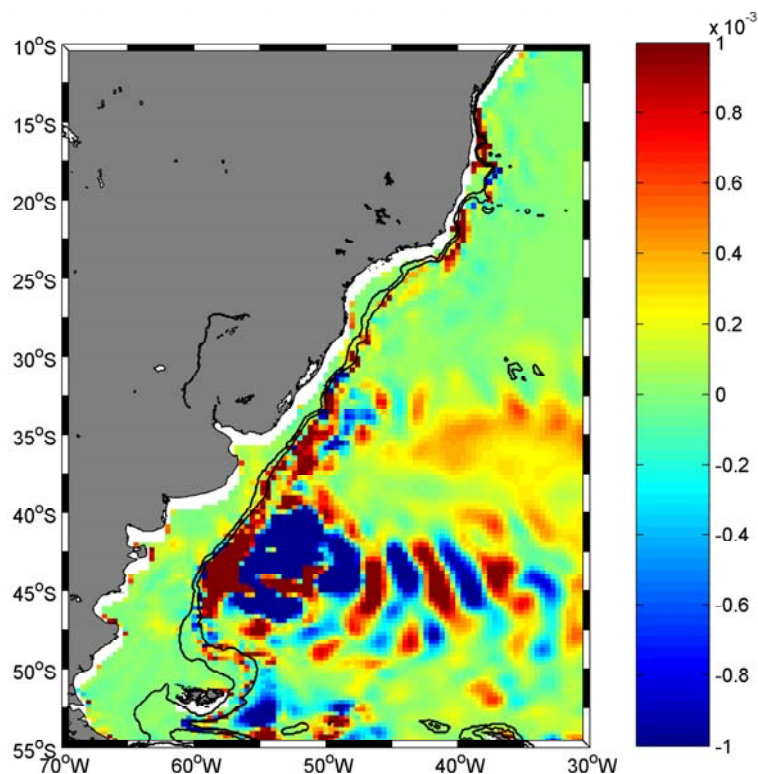


Figura 6.9: Termo de conversão baroclínico (BC) médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

Pela análise da Figura 6.9, observa-se a predominância de valores positivos para a região do escoamento da CB, indicando conversão de energia potencial média disponível para EPT. Taxas positivas mais elevadas são observadas ao longo da extensão do eixo da CB, porém existe predominância de conversão de EPT para EPM na região da retroflexão da CB e sobre o ramo da corrente de retorno da CB.

A região onde reside a CM esboça valores positivos mais baixos do que a sua oposta CB, sugerindo que as instabilidades baroclínicas são menos favorecidas nesta corrente. Na região da CBM, a estrutura térmica é altamente variável em função da frente termohalina que se desenvolve pelo encontro entre a CB e a CM. Assim, o termo BC sobre a CBM esboça máximos positivos e negativos, atribuídos a um possível processo de realimentação entre os campos de massa médio e turbulento. Portanto, essa região do

domínio engloba a região onde existe o mais rápido ou mais eficiente processo de fluxo de calor turbulento, dentro do nosso domínio.

O termo de advecção de EPT pelo campo médio de escoamento é esboçado na Figura 6.10, o qual apresenta valores positivos e negativos sobre a região da CBM e um máximo negativo sobre a região de escoamento da CB.

O termo de advecção ou redistribuição da EPT pelo próprio campo turbulento (AT\_EPT) é apresentado na Figura 6.11. Nessa figura se observa uma proeminente região positiva do termo AT\_EPT, localizada sobre a borda leste da região da CBM, agregando a última a posição de uma região de elevado estoque de EPT no do domínio de estudo, sendo esta diretamente proporcional a variância de temperatura. Este termo tradicionalmente é desprezado, pois sendo oriundo de uma correlação tripla, sua significância estatística é mais baixa do que a dos outros termos.

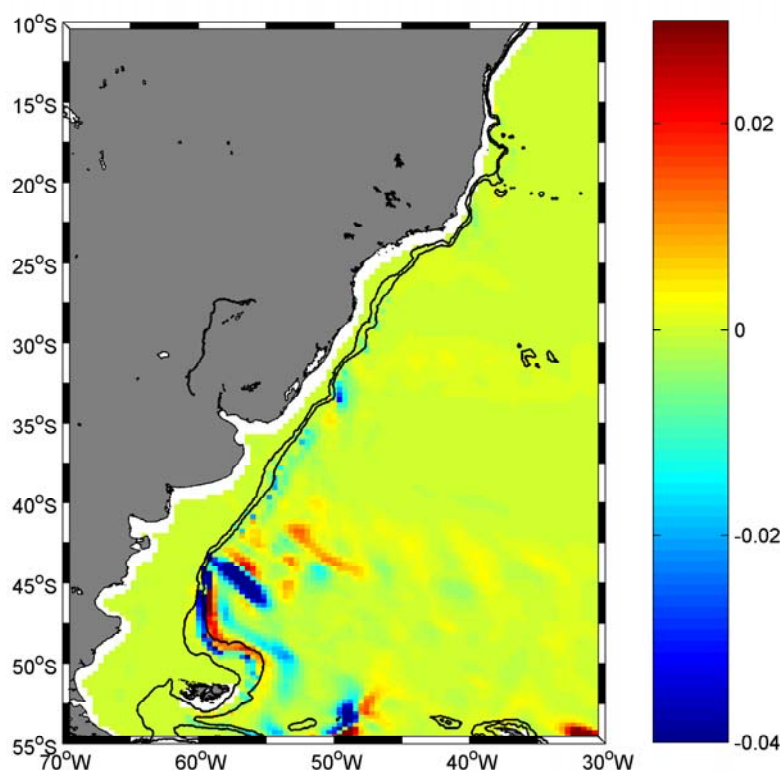


Figura 6.10: Termo AM\_EPT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

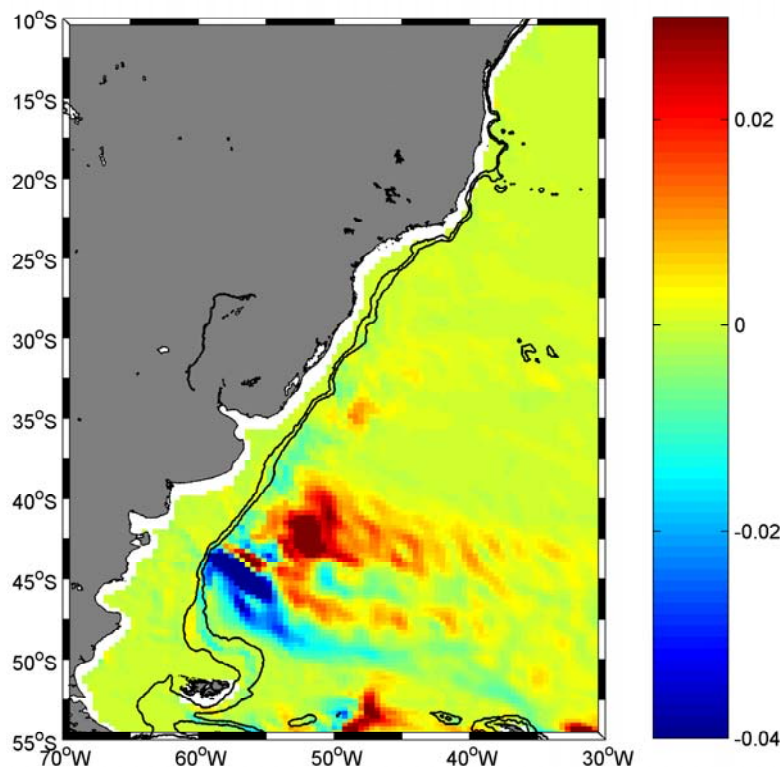


Figura 6.11: Termo AT\_EPT médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

O termo FCV, referente ao fluxo de calor turbulento vertical é apresentado na Figura 6.12 tendo sido obtido através do resíduo sobre os termos da equação de balanço da EPT de acordo com a Eq.(18) ( $\text{AT\_EPT} + \text{AM\_EPT} + \text{BC} = \text{FCV}$ ). Assim este termo mostra valores negativos para a maior parte do caminho ao longo do eixo principal da CB, o que acarreta uma conversão de EPT para ECT. Sobre a região da CBM, também se observa uma predominância de máximos negativos sobre a mesma, caracterizando a assinatura de uma conversão de EPT para ECT, nessa região. Na região da CM, sobre a isóbata de 1000 m o termo FCV tem um predomínio de sinais positivos o que é um indicativo de uma conversão de ECT para EPT, nessa corrente.

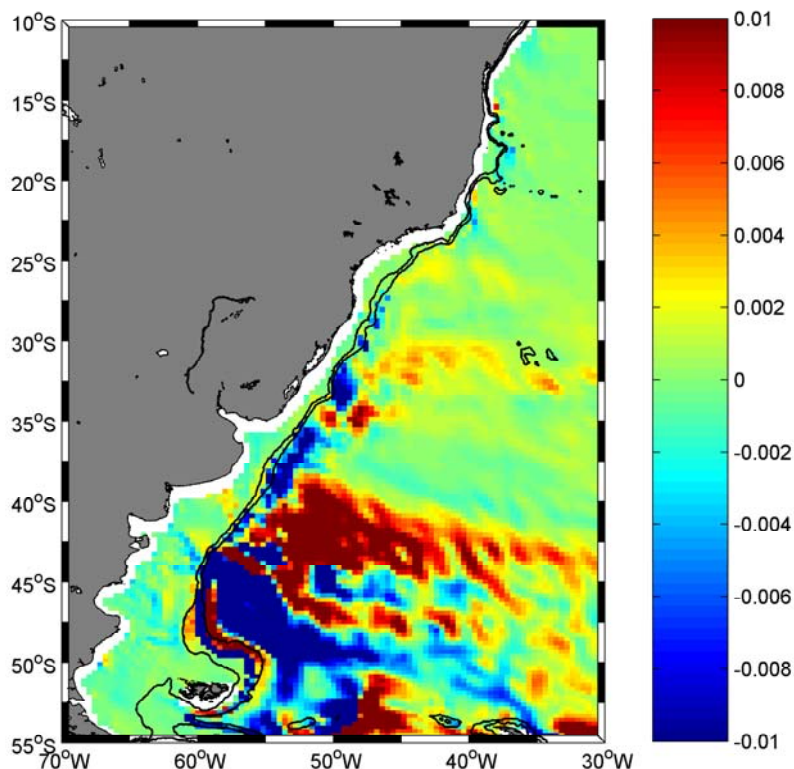


Figura 6.12: Termo FCV médio sobre os 600m superficiais, para toda a área de estudo. A unidade de medida é  $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ .

O panorama energético, desenvolvido a partir dos dados simulados do POCM, mostra que:

(1) O termo BT mediado entre o nível 1 (25m) e o nível 10 (610m) do modelo possui valores dominantes positivos sobre o eixo principal da CB, o que implica em uma conversão de ECM para ECT. Ao longo do escoamento da CM, o termo BT não mostra, devido à escala utilizada, dominância de por valores negativos ou positivos, porém espera-se uma concordância com os dados lagrangeanos sobre essa corrente, portanto, valores negativos para o BT, ou seja, conversão de ECT para ECM conforme os resultados do Cap. V. Sobre a região da CBM se observa valores máximos positivos e negativos do termo BT. Estes resultados oriundos das simulações do modelo corroboram com os dados lagrangeanos apresentados no Cap. V.

(2) O termo BC, apresentou valores positivos da ordem de  $2.10^{-3} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ , mostrando que os campos médio e turbulento interagem com uma taxa de conversão com esta ordem de magnitude. A CM esboça valores positivos bem mais baixos do que a CB, no que se refere ao termo BC. Também nota-se que o termo BC possui maior magnitude sobre o termo BT na CB, o que caracteriza a mesma com um jato médio instável baroclinicamente.

Os outros termos das equações de balanço da ECT e EPT, exceto os termos BT e BC, não são termos de interação entre o campo médio e turbulento, somente fazendo a redistribuição do campo turbulento dentro do domínio e o acoplamento entre os campos de energia potencial e cinética turbulenta. Expondo este detalhe torna-se claro porque nas conclusões (1) e (2) acima abordamos somente os termos BT e BC.

Os trabalhos na literatura com ênfase na energética turbulenta de meso-escala são bastante escassos para a nossa região de interesse, o que faz com que a comparação dos termos de interação entre os campos de energia cinética e potencial com estudos anteriores a este fique limitada a alguns resultados obtidos a partir de modelagem numérica. Por exemplo, Ivchenko *et al.* [1997] obtiveram para uma sub-região dentro de seu domínio total, nomeada de Atlântico Oeste ( $10^{\circ}\text{S}$ - $40^{\circ}\text{S}$  e  $70^{\circ}\text{W}$ - $40^{\circ}\text{W}$ ), a qual está contida em nosso domínio de estudo, a magnitude de  $9,4.10^{-6} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$  para o termo BC. O mais relevante na comparação entre este trabalho e o presente estudo é o sentido da conversão, pois a metodologia e os dados empregados são diferentes nos dois trabalhos. O sinal positivo encontrado por estes autores na taxa CB implica em uma conversão de EPM para EPT, o que corrobora com nossas estimativas para o sinal dominante de BC, com o cálculo dos termos energéticos sendo feito a partir dos dados oriundos do POCM. Estes autores também estimaram para a sub-região acima citada o que neste trabalho

chamamos de termo FCV, tendo obtido um valor de  $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-3}$ . Mata *et al.* [2006], em estimativas das taxas BC e BT para a Corrente Leste da Austrália, encontraram padrão espacial (BT e BC positivos) e magnitude dos termos similar ao nossos cálculos para a CB. Assim, esboçando uma semelhança energética entre as duas correntes de contorno oeste no hemisfério sul.

Para a região da Corrente do Golfo vários trabalhos foram desenvolvidos com diferentes técnicas e tipos de dados, tendo sido também calculados os termos BT e BC para a região. Neste momento, cita-se somente o trabalho de Cronin e Watts [1996] para uma comparação de nossas taxas com àquelas para a Corrente do Golfo, por ser esta corrente representativa do hemisfério norte. Os autores obtiveram valores da ordem de  $10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-3}$  para os termos BT e BC, o que também concorda com a nossa ordem de grandeza a partir dos dados do modelo POCM, salientando que estes autores utilizaram dados de fundeios para os cálculos de seus termos energéticos.

Phillips e Rintoul [2000] utilizaram dados de medidas diretas de corrente (fundeio) para o cálculo das taxas BC e BT para a Corrente Circumpolar Antártica (CCA) em seu caminho ao sul da Austrália, tendo obtido valores de  $BC=10 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-3}$  e  $BT=0,16 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-3}$ .

Por fim, observa-se que a ordem de grandeza para as taxas de conversão baroclínica e barotrópica, para as correntes de corrente oeste e CCA nos oceanos, possuem ordens similares de grandeza. A dominância de um ou outro termo define se determinada corrente favorece o desenvolvimento de instabilidade barotrópicas, através de BT, ou baroclínicas, através de BC. Deve-se ressaltar novamente que é difícil comparar ordens de magnitude para os termos de interação entre os campos médio e turbulento de meso-escala devido aos diferentes tipos de dados utilizados pelos vários autores para outras

regiões que não a nossa. Contudo, os valores obtidos com os dados lagrangeanos para BT especificamente são de ordem de magnitudes semelhantes entre a CB e as outras CCOs, e as estimativas com os dados simulados do POCM concordam com o sentido dos termos de conversão, para BT e BC. Entretanto, como o modelo desenvolve menor energia do que os dados *in situ*, as taxas de conversão esboçam menor magnitude.

## 6.6 Diagrama de Lorenz: Ênfase na Corrente do Brasil

Assim, como utilizado no Cap. V, adotamos algumas radiais ao longo do caminho da Corrente do Brasil para poder analisar com detalhe as conversões de energia que ocorrem sobre o eixo principal da mesma.

A Figura 6.13 mostra o campo de velocidade superficial da região de estudo e as radiais ao longo do caminho da CB, juntamente com as radiais onde procederemos a análise similar ao do capítulo V. De modo geral, pela análise qualitativa desta figura com relação à Figura 3.5, observamos que o modelo POCM concorda em nível geral com a distribuição espacial das principais correntes residentes no nosso domínio de estudo.

Assim, vamos a partir de agora montar o diagrama de Lorenz para cada uma das radiais (esboçadas na Figura 6.13) para investigar os principais processos de conversões de energia, presentes nas estimativas das simulações do POCM, especificamente para o eixo principal da CB. Assim de acordo com o campo de velocidade médio resultante, similar ao que se fez para os dados lagrangeanos, determinamos sobre as radiais o eixo principal da CB e para essas localizações sobre as radiais montam-se os Diagramas de Lorenz.

O desenvolvimento da seção será semelhante ao da seção 5.1, sendo importante destacar que o campo de velocidade médio resultante apresentado na figura abaixo representa a média dos 12 anos de dados simulados pelo POCM para o seu primeiro nível. Todavia, as estimativas das taxas de conversões para a energia cinética e potencial são obtidas pela média das energias calculadas com os dados do primeiro nível (25m) do POCM e o seu décimo nível (610m), ou seja, calculou-se o valor médio das taxas de conversão para esses níveis e depois fez-se a média entre o nível um e o décimo.

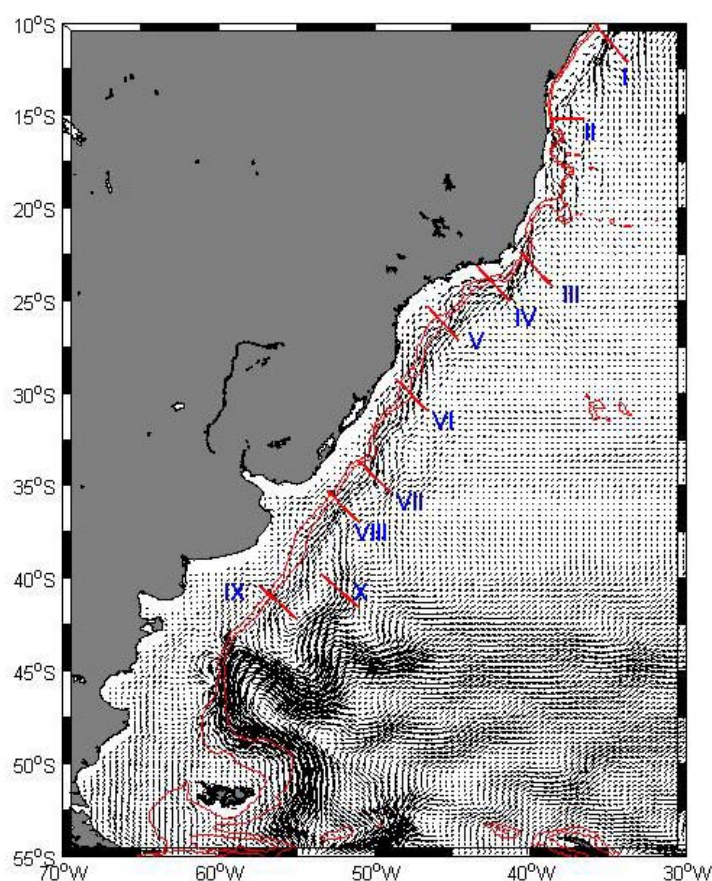


Figura 6.13: Campo de velocidade superficial médio derivado dos dados simulados sobre a grade do modelo, no primeiro nível. Mostram-se as isóbatas de 200m e 1000m através das linhas contínuas em vermelho.



Desse modo, consegue-se representar os processos de conversão de energia residentes no domínio, associados à variabilidade de meso-escala que reside nos 600m iniciais da coluna d'água. Também observa-se que o Diagrama de Lorenz é confeccionado para expressar somente as taxas de conversão de energia que estão associadas as energias turbulentas cinética e potencial, pois o objetivo específico da tese é a energética do campo turbulento e sua interação com o campo médio, portanto o Diagrama não contempla as conversões entre os estoques médios das energias. Finalmente, salientamos que, devido ao número de radiais tomadas ao longo da CB ser da ordem de dez, limitaremos a descrição dos resultados nesta seção aos termos de conversão BT, BC e FCV, visto que estes termos é que fazem a interação entre os campos médio e turbulento do escoamento e acoplamento entre os estoques de ECT e EPT.

A Figura 6.14 esboça o diagrama para a primeira radial, no extremo norte do domínio. As bóias no Cap. V não mostraram o jato da CB nesta localização, porém o modelo esboça a origem da mesma nesta radial a  $10.94^{\circ}\text{S}-35,0^{\circ}\text{W}$ .

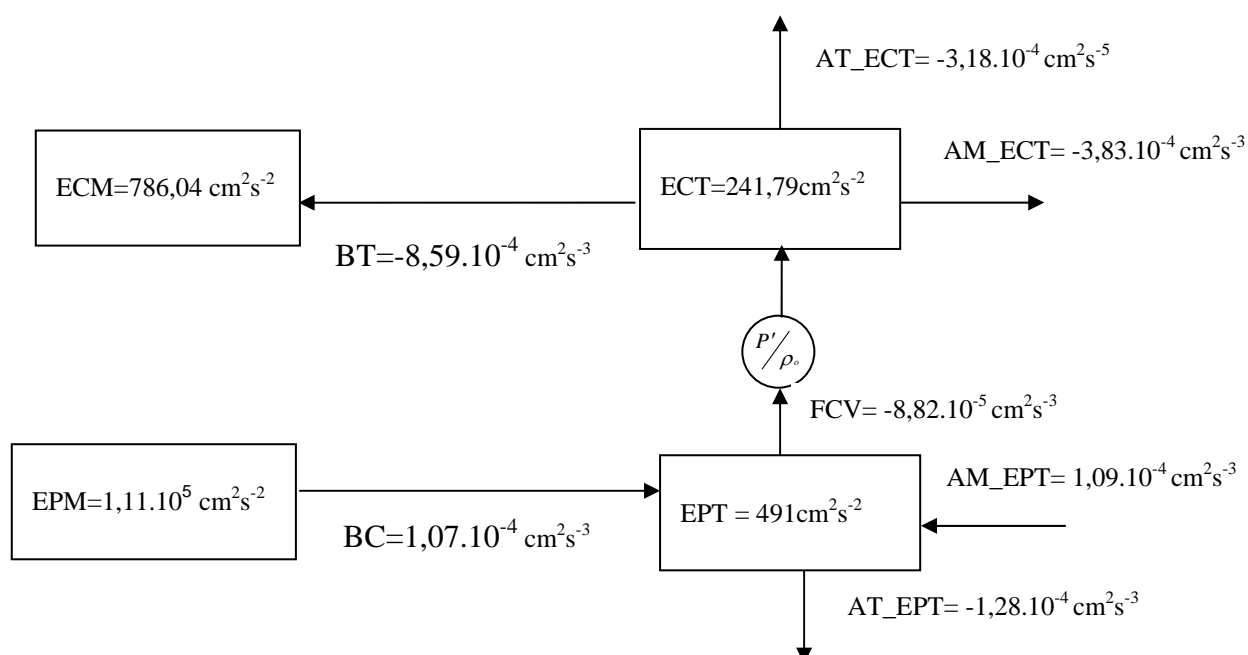


Figura 6.14: Diagrama de Lorenz para a radial I. As caixas representam os estoques de energia. As setas entrando (saindo) em uma caixa representam fontes (sumidouros) de energia. As setas entre as caixas representam conversões e o círculo não é um estoque, representando o acoplamento entre os campos de ECT e EPT.

De acordo com o diagrama da Figura 6.6.14, se pode observar o que ocorre em termos de conversões, fontes e sumidouros de energia sobre a radial I, para a posição de 10,94°S-35,0°W. Nessa posição existe conversão de ECT para ECM, ou seja, uma sobre-estabilidade barotrópica, a uma taxa de  $-8,59.10^{-4} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ . O termo FCV, que corresponde à conversão de energia potencial turbulenta em cinética turbulenta, foi obtido pelo resíduo sobre a equação (18) [e.g. Cronin e Watts, 1996]. O termo BC produz uma conversão de EPM para EPT. O processo de conversão ocorre por um fluxo de calor turbulento horizontal na direção contrária ao sentido do gradiente de temperatura médio [e.g. Dewar e Bane, 1989] e seguindo o fluxo da energia observa-se (Figura 6.14) que a EPT é convertida em ECT, pelo termo FCV. Os dois processos de conversão (BC+FCV) acarretam uma configuração resultante na coluna d'água que tem por efeito final produzir um fluxo de água fria descendo ou água quente subindo, resultando então que as isotermas são levadas para uma condição mais próxima a sua posição de estado médio, baixando o centro de massa da coluna d'água. Finalmente, nesta radial, o sentido do fluxo de BC e BT, indicam que o desenvolvimento da atividade de meso-escala é favorecido por instabilidades baroclínicas, enquanto que o termo de conversão barotrópico re-alimenta o reservatório de ECM.

Sobre a radial II (15,22°S-37,8°W), tem-se a configuração dos processos de conversões de energia, esboçado na Figura 6.15. Nesta figura observa-se que, assim como na radial I, o termo BT continua sendo negativo o que acarreta uma sobre-estabilidade barotrópica, a uma taxa de  $-4,04.10^{-5} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ , sendo atribuído ao mecanismo (ou desenvolvimento) da conversão um fluxo de momentum turbulento no sentido do gradiente de momentum médio. Na prática, isto significa que, o campo turbulento

interage com campo de ECM, no sentido do primeiro possivelmente atuar como uma forçante turbulenta a fim de dirigir o campo médio nesta região, ao nível barotrópico.

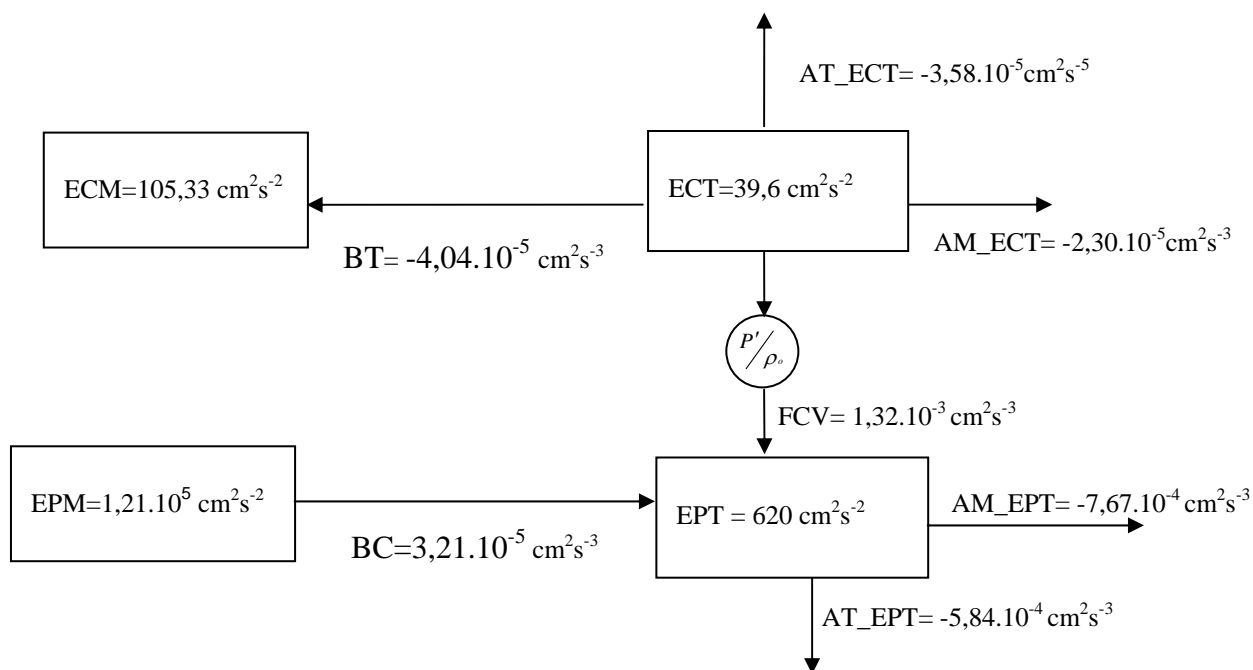


Figura 6.15: Diagrama de Lorenz para a radial II. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

O termo BC por sua vez confere uma conversão de EPM para EPT nessa localização pela magnitude esboçada no diagrama, representando um fluxo de calor turbulento horizontal gradiente abaixo. Imediatamente, através do termo FCV a ECT é convertida para EPT por um fluxo de calor turbulento vertical.

Os processos de conversão de energia sobre a radial III ( $22,42^{\circ}\text{S}-40,6^{\circ}\text{W}$ ) estão representados pela Figura 6.6.16. Neste diagrama, observa-se uma situação energética basicamente igual a da radial II, porém a diferença é que o termo BT configura uma conversão barotrópica, ou seja, ECM sendo convertida para ECT, pelo trabalho realizado pelos tensores de Reynolds contra o cisalhamento médio, no sentido contrário ao gradiente médio de momentum.

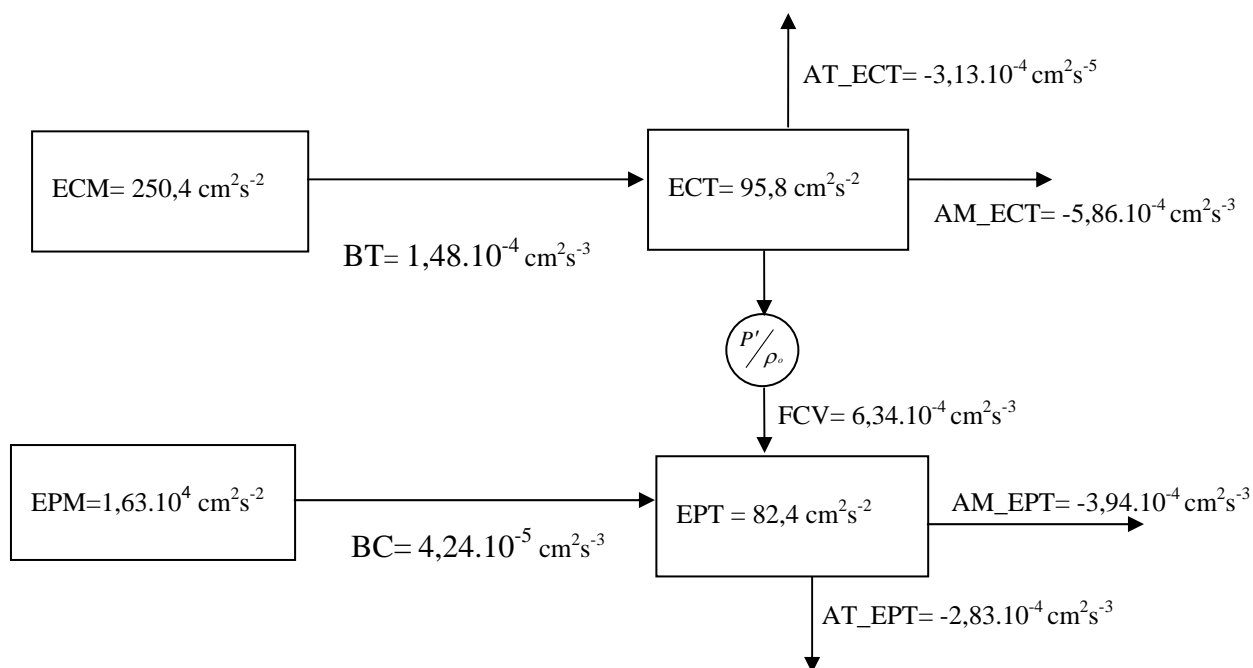


Figura 6.16: Diagrama de Lorenz para a radial III. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

A próxima radial está localizada em uma região bastante estudada ao longo do caminho da CB, pois é relatada forte atividade turbulenta de meso-escala [Campos *et al.*, 2000] nesta região próximo a 23°S. Assim, sobre a radial IV (24,62°S-41,8°W), tem-se o diagrama de Lorenz como mostra a Figura 6.17. Nessa radial tem-se uma configuração de conversão baroclínica com BC positivo e FCV negativo. O termo BT aparece convertendo ECM para ECT, com a mesma ordem de grandeza do que o termo BC, assim a fonte de ECT nesta localização, pelo modelo, é de origem barotrópica. Nessa radial o estoque EPT aumenta consideravelmente em relação a anterior, então os termo advectivo AM-EP é importante fonte dessa energia nessa posição do eixo da CB.

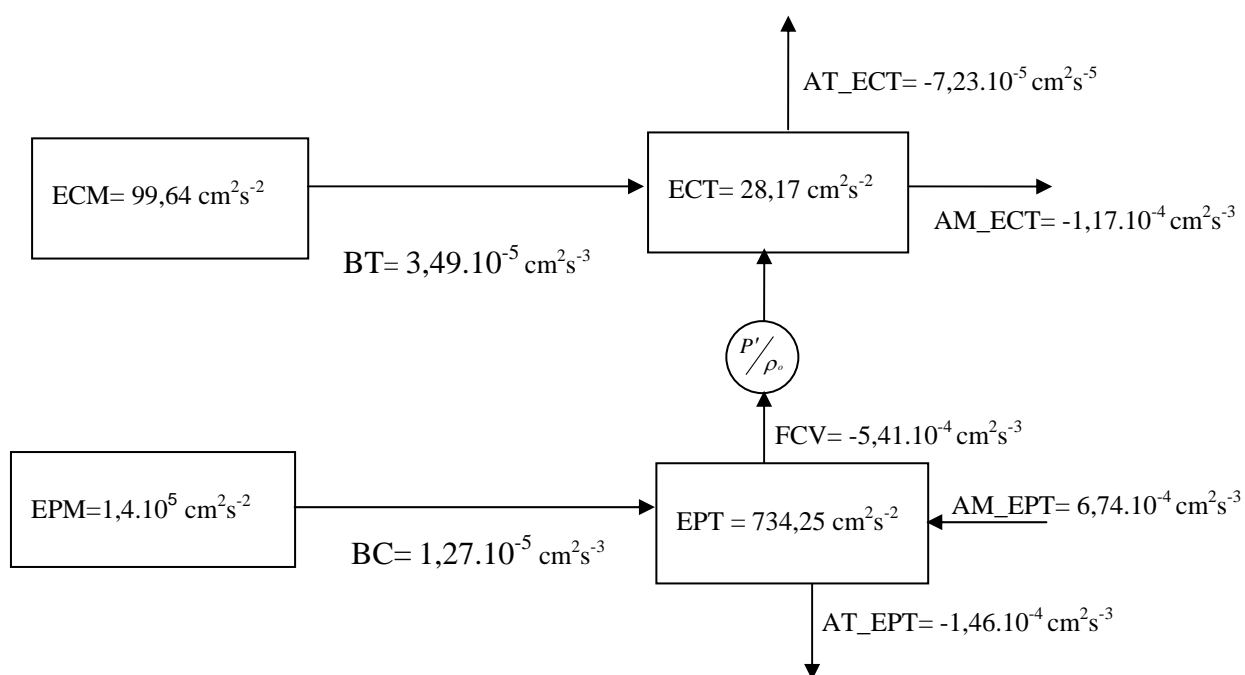


Figura 6.17: Diagrama de Lorenz para a radial IV. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

Assim a constatação da comunidade científica para esta região do entorno da latitude de Cabo Frio, de que a atividade turbulenta nesta região é dominada pela instabilidade baroclínica, está de acordo com o resultado do presente trabalho. Porém, há discrepância entre a magnitude da ECT proveniente das simulações do modelo e das bóias de deriva (Cap. IV), pois como pode ser visto no diagrama acima a ECT estimada pelos dados do modelo é relativamente baixa.

Sobre a radial V (26,43°S-45,4°W), a configuração energética é a que segue mostrada na Figura 6.18. Nesta radial tem-se uma configuração para as conversões de energia típica de uma corrente de contorno oeste, como na radial anterior também, ou seja, o termo BT converte ECM para ECT ao mesmo tempo em que o termo BC converte EPM para EPT via um fluxo de calor turbulento horizontal (BC) gradiente abaixo e, por conseguinte, um fluxo de calor turbulento vertical gradiente acima. Portanto, provavelmente o centro de massa do fluido como um todo tende a baixar nessa

região, levando o sistema para uma condição de maior equilíbrio dinâmico [e.g. Pedlosky 1987; Cronin e Watts, 1996].

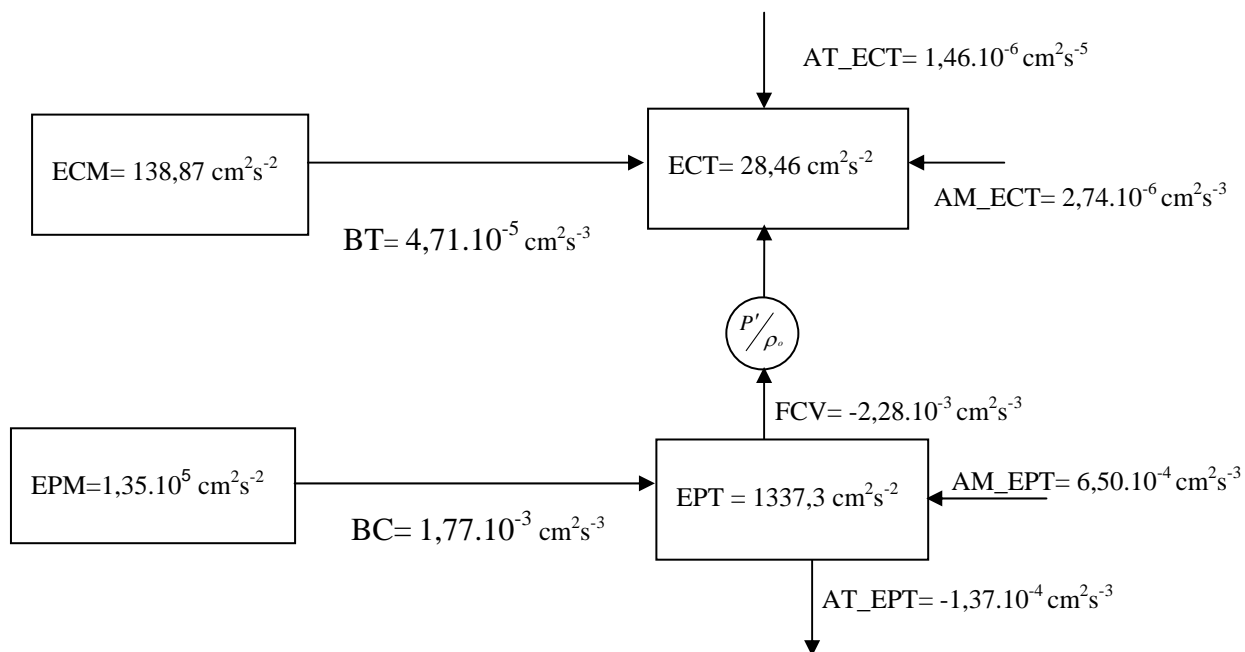


Figura 6.18: Diagrama de Lorenz para a radial V. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

Particularmente, nós classificamos os resultados dessa radial V como sendo bastante representativos da Corrente do Brasil na região, desde que nesta radial temos a estrutura da corrente mais bem definida pelos dados do modelo.

É oportuno salientar que fazendo uso da teoria do Cap. II, na seção 2.1.2, ou seja, dividindo por dois o termo BC, para reter a parte divergente do fluxo de calor turbulento, que é salientada por Cronin e Watts [1996] ser a parte dinamicamente importante no fluxo de calor turbulento, e associado a verdadeiro processo de conversão baroclínica associado à cunha de instabilidade. Portanto, se dividir por dois o termo BC, ainda assim permanece a dominância do termo BC sobre BT, nesta radial. Ou seja, o campo médio da CB, nesta localização, é instável baroclinicamente, ou seja, a energia

potencial média aparece como a fonte dominante da energia turbulenta neste localização.

Na próxima radial VI (29,96°S-47,8°W) o diagrama de Lorenz mostra as conversões de energia representadas na Figura 6.19. A EPT, que representa a energia associada à componente baroclínica do escoamento, é varias ordens de grandeza maior do que a ECT sobre o eixo principal da CB nesta localização. Observa-se nessa radial uma configuração energética com uma conversão de EPM para EPT e uma conversão ECT para ECM (sobre estabilidade barotrópica ou efeito de viscosidade negativa). Além disso, ocorre um fluxo de calor turbulento vertical, convertendo ECT para EPT. O que confere ao estoque de energia do campo de escoamento turbulento (ECT) ser muito baixo nesta região e por outro lado o estoque de EPT, associado ao campo de massa (componente baroclínica) ser várias ordens de grandeza maior do que a ECT.

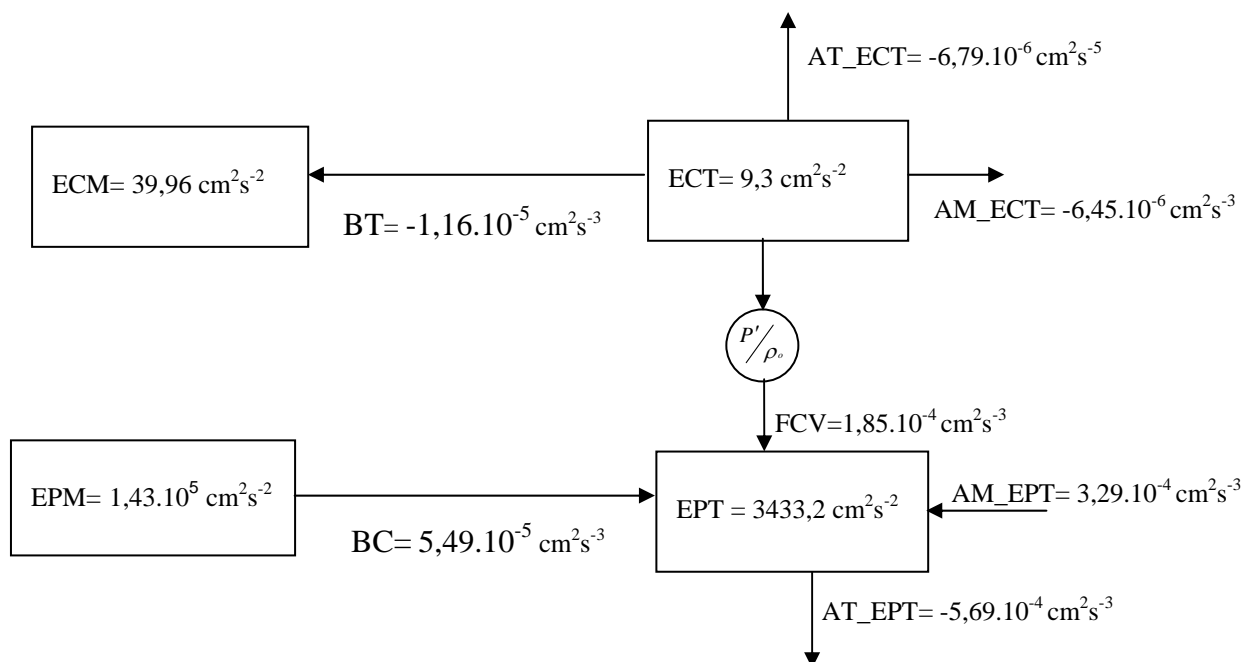


Figura 6.19: Diagrama de Lorenz para a radial VI. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

Na radial VII (34,37°S-50,2°W), Figura 6.20, o cenário energético é o que segue: conversão de ECM para ECT pelo termo BT (fisicamente tem-se, um fluxo de momentum turbulento no sentido contrário ao gradiente de momentum médio). Ressalta-se que o termo AM\_EPT vem atuando como fonte de energia para o estoque de EPT, em várias localizações, como visto acima, nos diagramas. A conversão associada ao termo BC é no sentido do campo turbulento de massa para o médio. Assim temo dominante no balanço de EPT é o AT\_EPT.

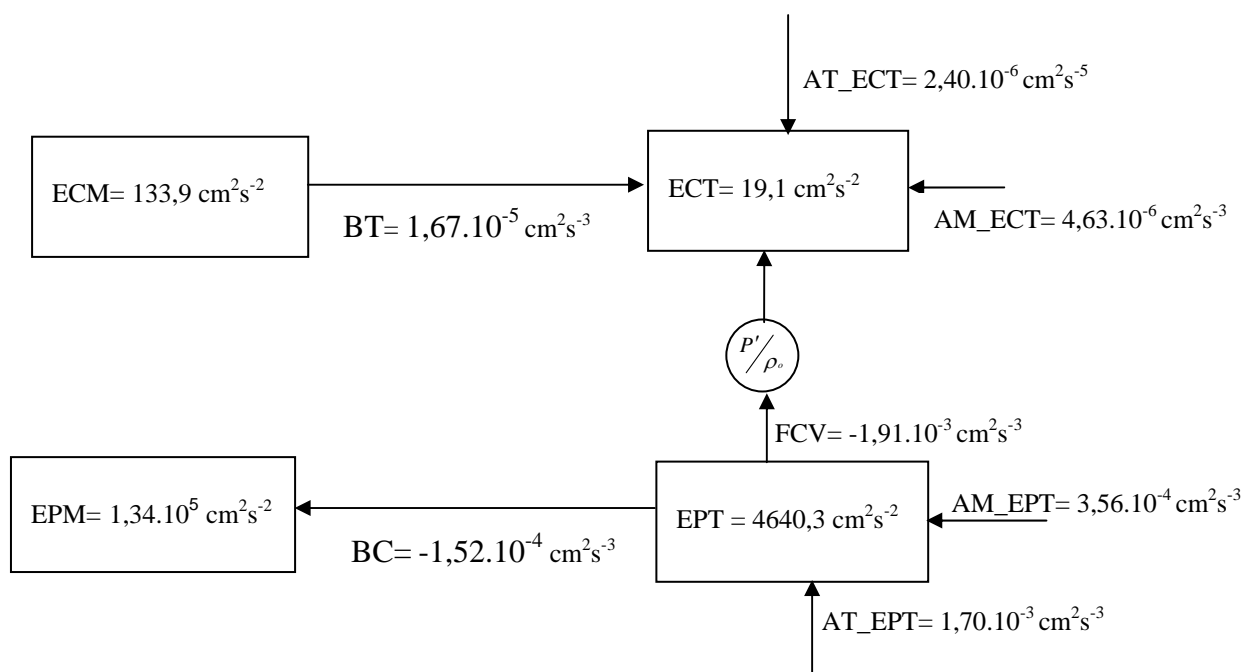


Figura 6.20: Diagrama de Lorenz para a radial VII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

Nas proximidades da latitude de separação do eixo da Corrente do Brasil, sobre a radial VIII (36,01°S-52,2°W), o balanço de energia turbulenta configura-se conforme mostrado no diagrama da Figura 6.21. O termo que agrega a taxa de conversão barotrópica é negativo o que determina uma conversão de ECT para ECM, onde ocorre um consumo de ECT. Pelo diagrama vê-se que a ECT é consumida também pelos termos advectivos que representam sumidouros nesse caso. Na parte baroclínica tem-se



uma conversão de  $EPM \rightarrow EPT$  e  $ECT \rightarrow EPT$ . Com esta configuração a energia do campo da massa médio é convertida para energia turbulenta do campo de massa turbulento.

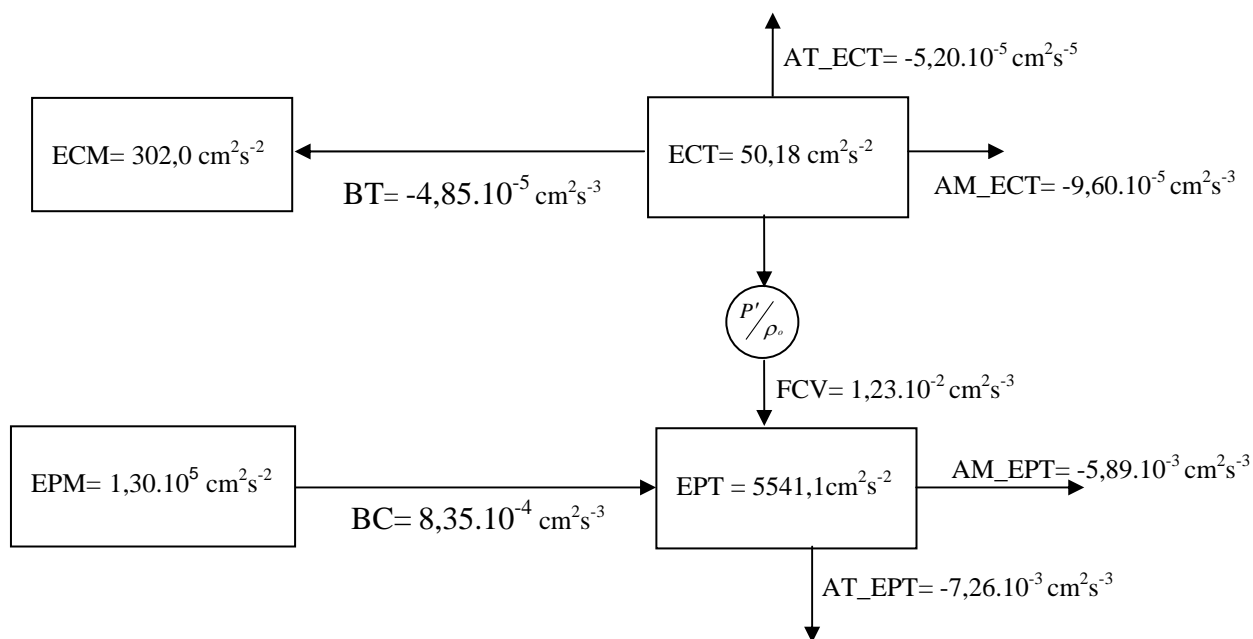


Figura 6.21: Diagrama de Lorenz para a radial VIII. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

A radial IX (41,32°S-56,2°W) encontra-se pela representação do campo de velocidade médio resultante do modelo (ver Figura 6.13) sobre a Extensão da CB, cujo cenário energético está descrito na Figura 6.22. Para tal diagrama, o processo de conversão baroclínico de energia se configura com uma conversão no seguinte sentido  $EPM \rightarrow EPT \rightarrow ECT$ . Este processo tem por resultado final o rebaixamento do centro de massa do fluido configurando um maior equilíbrio à coluna, o que caracteriza uma conversão baroclínica dentro da cunha de instabilidade [e.g. Pedlosky, 1987]. O termo BT também transfere energia do campo médio do escoamento para o turbulento, através da realização de trabalho dos tensores de Reynolds contra o cisalhamento médio

horizontal do campo de momentum médio. Este termo é uma ordem de magnitude menor que o BC.

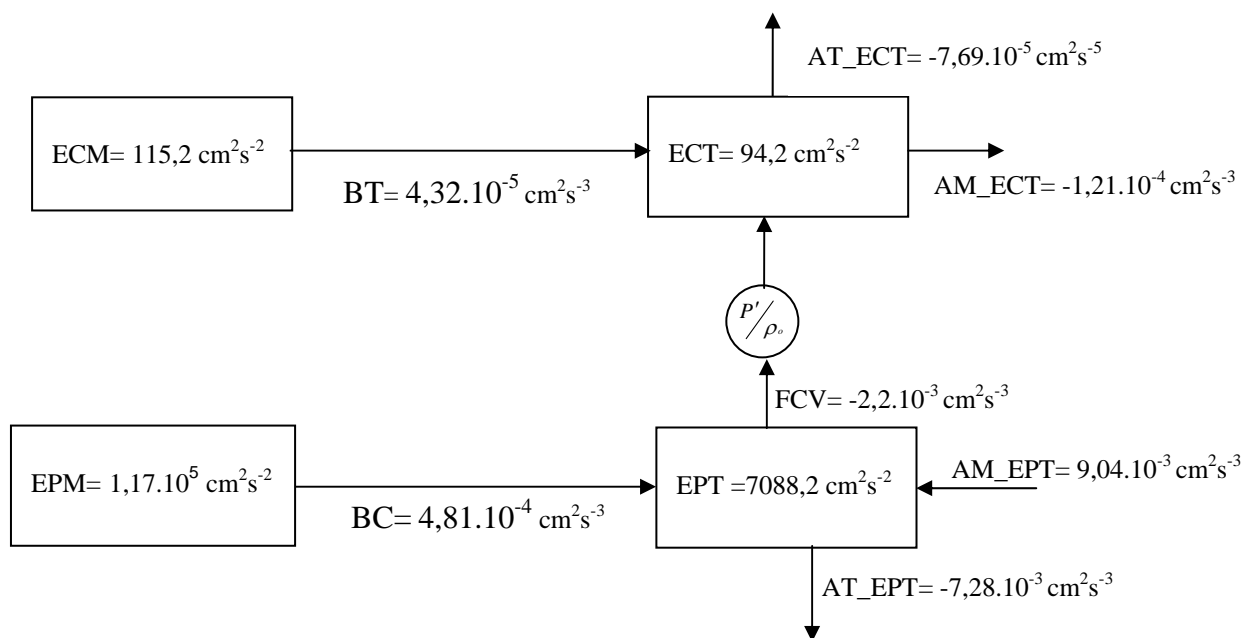


Figura 6.22: Diagrama de Lorenz para a radial IX. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

Finalmente, configuramos a radial X (40,72°S-52,2°W) sobre a corrente de retorno da CB (ver Figura 6.13), cujo cenário energético é descrito na Figura 6.23. Na posição referida observa-se a Corrente de Retorno da CB com o seguinte digrama de Lorenz: ECM é convertida para ECT com BT positivo, porém com ordem de grandeza de  $10^{-5} \text{ cm}^2\text{s}^{-3}$ , portanto bem menor do que no eixo principal da CB. Além disso, o campo de ECT é substancialmente mais alto do que na CB. Na parte baroclínica o termo BC é característico de uma sobre-estabilidade baroclínica, convertendo energia turbulenta do campo de massa para o campo médio de massa.

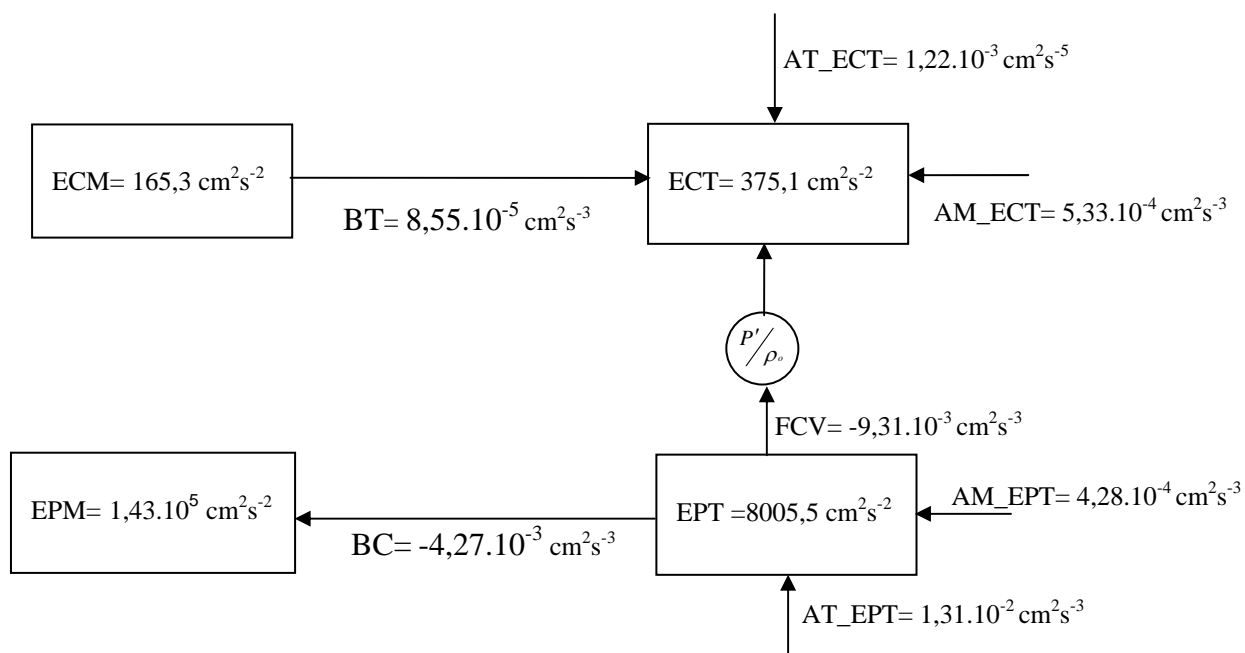


Figura 6.23: Diagrama de Lorenz para a radial X. A interpretação das setas no diagrama é a mesma efetuada na Figura 6.14.

Seguindo o diagrama ocorre à conversão de  $EPT \rightarrow ECT$ , assim vê-se que o balanço de EPT ocorre pelos termos de advecção média e turbulenta de EPT, atuando ambos como uma fonte da EPT.

A Figura 6.24 mostra as energias cinética média e turbulenta, potencial turbulenta e as taxas de conversão BT e BC, ao longo do caminho da CB sobre as radiais utilizadas para construção do diagrama de Lorenz. Nessa figura observa-se o aumento da EPT conforme a CB escoia em direção as altas latitudes. Assim como é possível observar também, a dominância do termo BC sobre o BT para a maioria das localizações extraídas sobre as radiais que compuseram os diagramas acima apresentados sobre o eixo principal da CB.

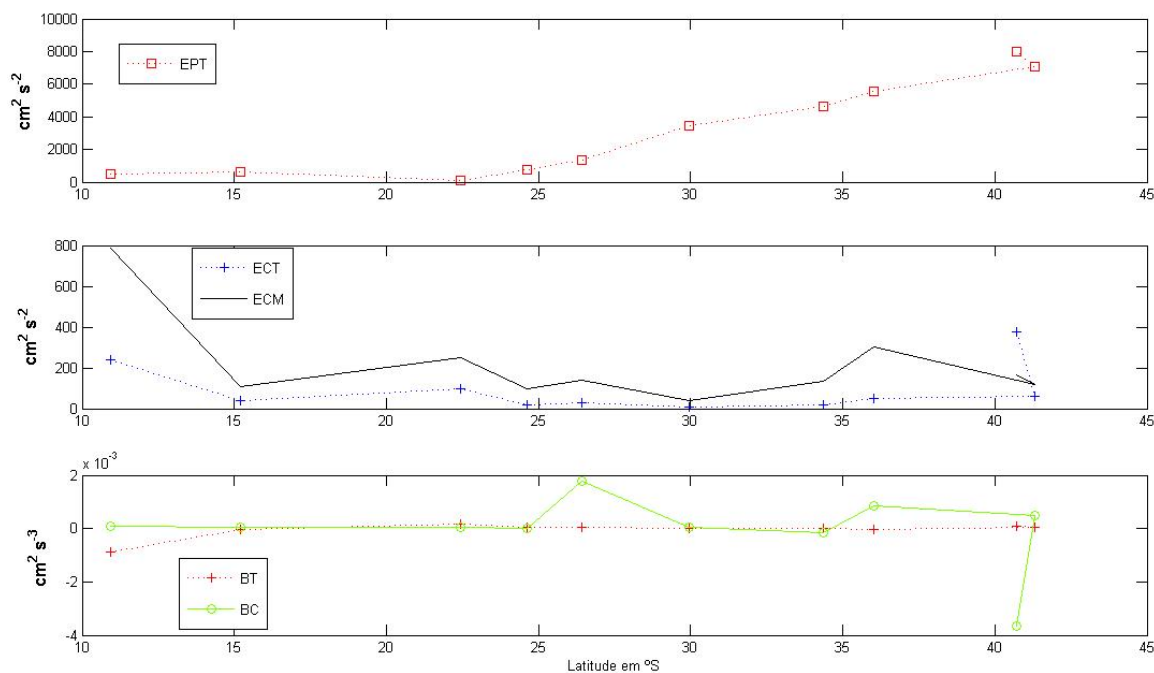


Figura 6.24: Energias média, turbulentas e taxas de conversões de energia para as radiais ao longo do caminho da CB.

Resumindo o cenário energético sobre a CB, temos as seguintes conclusões:

(a) Desprezamos a primeira radial devido ao fato das bóias (Cap. III) não mostrarem o jato da CB nesta localização e também porque a literatura pretérita sobre a região determina uma latitude mais ao sul (do que  $10.94^\circ\text{S}$ ) para origem da CB [e.g. Stramma e England, 1999].

(b) Pela observação dos estoques de EPT, nos Diagramas de Lorenz configurados acima, vê-se que a mesma é varias ordens de grandeza maior que a ECT, assim, a energia turbulenta dominante na CB está associada ao campo de massa turbulento de meso-escala e, portanto, está na forma de energia baroclínica [e.g. Wunsch, 1997]. O mesmo pode ser dito sobre a região da CBM, onde os valores do termo BC são de maior magnitude do que BT, porém os dois termos alternam entre positivos e negativos nessa região.

(c) De modo geral os resultados dos dados simulados do POCM esboçam baixas energias cinéticas sobre o eixo principal da CB, em comparação com a literatura pretérita, por exemplo: Wyrтки *et al.* [1976], Patterson [1985], Piola *et al.* [1987], Stevenson e Souza [1994] e Assireu *et al.* [2003] e com os dados das bóias de deriva doç Cap. III.

(d) O termo BT apresenta-se com sinal dominante positivo em cinco radiais (entre oito) ao longo do eixo da CB e sua extensão, isto é, mostrando uma conversão de ECM para ECT. Estes resultados concordam com outras correntes de contorno oeste [e.g. Rossby, 1987; Cronin e Watts, 1996 e Mata *et al.*, 2006].

(e) o termo BC é predominantemente positivo, ou seja, indicando uma conversão de EPM para EPT o que caracteriza uma conversão baroclínica sobre o eixo principal da CB e sua extensão. Assim, conclui-se que o jato médio da Corrente do Brasil mostra-se baroclinicamente instável pelas nossas análises a partir dos dados do modelo POCM. Esta asserção corrobora com a sua análoga no hemisfério sul, nesse caso, a Corrente de Contorno Leste da Austrália de acordo com Mata *et al.* [2006], e com a Corrente do Golfo no Atlântico Norte segundo Cronin e Watts [1996].

Por fim, salienta-se novamente que é de difícil comparação a magnitude dos termos de conversões contidos nas equações do balanço das energias cinética e potencial turbulentas. Contudo, as nossas estimativas das taxas de conversão corroboram com aquelas de outras correntes de contorno oeste, tanto a partir dos dados simulados do modelo, assim como para as estimativas pelos dados lagrangeanos.

No capítulo que segue desenvolvemos as discussões mais importantes e conclusões deste trabalho.

## Capítulo VII

### Discussão Final e Conclusões

#### 7.1 Discussão final

Este trabalho avaliou os processos de conversão de energia no Atlântico Sudoeste, tanto de origem barotrópica quanto baroclínica, pela combinação de dados lagrangeanos e também oriundos de simulações numéricas.

No presente trabalho, em sua parte inicial, desenvolveu-se estimativas da estatística básica com dados de bóias de deriva superficiais, no intuito de verificar a robustez do tipo de dado quanto à representação da variabilidade do campo médio de escoamento na região [Muller *et al*, 1998; Oliveira, 2003]. Diante da boa resposta demonstrada por esta

abordagem partiu-se, então, para as estimativas dos campos de energia média e turbulenta. Estes foram bem representados espacialmente devido à adoção de uma grade regular com resolução relativamente alta ( $0,5^\circ \times 0,5^\circ$  em nosso domínio de estudo). Assim, foi possível comparar nosso trabalho com o estudo similar para o Atlântico Norte realizado por Fratantoni [2001], o qual estimou a energia turbulenta de meso-escala com a mesma base de dados. Neste contexto, a nossa estimativa da energia cinética turbulento de meso-escala (ECT) para a região da CB ( $838 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ ) não é tão alta quanto àquela da Corrente do Golfo ( $\sim 2500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ , segundo Fratantoni). Para a Corrente das Malvinas esta mesma grandeza possui magnitude bem menor ( $< 265 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ ), o que corrobora com os estudos pretéritos de Patterson [1985] e Piola *et al.* [1987].

Contudo, a ECT na região da Confluência Brasil-Malvinas desenvolve valores de 1000 a  $2500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ , obtidos a partir dos dados lagrangeanos e, em alguns locais, foram encontrados picos da ECT da ordem de 3000 a  $3500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ . Devido a estas magnitudes, a CBM é considerada, no cenário mundial, como uma das regiões mais energéticas quanto à atividade turbulenta de meso-escala, como já havia sido destacado por Chelton *et al.* [1990] e McClean *et al.* [1997], dentre outros autores. Outra estrutura com altos valores de ECT é a Corrente do Atlântico Sul, com valores de  $1500 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$  próximo a sua origem, contudo, estes valores decaem conforme ela escoar em direção leste [e.g. Saraceno *et al.*, 2004].

Cabe também ressaltar, que a estimativa dos coeficientes de difusão turbulento zonal e meridional, abordados no Cap. IV, estão em boa concordância com os trabalhos de Krauss e Bönnig [1987] e Schäfer e Krauss [1995]. Contudo, destacamos a anisotropia dos coeficientes de escala de tempo e comprimento na direção zonal sobre a CB. As difusividades turbulentas refletem a dispersão e mistura das parcelas de água em uma

região particular e são, naturalmente, entendidas em termos da atividade de meso-escala do sistema de corrente em questão. Segundo Bryden [1982], em estimativas de fontes da energia turbulenta de meso-escala na região da Corrente do Golfo, utilizando uma seção de fundeios, grandes coeficientes turbulentos de difusão são esperados onde o escoamento médio é instável. Assim, este autor indica que a instabilidade ocorre quando os cisalhamentos horizontal e vertical excedem  $3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  e  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , respectivamente. Diante das estimativas com simulações oriundas do modelo *Parallel Ocean Climate Model* (POCM), tanto o cisalhamento lateral ( $8 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ) quanto o vertical ( $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) excedem os valores sugeridos por Bryden, o que confirma sua asserção citada acima.

Devido à carência de estudos de conversões energéticas na região de estudo, na literatura vigente, dedicamos especial atenção na discussão das taxas de conversão de energia. Os estudos da energética dos oceanos globais têm sido principalmente focados para determinar os efeitos dos vórtices e meandros sobre o escoamento médio dos giros oceânicos, incluindo as regiões dos contornos oeste e leste das bacias oceânicas. Como comentado nesta tese, a variabilidade turbulenta de meso-escala pode atuar como um sinal de processos oceânicos associados a instabilidades dinâmicas das correntes devido ao cisalhamento da velocidade e, também, como um mecanismo para o transporte de calor e momentum.

Nos últimos anos, um grande esforço da comunidade científica vem sendo aplicado no estudo de interações da variabilidade de meso-escala e as correntes de contorno oeste, devido elas desempenharem papel fundamental na dinâmica das bacias oceânicas em que residem e, também, por possuírem forte atividade turbulenta. A análise das interações do escoamento médio e turbulento foram realizadas na Corrente da Flórida [Schmitz e Niiler, 1969 e Brooks e Niiler, 1977], na Corrente do Golfo [Webster, 1961



e 1965; Bryden, 1982; Watts e Johns, 1982; Dewar e Bane, 1985 e 1989ab; Hall, 1986a; Rossby, 1987 e Cronin e Watts, 1996], na Corrente das Agulhas [Biastoch e Krauss, 1999], na Corrente Leste da Austrália [; Morrow *et al.* 1994; Mata *et al.*, 2006] e na extensão da Corrente de Kuroshio [Nishida e White, 1982 e Hall, 1991]. Estes estudos são muito importantes para a compreensão dos processos energéticos destas correntes, então, faremos uma discussão comparativa dos mesmos com a nossa região. É importante lembrar que o tipo e o comprimento da série de dados e as diferentes metodologias aplicadas dificultam esta comparação quantitativa com os estudos acima citados.

Hall [1986] examinou a energética da Corrente do Golfo a 68°W pelo uso das equações de energia potencial e cinética turbulentas. Seus resultados indicaram uma conversão de energia cinética média para cinética turbulenta de meso-escala e de energia potencial média (EPM) para potencial turbulenta de meso-escala (EPT), sendo estas conversões dominadas pelos movimentos da coluna d'água nos seus primeiros 1000 m. Estes resultados mostram a importância da camada superficial dos oceanos na determinação dos processos de conversões de energia e, principalmente, que os cisalhamentos horizontal e vertical do escoamento são fortes na termoclina. No nosso caso, os dados de bóia de deriva corroboram com este estudo na parte barotrópica. Com as simulações do POCM também se obteve a dominância de valores positivos para o campo de massa e de escoamento, o que indica o mesmo sentido das conversões obtidas por Hall [1986]. Porém, devemos salientar que a longitude em que Hall trabalhou está sobre a extensão da Corrente do Golfo, após a mesma se tornar um jato livre no oceano.

Estudo similar ao do presente trabalho foi conduzido por Hall [1991] na extensão da Corrente de Kuroshio, usando dados de fundeio para a análise de conversões

barotrópica e baroclínica de energia, a qual encontrou uma conversão do campo médio de massa (EPM) para o turbulento (EPT) sobre o lado anticiclônico dessa corrente. Na extensão da CB com os dados do POCM também encontramos o mesmo sentido de conversão ao de Hall, para o eixo principal da extensão da CB. Rossby [1987], utilizando medidas de temperatura e velocidade oriundas de perfiladores PEGASUS perpendiculares à Corrente do Golfo (CG), foi capaz de avaliar o termo de conversão baroclínica BC desta corrente. Segundo o autor, a região de máxima conversão de EPM para EPT foi coincidente com a termoclina. Não avaliamos as taxas de conversão especificamente para a termoclina, mas sendo essa região da coluna d'água onde encontram-se os maiores gradientes, possivelmente ocorre o mesmo que encontrou Rossby [1987] na CG, para nossa região de estudo.

Os trabalhos de Schmitz e Niiler [1969] e Brooks e Niiler [1977] sugeriram que diferentes regimes energéticos podem existir sobre o lado ciclônico e anticlônico das correntes de contorno oeste. Pela nossa análise dos dados lagrangeanos, o termo BT sugere essa diferença apontada por esses autores para a CB (ver mapa no Cap. V). Com a energética calculada a partir dos dados simulados do modelo POCM, embora a escala de cores não mostre claramente (Cap. VI), salientamos que existe uma indicação (pelo mapa com escala diferente para BT, porém não mostrado) que os regimes energéticos são diferentes nos flancos da CB.

Quanto ao balanço de energia potencial turbulenta desenvolvido no Cap. VI, a partir dos dados simulados do modelo, existe uma peculiaridade sobre o estoque de EPT onde o termo  $AT\_EPT$  está atuando como sumidouro da EPT em sete radiais. Isto sugere que o campo de massa turbulento de meso-escala é responsável pela perda de EPT através da advecção, conforme a CB escoar em direção sul. O mesmo foi verificado pelo estudo

de Hall [1991] já citado acima, para todas as estimativas deste termo  $AT\_EPT$ , em todas as profundidades do fundeio utilizadas por ela. Outra importante constatação do estudo de Hall é que a estimativa do termo de crescimento ou decaimento local da EPT ( $\partial EPT / \partial T$ ) ficou próxima de zero, ou seja, não houve decaimento ou crescimento líquido sobre o seu período de amostragem que foi de um ano e meio. Esta constatação mostra que nossa suposição de que o campo de massa e o de escoamento de meso-escala são estatisticamente estacionários, como foi suposto na metodologia do capítulo II, é aceitável.

Com o uso de dados de fundeio localizados na Corrente do Golfo, Dewar e Bane [1985] estimaram o balanço de energia para os campos médio e turbulento. Estes autores encontraram que a liberação de energia pelos vórtices (i.e., conversão de ECT para ECM) constitui a fonte dominante das conversões de energia dentro da Corrente do Golfo depois da região do *Charleston Bump*, pois antes desta feição topográfica o sentido da conversão é o contrário, sugerindo então que pode existir um efeito topográfico local nos processos de interação entre o campo médio e turbulento. Segundo este autor, independente do sinal do termo BT, existe uma indicação de que as regiões possuem instabilidades barotrópicas ativas. Entretanto, o processo dinâmico que está ocorrendo é que é diferente, o mesmo valendo para o termo BC quando este esboça um sinal ou outro. Estes autores encontraram a conversão barotrópica (termo BT na eq. 15, Cap. II) como sendo o termo dominante sobre a Corrente de Golfo na localização acima citada. Em nosso estudo da parte barotrópica do escoamento, com o uso de dados lagrangeanos (Cap. V), observou-se que sobre a Corrente do Brasil o sinal positivo do termo BT é favorável, isto é, há conversão de energia no sentido ECM para ECT, cujo

sentido é contrário ao encontrado por estes autores. Todavia, com os dados lagrangeanos não podemos computar as conversões baroclínicas.

No nosso domínio de estudo, o termo BT, com base nos dados lagrangeanos, mostrou-se também ativo no processo de conversão de ECM para ECT sobre a CBM e paralelamente à margem da Frente Sub-Antártica, pois na margem norte o sentido da conversão é oposto. Na CM o sentido da conversão encontrado para o termo BT corrobora com o modelo mostrando uma sobre-estabilidade barotrópica, o que sugere o efeito de uma forçante turbulenta sobre esta corrente [e.g. Cronin e Watts, 1996 e Biastoch e Krauss, 1999].

O trabalho de Cronin e Watts [1996], desenvolvido com dados de aproximadamente dois anos de fundeios na Corrente do Golfo, pode também ser comparado com os nossos resultados. Neste contexto, como o trabalho destes autores já foi muito explorado nesta tese, cabe destacar por fim que eles encontraram uma Corrente do Golfo baroclinicamente instável a 68°W, o que corrobora com nossas estimativas com os dados do POCM para a CB nas proximidades da sua latitude de separação.

Mata *et al.* [2006], em estudo das taxas de conversão de energia (BT e BC) para a Corrente Leste da Austrália (CLA), usando simulações do modelo POP e de medidas altimétricas, encontraram valores positivos significativos para o termo BT (i.e., conversão de ECM para ECT) sobre a área de retroflexão desta corrente. Este resultado é similar ao do presente trabalho para a CB a partir dos dados lagrangeanos. Ao mesmo tempo, para o termo BC, estes autores identificaram valores negativos na região da corrente de retorno da CLA e, portanto, indicação de que EPT é convertida para EPM. Em nosso estudo, com os dados simulados do POCM, existe uma indicação de que isto

também ocorre com a CB o que, em parte, era esperado pois a CLA e CB são consideradas muito similares em termos de fluxo médio e atividade de mesoescala.

## 7.2 Conclusões

Após todo o desenvolvimento deste trabalho, destacamos a seguir as conclusões que, em nosso ponto de vista, são de maior relevância para a comunidade científica:

1. O termo de conversão barotrópico se apresenta ativo tanto na Corrente do Brasil como na Corrente das Malvinas. Porém, existe uma diferença entre estas duas correntes, ou seja, no eixo principal da Corrente do Brasil predominam valores positivos e no eixo principal da Corrente das Malvinas predominam valores negativos. Assim, o processo dinâmico que está ocorrendo nessas localizações é que é diferente, indicando que na Corrente das Malvinas pode existir uma forçante turbulenta significativa atuando, o que carece de uma investigação específica.
2. O termo de conversão baroclínico desenvolve valores positivos sobre o eixo principal da CB (EPM  $\rightarrow$  EPT) e negativos sobre o eixo principal da Corrente das Malvinas (EPT  $\rightarrow$  EPM). Estes resultados são reforçados pela indicação do termo FCV, que na CM é negativo, o que indica uma conversão de energia cinética turbulenta para potencial turbulenta. Estes resultados são oriundos do modelo POCM.
3. Na região da CBM a complexidade dos processos de conversão de energia, tanto no nível barotrópico quanto baroclínico, é visível em nossas estimativas. Porém,

a magnitude do termo BC é mais expressiva do que o BT, indicando que a maior parte da origem do campo turbulento é de caráter baroclínico.

4. As radiais III e IV, localizam-se sobre uma região bastante estudada pela comunidade científica (Cabo Frio), para a qual conclui-se que: da radial III o campo de meso-escala aumenta consideravelmente o estoque de EPT em direção a radial IV, o que nos mostra que a energia está sendo aumentada pela parte baroclínica do escoamento. Ao mesmo tempo em que os termos BC e BT praticamente não alteram sua magnitude, assim, sugere-nos que o termo AM\_EPT deve desempenhar importante contribuição nesse aumento de EPT.
5. Diante de todo o cenário energético que foi aqui apresentado e comparado de maneira direta com outras regiões do oceano global, onde residem as principais correntes de contorno oeste, podemos ainda fazer duas afirmações que, em nosso ponto de vista, são relevantes diante de todo o nosso estudo energético:
  - a) A CB desenvolve taxas de conversão barotrópica e baroclínica de magnitude similar as outras correntes de contorno oeste do oceano global e, portanto, tem assegurada a sua importância energética para o equilíbrio dinâmico da sua respectiva bacia oceânica. Na CBM residem às maiores magnitudes das taxas de conversão barotrópica e baroclínica, sendo assim, esta região é de fundamental importância no balanço energético do Oceano Atlântico Sul.
  - b) Na CB os processos de instabilidade possuem, predominantemente, origem térmica, ou seja, esta corrente é mais eficiente no processo de conversão térmica de energia do que por processo mecânico, e com “potência” (taxas de conversão) similar às outras correntes de contorno oeste, independente de ser considerada menos intensa [e.g. Stommel, 1965; Tomczak e Godfrey;

1994]. Alternativamente, através dos Diagramas de Lorenz desenvolvidos no Cap. VI, a CB mostrou-se mais eficiente em sua interação do campo médio e turbulento por processo de conversão baroclínica (ou convecção livre [e.g. Stull, 1988]) do que por processo barotrópico de conversão de energia (ou processo de convecção forçada).

#### Sugestões para investigação futura:

- Alguns autores citam que o campo turbulento pode ser responsável pela manutenção do escoamento médio, o que deve ser investigado em mais detalhes futuramente [Webster, 1961; Rossby, 1987 ; Cronin 1996 e Ichenko *et al.* 1997];
- Avaliar o campo de energia e taxas de conversão com outros tipos de dados (altimetria, fundeios e outros) para uma comparação com simulações oriundas de modelagem numérica;
- Avaliar se a energia “recircula” sobre as principais estruturas oceanográficas residentes na região de estudo, como proposto por Fofonoff [1981] e Dewar e Bane [1985] para Corrente do Golfo;
- Estimar a componente divergente do fluxo de calor turbulento com dados de modelagem numérica e também *in situ*.

## Capítulo VIII

### Referências Bibliográficas

Assireu, A. T., Merritt R. Stevenson, J. L. Stech (2003): Surface circulation and kinetic energy in the SW Atlantic obtained by drifters. *Continental Shelf Research* vol. 23,145–157.

Azevedo, J.L.; Oliveira, L.R, Souza, J.F. Soares, I. D., Mata, M.M.(2008): Os processos de conversão de energia nos oceanos: uma revisão do Diagrama de Lorenz, *Revista Brasileira de Geofísica* (2008) 26(2): 153-172.



Baturin, N. G. e P. P. Niiler (1997): Effects of instability waves in the mixed layer of the equatorial Pacific. *J. Geophys. Res.*, 102, 27771-27793.

Biastoch, A., and W. Krauss (1999), The Role of mesoscale eddies in the source regions of the Agulhas Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 2303–2317.

Boebel, Olaf and Charlie Barron (2003): A comparison of in-situ float velocities with altimeter derived geostrophic velocities. *Deep-Sea Research II*, 50, 119–139.

Bray, N. A. e Fofonoff, N. P. (1981): Available potential energy for MODE eddies. *Physical Oceanography*, 11, 30-47.

Bryan, K. (1962): Measurements of meridional heat transport by ocean currents. *J. Geophys. Res.*, 67, 3403-3414.

Bryan, k. (1969): A numerical method for the study of the circulation of the world ocean, *J. Comput. Phys.*, 4,347,376.

Bryden H. (1982): Sources of Eddy Energy in the Gulf Stream Recirculation Region. *Journal of Marine Research*, 40(4): 1047-1068.

Bryden, H.L. e S. Imawaki, (2001): Ocean heat transport. *Ocean Circulation and Climate*, Eds. Academic Press, 455–474.

Böning, C. W., Budich, R. (1992): Eddy dynamics in a primitive equation model: sensitivity to horizontal resolution and Friction, *J. Phys. Oceanogr.*, 361-381.

Brooks, I. H., e P. P. Niiler (1977): Energetics of the Florida Current, *J. Mar. Res.*, 35, 163– 191.

Brügge, Bernard (1995): Near-surface mean circulation and kinetic energy in the central North Atlantic from drifter data. *J. Geophys. Res.*, vol.100, NO. c10, 20.543-20.554.

Bryden, Harry L. (1982): Sources of eddy energy in the Gulf Stream recirculation region. *Journal of Marine Research*, 40-4, 1047-1068.

Calado, L., A. Gangopadhyay, and I. C. A. da Silveira (2006): A parametric model for the Brazil Current meanders and eddies off southeastern Brazil, *Geophys. Res. Let.*, 33, L12602, doi:10.1029/2006GL026092.

Campos, E. J. D. e D. B. Olson, (1991): Stationary Rossby waves in western boundary current extensions. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1202–1224.

Campos, E.J.D.; Velhote, D.; Silveira, I.C.A. (2000): Shelf Break upwelling driven by Brazil Current cyclonic. *Geophysical Research Letters* 27(6), 751-754.

Chao, Y., Gangopadhyay, A., Bryan, F.O. e Holland, W.R. (1996): Modelling the Gulf Stream system: How far from reality?, *Geophys. Res. Letters*, 23, 3155-3158.

Charney, J.G., (1947): The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Met.* 4, 135-163.

Chelton, D. B., M. G. Schlax, D. L. Witter, and J. G. Richman (1990): Geosat altimeter observations of the surface circulation of the Southern Ocean, *J. Geophys. Res.*, 95, 17,877–17,903.

Cheney, R.E., Marsh, J.G., Beckley, B.D. (1983): Global mesoscale variability from collinear tracks of SEASAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 88, 4343-4354.

Chinn, B.S. e Gille, S.T. (2007): Estimating Eddy Heat Flux from Float Data in the North Atlantic: The Impact of Temporal Sampling Interval. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 24(5):923-934, doi 10.1175/JTECH2057.1

Cirano, M., M.M. Mata, E.J.D. Campos e N.F.R. Deiró (2006): A circulação oceânica de larga-escala na região ao oeste do Atlântico Sul com base no modelo de circulação global OCCAM. *Revista Brasileira de Geofísica* 24(2): 209-230.

Cox, M.D. (1974): A mathematical model of the Indian Ocean, *Deep Sea Res.*, 17, 45-75.

Cox, M.D. (1984): A primitive equation three dimensional model of the ocean. GFDL Ocean Group Tech. Rep. 1, 250 pág. Geophys. Fluid Dyn. Lab./NOAA, Princeton University.

Cronin, M. e D.R. Watts (1996): Eddy-Mean flow interaction in the Gulf Stream at 68°W. Part I: Eddy energetics. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 26, 2107-2130.

Cushman-Roisin B. (1994): *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. Ed. Prentice Hall, 320p.

deSzoek, R. A. e M. D. Levine, (1981): The advective flux of heat by mean geostrophic motions in the Southern Ocean. *Deep-SeaRes.*, **28**, 1057–1085.

Dewar W. K. e Bane J. M. (1985): Subsurface Energetics of the Gulf Stream Near the Charleston Bump, *J. Phys. Oceanogr.*, 15: 1771-1789.

Dewar, W. K., e J. M. Bane, (1989): Gulf Stream dynamics. Part II: Eddy energetics at 73°W. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1574-1587.

Dickson, R. R. (1983): Global summaries and intercomparisons: flow statistics from long-term current meter moorings, in *Eddies in Marine Sciences*, edited by A. R. Robinson, pp. 278-353, Springer-Verlag, NY.

Ducet, N., Traon, P.Y.L., Reverdin, G. (2000): Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2., *Journal of Geophysical Research-Oceans* 105, 19477–19498.

Emery, J.W. e Thomson, R.E. (1998): *Data analysis methods in physical oceanography*. Pergamon, 634 pag.

Figueroa, H.A. e Olson, D.B. (1989): Lagrangian statistics in the South Atlantic as derived from SOS and FGGE drifters. *Journal of Marine Research*, 47:525-546.

Fratantoni, D. M. (2001): North Atlantic surface circulation during the 1990's observed with satellite-tracked drifters. *J. Geophys. Res.*, VOL. 106, 22067-22093.

Fu, L.-L. ; B. Cheng; B. Qiu (2001): 25 day period large-scale oscillations in the Argentine Basin revealed by the TOPEX/POSEIDON altimeter. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 507-517.

Garrafo, Z.D., Mariano, A. J., Griffa, A., Veneziani, C., Chassignet, E. P. (2001): Lagrangian data in a high-resolution numerical simulation of the North Atlantic I. Comparison with in situ drifter data, *Journal of Marine Systems*, 29, 157-176.

Gill A. (1982): *Atmosphere Ocean Dynamics*. International Geophysics Series, vol. 30, Ed. Academic Press, 662p.

Gill, A.E., J.S.A. Green, and A. J. Simmons (1974): Energy partition in the large scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies, *Deep Sea Research*, 21(7), 499-528.

Gille, S.T. (2003): Float Observations of the Southern Ocean. Part II: Eddy Fluxes, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 1182-1196.

Gordon, A.L., Greengrove, C.L. (1986): Geostrophic circulation of the Brazil-Falkland confluence. *Deep Sea Research*, Vol. 33, No. 5, 573-585, (1986).

Hall M.M. (1986): Assessing the Energetics and Dynamics of the Gulf Stream at 68 W from Moored Current Measurements. *Journal of Marine Research*, 44: 423-443.

Hall, M.M. (1991): Energetics of the Kuroshio Extension at 35° N, 152° E, *J. Phys.Oceanogr.*, 21, 958-975.

Hansen, D.V. e A. Herman (1989): Temporal sampling requirements for surface drifter buoys in the tropical Pacific. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 599-607.

Hansen, D.V. e A. Herman (1989): Temporal sampling requirements for surface drifter buoys in the tropical Pacific. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6,599-607.

Hansen, D.V. e P.M. Poulin (1996): Quality control and interpolations of WOCE/TOGA drifter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 13, 900-909.

Harrison, D. E. (1979): Eddies and the general circulation of numerical model gyres: An energetic perspective. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 17, 969-979.

Hofmann, E.E. (1985): The large-scale horizontal structure of the Antarctic Circumpolar Current from FGGE drifters. *J. Geophys. Res.*, **90**, 7080-7097.

Hogg, N.G. e W.E. Johns (1995): Western boundary currents. *Review of Geophysics*, Supplement, pages 1311-1334.

Holland, W.R. (1978): The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean –numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *Journal Physical Oceanography*, 8, 363-392.

Holton, J. (1992). *An Introduction to Dynamic Meteorology*. International Geophysics Series, vol. 48, Ed. Academic Press, 511p.

Illari L. e Marshll J.C. (1983): On the Interpretation of Eddy Fluxes During a Blocking Episode. *Journal of Atmospheric Sciences*, 40: 2232-2242.

Ishikawa, Yoichi; T. Awaji; K. Akitomo (1997): Global surface circulation and its kinetic energy distribution derived from drifting buoys. *Journal of Oceanography*, vol. 53, 489-516.

Ivchenko, V.O.; Treguier, A.M., Best, S.E. (1997): A kinetic energy budget and internal instabilities in the Fine Resolution Antarctic Model, *Journal Physical Oceanography*, 27.

Jayne, S.R. e Marotzke, J. (2002): The Oceanic Eddy Heat Transport. *J. Phys. Oceanogr.*, 32:3328-3345.

Jung, G.H. (1952): Note on the meridional transport of energy by the oceans. *Journal of Marine Research*, 11,2.

Keith, D. W. (1995): Meridional energy transport: Uncertainty in zonal means. *Tellus*, 47A, 30–44.

Kim, H.S.; D.R. Watts (1994): An observational streamfunction in the Gulf Stream, *Journal Physical Oceanography*, 24,2639-2657.

Kraus, W. e Bönnig, C.W. (1987): Lagrangian properties of eddy fields in the northern North Atlantic as deduced from satellite-traced buoys, *Journal of Marine Research*, 45,259-291.

Kundu P. e Cohen I. (1990): *Fluid Mechanics*. Ed. Academic Press, 730p.

Kuo, H.L. (1973): Dynamics of Quasi-geostrophic flows and instability theory. *Advances in Applied Mechanics*. Vol. 13, 247-331.



LeBLOND P.H. e MYSAK L.A. (1978): Waves in the Ocean. Elsevier Oceanography Series, vol. 20. Ed. Elsevier, 602p.

Lee, D-K., Niiler, P.P (2005): The energetic surface circulation patterns of the Japan/East Sea, Deep-Sea Research II 52(11-13): 1547-1563.

Legeckis, R. e Gordon, A.L. (1982): Satellite observations of the Brazil and Falkland Currents, 1975 to 1976 and 1978. Deep-Sea Research 29 (3), 375–401.

Lorenz E.N. (1955): Available Potential Energy and Maintenance of the General Circulation. Tellus, 7:157-167.

Lumpkin, R., Treguier, A. M., Speer, K. (2002): Lagrangian eddy scales in the northern Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 32, 2425-2440.

Oliveira, L.R. (2003): Estudo da variabilidade da Corrente do Brasil a 28° Sul, Dissertação de Mestrado, Orientador: Mata, M.M., FURG.

Martins, C. S., Hamann, M., Fiúza, A.F.G. (2002): Surface circulation in the eastern North Atlantic from drifters and altimetry, Journal of Geophysical Research, 107, 3217, doi: 10.1029/2000JC000345.

Marshall J. Shutts G. (1981): A Note on Rotational and Divergent Eddy Fluxes. J. Phys. Oceanogr., 11: 1677-1680.

Mata M. M., Susan E. Wijffels, John A. Church, and Matthias Tomczak (2006): Eddy shedding and energy conversions in the East Australian Current. *J. Geophys. Res.*, VOL. 111, C09034.

Matano, R.P. (1991): A numerical study of the circulation in the South Atlantic Ocean. Ph.D. Dissertation in Ocean Physics, Princetown University, 177p.

Matano, R.P., M.G. Schlax and D.B. Chelton, (1993): Seasonal variability in the Southwestern Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 98, 18.027-18.035.

McClean, J.L., Semtner, A.J., Zlotnicki, V. (1997): Comparisons of mesoscale variability in the Semtner-Chervin  $\frac{1}{4}^\circ$  model, the Los Alamos Parallel Ocean Program  $1/6^\circ$  model, and TOPEX/POSEIDON data, *Journal of Geophysical Research*, 102, 25203-25226.

McNally, G. J., W. C. Patzert, A. D. Kirwan and A. C. Vastano (1983): The near-surface circulation of the North Pacific using satellite tracked drifting buoys. *J. Geophys. Res.*, 88, 7507–7518.

Miller, J.L., Lee, T.N. (1995): Gulf Stream meanders in the South Atlantic Bight 1. Scaling and energetics, 160, 6687-6704.

Miranda, L.B. e Castro Filho, B.M. (1979): Condições do movimento geostrófico das águas adjacentes a Cabo Frio (RJ). Bolm. Inst. Oceanogr., São Paulo, 28(2), 79-93.

Morrow, R., Coleman, R., Church, J., Chelton, D. (1994): Surface eddy momentum flux and velocity variances in the Southern Ocean from Geosat Altimetry, J. Phys. Oceanogr., 24, 2050-2071.

Müeller, T.J., Y. Ikeda, N. Zangenberg and L.V.Nonato (1998): Direct measurements of western boundary currents off Brazil between 20°S and 28°S. J. Geophys. Res., Vol. 103, No. C3,5429-5437.

Niiler, P.P. (2001). The world ocean surface circulation. In: Church, J., Siedler, G., Gould, J. (Eds.), Ocean Circulation and Climate-Observing and Modeling the Global Ocean. Academic Press, London, pp. 193–204.

Nishida, H. and W. B. White (1982): Horizontal eddy fluxes of momentum and kinetic energy in the near-surface of the kuroshio Extension, J. Phys. Oceanogr., Vol. 12,160-170.

Nowlin, Jr., W. D., T. Whitworth, III e R. D. Pillsbury (1977): Structure and transport of the Antarctic Circumpolar Current at Drake Passage from short-term measurements, J. Phys. Oceanogr., 7, 788-802.

Olson, D.B. (1991), Rings in the ocean, Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 19,283–311.

Olson, D.B., Podestá, G.P., Evans, R.H., Brown, O.B. (1998): Temporal variations in the separation of Brazil and Malvinas Currents. *Deep Sea Research* 35 (12), 1971-1990.

Oort, A. H., Ascher, S.C., Levitus, S., Peixóto, J.P. (1989): New estimates of the available potential energy in the World Ocean. *J. Geophys. Res.*, VOL. 94, 3187-3200.

Oort, A.H., Anderson, L.A., Peixoto, J.P. (1994): Estimates of the energy cycle of the oceans. *Journal of Geophysical Research*, vol. 99, 7665-7688.

Orlansky I. e Cox M.D. (1973): Baroclinic Instability in the Ocean Currents. *Geophysical Fluid Dynamics*, 4: 297-332.

Owens, W.B. (1991): A statistical description of the mean circulation and eddy variability in the Northwestern Atlantic using SOFAR floats. *Progress in Oceanography* 28, 257-303.

Patterson, S.L. (1985): Surface circulation and kinetic energy distributions in the southern hemisphere oceans from FGGE drifting buoys, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 15, 865-883.

Pedlosky, J. (1963): Baroclinic instability in two-layer systems. *Tellus* 15, 20-25.

Pedlosky, J. (1984): The stability of currents in the atmosphere and the oceans. Part I. *Journal Atmos. Sci.*, vol. 27, 201-219.

Pedlosky, J., (1987): *Geophysical Fluid Dynamics* 2nd ed., Springer.

Peterson, R.G. e Stramma, L. (1991): Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean. *Progress in Oceanography*, 26, 1-73.

Phillips, H. E., and S. E. Rintoul, 2000: Eddy variability and energetics from direct current measurements in the Antarctic Circumpolar Current south of Australia. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 3050–3076.

Piola, A., Figueroa, H. A., e Bianchi, A. (1987): Some aspects of the surface circulation south of 20°S revealed by first GARP Global Experiment Drifters. *J. Geophys. Res.*, vol. 92, No. C5, 5101-5114.

Plumb R.A. (1983): A New Look at the Energy Cycle. *Journal of Atmospheric Sciences*, July:1669-1688.

Rhines, P.B. (1977): The dynamics of unsteady currents. *The Sea: ideas and observations on Progress in the study of the Sea*, Chap. 7, E. D. Goldberg, Ed. Wiley, 1048 pp.

Richardson, P. L. (1983): Eddy kinetic energy in the North Atlantic Ocean from Surface drifters. *Journal Geophysical Research*, vol. 88, 4355–4367.

Rintoul, S.R. [2006]: Proceedings of 8 ICSHMO, Foz do Iguaçu, Brasil, Abril 24-28, 2006, INPE, p. 1349-1354)

Rossby, T. (1987): On the energetics of the Gulf stream at 73°W. *Journal Marine Research*, 45, 59-82.

Saraceno, Martín; Provost, C.; Piola, A.R.; Bava, J.; Gagliardini, A. (2004): Brazil Malvinas frontal system as seen from 9 years of advanced very high resolution radiometer data. *Journal of Geophysical Research*, vol. 109, C05027.

Sarukhanyan, E.I. (1985): Structure and Variability of the Antarctic Circumpolar Current, NSF translation of Russian text, Oxonian Press/New Delhi, 108 pp.

Saunders, P.M., King, B.A. (1995): Bottom currents derived from a shipborne ADCP on WOCE cruise A11 in the South Atlantic. *Journal of Physical Oceanology* 25, 329-347.

Schäfer, H., Krauss, W. (1995): Eddy statistics in the South Atlantic as derived from drifters drogued at 100m. *Journal of Marine Research*, 53, 403-431.

Schmitz, W. J.; Niiler, P. P. (1969): A note on the kinetic energy exchange between fluctuations and mean flow in the surface layer of the Florida Current. *Tellus*, 21, 814-819.

Semtner, A.J. (1974): An oceanic general circulation model with bottom topography. Tech. Rep. 9, 99 pág. Dep. of Meteorol. Univ. of Calif.

Semtner, A.J. e Chervin, R. M. (1992): Ocean general-circulation from a global eddy-resolving model. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 97, C4, 5493-5550.

Signorini, S.R. (1978): On the circulation and the volume transport of the Brazil Current between the Cape of São Tomé and Guanabara Bay. *Deep-Sea Res.*, (25): 481-490.

Silveira, I.C.A., Calado, L., Castro, B.M., Cirano, M., Lima, J.A.M., Mascarenhas, A.S. (2004): On the baroclinic structure of the Brazil Current-Intermediate Western Boundary Current system at 22°– 23°S. *Geophys. Res. Lett.*, 31.

Silveira, I.C.A. da, Lima, J.A.M., Schmidt, A.C.K., Ceccopieri, W., Sartori, A., Francisco, C.P.F., Fontes, R.F.C. (2008): Is the meander growth in the Brazil current system off Southeast Brazil due to baroclinic instability?, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, doi:10.1016/j.dynatmoce.2008.01.002.

Souza, R.B. e Robinson, I.S. (1998): Lagrangian and infrared observations of surface currents in the Brazil -Malvinas Confluence Zone, 1993-1994. *International WOCE Newsletter* 31:32-35.

Stammer D, Tokmakian R, Semtner A.J., Wunsch, C. (1996): How well does a 1/4 degrees global circulation model simulate large-scale oceanic observations?, *Journal of Geophysical Research-Oceans*, Volume: 101 Issue: C11 Pages: 25779-25811.

Stammer, D., (1998): On eddy characteristics, eddy transports, and mean flow properties. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 727–739.

Stevenson, M.R. (1996): Recirculation of the Brazil Current South of 23°S. *International WOCE Newsletter*, **22**, 30-32.

Stevenson, M.R., Souza, R.B. (1994): Recirculation of the Brazil Current South of 20oS. In: *Abstracts from the Symposium: The South Atlantic - present and past circulation*. Bremen, Germany, 15-19 August 1994. *Berichte, Fachbereich Geowissenschaften, Universitat Bremen*, No. 52, p. 149.

Stramma, L. e R.G. Peterson (1990): The South Atlantic Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 846–859

Stramma, L. e England, M. (1999): On the water masses and mean circulation of the South Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, vol. 104, 20863-20883.

Stull, R. J. (1988): *An introduction to boundary layer meteorology*. Lluwer Academic Publishers, NY 666 pp.



Stommel, H. (1958): The abyssal circulation, *Deep Sea Research*, 5,80-82.

Szabo, D. e G. L. Weatherly (1979): Energetics of the Kuroshio south of Japan. *Journal of Marine Research*, vol. 37, 531-556.

Taylor G. I. (1920): Diffusion by Continuous Movements. *Proc. London Math. Soc. Ser. A*, 20: 196-221.

Tisch, T. D.; Ramp, S. R. 1997: Moored observations of the current and temperature structure over the continental slope off central California, 2, The energetics of the flow off Point Sur, *J. Geophys. Res.* Vol. 102 , No. C10 , p. 22,903.

Tomczak, M. e Godfrey, J.S. (1994): `Regional Oceanography: an Introduction.` 1st Edn. (Pergamon Press: London.)

Von Schwind, J.J. (1980): *Geophysical Fluid Dynamics for Oceanographers.* Englewood Cliffs. N.J.

Watts, D. R. e Johns, W. E. (1982): Gulf Stream meanders: Observations on propagation and growth, *J. Geophys. Res.*, 87, 9467-9476.

Webster, F. (1961): The effects of meanders on the kinetic energy balance of the Gulf Stream, *Tellus*, 13, 392-401.

Whitworth, III, T., W. D. Nowlin, Jr. and S. J. Worley, (1982): The net transport of the Antarctic Circumpolar Current through Drake Passage, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 960-971.

Wilkin, J. L. e R. A. Morrow (1994): Eddy kinetic energy and momentum flux in the Southern Ocean: comparison of a global eddy-resolving model with altimeter, drifter, and current-meter data. *J. Geophys. Res.*, Vol. 99 No. C4, 7903-7916.

Wright, D. G. (1987): Baroclinic instability: Energy transfer and the role of potential vorticity conservation. *Atmosphere-Ocean*, 25,255-241.

Wyrki, K., L. Magaard, Hagel, J. (1976): Eddy energy in the oceans. *J. Geophys. Res.*, 81, 2641-2646.

Wunsch, C. (1990): Where do ocean eddy heat fluxes matter? *J. Geophys. Res.*, 104, 13 235–13 249.

Zembruski, S. G. (1979): Geomorfologia da Margem Continental Sul Brasileira e das Bacias Oceânicas adjacentes. In: Geomorfologia da Margem Continental Brasileira e das áreas oceânicas adjacentes. (Relatório Final). Hernani A. F. Chaves, ed., PETROBRAS, CENPES, DINTEP, Rio de Janeiro, 1979 – p. 129-177.

Zurbas, V. e Oh, S.S. (2003): Lateral diffusivity and Lagrangian scales in the Pacific Ocean as derived from drifter data, *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029.2002JC001596.

## **Apêndice I**

### **Derivação das equações de balanço das energias cinética e potencial turbulentas**

Para examinar as interações energéticas que ocorrem no campo de escoamento subtidal ao longo do contorno oeste do oceano Atlântico Sul, usando os dados de bóias de deriva superficial e saídas de modelo numérico, eu usei métodos semelhantes à Dewar e Bane, [1989] e Cronin e Watts, [1996] e assim como também obteve-se fundamentação teórica nos livros Gill [1982] e Pedlosky [1987]. Estes métodos fazem uso das equações básicas do balanço geostrófico, hidrostático, momentum, calor e equação da continuidade e proveniente delas desenvolvem-se as equações da energia cinética e potencial turbulenta. As derivações das equações encontradas no Capítulo II são então apresentadas dentro deste apêndice.

### a) Derivação da equação de balanço da ECT

Em vista do objetivo principal deste estudo ser estimar os termos de conversão de energia barotrópica e baroclínica, o que implica na obtenção do balanço da energia na forma turbulenta, faz-se a decomposição das variáveis que descrevem o escoamento geofísico em uma parte média e outra flutuante. Esta decomposição é dada por:

$$a = \bar{a} + a', \quad (A1)$$

onde  $a$  é função somente das coordenadas espaciais  $(x,y,z)$  e  $a'$  é função de  $(x,y,z,t)$ .

Declara-se para as equações que seguem, que as grandezas físicas em negrito representam vetores e as grandezas em itálico as componentes desses vetores, explicitamente, tem-se:  $\mathbf{u} = u + v$ ;  $\mathbf{u}' = u' + v'$ .

Lembrando a equação (9):

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla_h) \mathbf{u} + \beta y (\mathbf{k} \times \mathbf{u}) + f_o (\mathbf{k} \times \mathbf{u}_a) = 0$$

Para obter o balanço de ECT, precisamos decompor as equações em variáveis médias e flutuantes para a equação do momentum de  $O(1)$ , que governa a variação temporal do escoamento.

Assim aplicando a equação (A1) na Eq. (9), terá como resultado:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h) \bar{\mathbf{u}} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \bar{\mathbf{u}} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h) \mathbf{u}' + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \mathbf{u}' + \beta y (\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{u}}) + \dots \\ \dots + \beta y (\mathbf{k} \times \mathbf{u}') + f_o (\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{u}}_a) + f_o (\mathbf{k} \times \mathbf{u}'_a) = 0 \end{aligned} \quad (A2)$$

a equação média da mesma, é obtida pela média temporal da Eq. (A2), o que fornece:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h) \bar{\mathbf{u}} + \overline{(\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \mathbf{u}'} + \beta y (\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{u}}) + f_o (\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{u}}_a) = 0 \quad (A3)$$

Subtraindo a Eq. (A3) da (A2) resulta na componente turbulenta da Eq. (9):

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \bar{\mathbf{u}} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h) \mathbf{u}' + \left[ (\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \mathbf{u}' - \overline{(\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \mathbf{u}'} \right] + \beta y (\mathbf{k} \times \mathbf{u}') + f_o (\mathbf{k} \times \mathbf{u}'_a) = 0 \quad (A4)$$

Algumas regras estatísticas podem e devem ser tomadas, sem perda de generalidade, e aplicadas às novas variáveis.

- i. A média da flutuação é nula ( $\overline{\mathbf{u}'} = 0$ );
- ii. A correlação entre a flutuação e quantidades médias é nula ( $\overline{\mathbf{u} \mathbf{u}'} = 0$ );
- iii. A média de uma média é igual à própria média ( $\overline{\bar{\mathbf{u}}} = \bar{\mathbf{u}}$ );
- iv. O produto de flutuações não é necessariamente zero ( $\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \neq 0$ );
- v. A derivação espacial e temporal comutam com o operador média:

$$\overline{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x}} = \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial x}; \quad \overline{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t}$$

Espera-se que somente médias sobre o conjunto obedeçam, precisamente, as regras da Média de Reynolds, embora na prática sempre usemos médias temporais, fazendo uso da hipótese ergódica, que diz que a média temporal pode ser assumida como média sobre o conjunto. Se a turbulência de meso-escala for homogênea e estacionária, pode-se fazer uso da hipótese ergódica e assim adotamos essa condição [Stull, 1988].

A equação de balanço de ECT pode ser obtida pelo produto interno do vetor velocidade turbulenta com a equação do momentum de O(1), isto é a Eq. A4, mais a velocidade vertical multiplicada pela equação de balanço hidrostático, onde matematicamente temos:

$$\text{Balanço ECT} = \overline{\mathbf{u}' \cdot (\text{equação A4})} + \overline{w' \cdot (\text{equação 8})} \quad (A5)$$

Segue-se abaixo o desenvolvimento da equação de balanço da ECT:

$$\mathbf{u}' \cdot \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} = \mathbf{u}' \cdot \left[ (\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \bar{\mathbf{u}} - (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_h) \mathbf{u}' - \left[ (\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \mathbf{u}' - \overline{(\mathbf{u}' \cdot \nabla_h) \mathbf{u}'} \right] - \beta y (\mathbf{k} \times \mathbf{u}') - f_o (\mathbf{k} \times \mathbf{u}'_a) \right] + \dots$$

$$\dots + w' \cdot \left( -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \alpha \Delta T \right) \quad (A6)$$

Substituindo  $\Delta T = \overline{\Delta T} + T'$  e tomando a média temporal da equação, obtém-se a simplificação de alguns termos:

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}} = -\overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) \bar{u}} - \overline{u' \cdot (\bar{u} \cdot \nabla_h) u'} - \left[ \overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) u'} - \overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) u'} \right] - \overline{u' \cdot \beta y (\mathbf{k} \times u')} - \overline{u' \cdot f_o (\mathbf{k} \times u'_a)} + \dots$$

$$\dots - \frac{\overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}}}{\rho_o} + \overline{g \alpha w' T'} + \overline{g \alpha w' T'} (A7)$$

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}} = -\overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) \bar{u}} - \overline{u' \cdot (\bar{u} \cdot \nabla_h) u'} - \left[ \overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) u'} \right] - \overline{u' \cdot \beta y (\mathbf{k} \times u')} - \overline{u' \cdot f_o (\mathbf{k} \times u'_a)} + \dots$$

$$\dots - \frac{\overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}}}{\rho_o} + \overline{g \alpha w' T'} (A8)$$

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}} = -\overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) \bar{u}} - \overline{u' \cdot (\bar{u} \cdot \nabla_h) u'} - \left[ \overline{u' \cdot (u' \cdot \nabla_h) u'} \right] - \overline{u' \cdot \beta y (\mathbf{k} \times u')} - \overline{u' \cdot f_o (\mathbf{k} \times u'_a)} + \dots$$

$$\dots - \frac{\overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}}}{\rho_o} + \overline{g \alpha w' T'} (A9)$$

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}} = \underbrace{-\overline{u' \cdot [(u' \cdot \nabla) \bar{u}]}}_1 - \underbrace{-\overline{u' \cdot [(\bar{u} \cdot \nabla) u']}}_2 - \underbrace{-\overline{u' \cdot [(u' \cdot \nabla) u']}}_3 - \underbrace{-\overline{u' \cdot \beta y (\mathbf{k} \times u')}}_4 - \underbrace{-\overline{u' \cdot f_o (\mathbf{k} \times u'_a)}}_5 + \dots$$

$$\dots - \frac{\overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}}}{\rho_o} + \underbrace{\overline{g \alpha w' T'}}_8 (A10)$$

O termo 1 representa a variação local da ECT média, mais explicitamente pode-se

escreve-lo como:  $\underbrace{\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial t}}}_1 = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \overline{u' u'} = \frac{\partial (\overline{ECT})}{\partial t}$ , o qual é igual a zero, porque estamos

adotando um estado estacionário da ECT, como já destacado no Capítulo II. Assim:

$$\frac{\partial (\overline{ECT})}{\partial t} = 0 = -\underbrace{\overline{u' \cdot [(u' \cdot \nabla) \bar{u}]}}_2 - \underbrace{\overline{u' \cdot [(\bar{u} \cdot \nabla) u']}}_3 - \underbrace{\overline{u' \cdot [(u' \cdot \nabla) u']}}_4 - \underbrace{\overline{u' \cdot \beta y (\mathbf{k} \times u')}}_5 - \underbrace{\overline{u' \cdot f_o (\mathbf{k} \times u'_a)}}_6 + \dots$$

$$\dots - \frac{\overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}}}{\rho_o} + \underbrace{\overline{g \alpha w' T'}}_8 (A11)$$

O segundo termo, quando desenvolvido, fornece o termo de conversão barotrópica BT:

$$BT = - \left[ \overline{u' u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}} + \overline{u' v' \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)} + \overline{v' v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}} \right]$$

O transporte vertical de momentum pelo tensor de Reynolds na forma  $\overline{\mathbf{u}'w'}$  é negligenciável para movimentos quase-geostróficos de larga escala visto que  $w'$  é muito pequeno, com isso esses tensores não são consideráveis para produzir conversão de energia barotrópica [Pedlosky, 1987].

Sabe-se que, adotando incompressibilidade para o oceano, podemos reescrever os termos advectivos, como segue:

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} = \frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x}; \overline{v' \frac{\partial v'}{\partial y}} = \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} \text{ [para maiores detalhes ver, von Schwind, 1980]}$$

e fazendo uso da Análise Vetorial tem-se a igualdade  $\nabla \cdot (\mathbf{A}\mathbf{B}) = (\nabla \mathbf{A}) \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A} \cdot (\nabla \mathbf{B})$ , extraída da Tabela Schaum.

De posse dessas substituições, os termos 3 e 4 da Eq. (A11) podem ser escritos na forma:

$$\underbrace{\overline{\mathbf{u}' \cdot [(\overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{u}']}}_3 = -(\overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla) ECT$$

$$\underbrace{\overline{\mathbf{u}' \cdot [(\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}']}}_4 = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}' ECT'}$$

O termo 5, quando desenvolvido é igual a zero. O termo 6, com a utilização da Eq. (1) da geostrofia, e aplicando a identidade do produto vetorial  $(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{D}) - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{D})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})$  pode ser reescrito na forma:

$$-\underbrace{\overline{\mathbf{u}' \cdot f_o(\mathbf{k} \times \mathbf{u}'_a)}}_6 = -\left( \mathbf{k} \times \nabla \frac{1}{f_o \rho_o} P' \right) \cdot \left( f_o(\mathbf{k} \times \mathbf{u}'_a) \right) = -\frac{\overline{u'_a}}{\rho_o} \nabla P'$$

Já foi mencionado no Capítulo II, que os sistemas físicos de interesse da tese possuem  $|\mathbf{u}| \gg |\mathbf{u}_a|$ , assim desprezamos os termos que contém as componentes da velocidade ageostrófica, exceto para o termo 8 da equação A11.

Diante das simplificações acima descritas, a equação A11 pode ser reescrita usando a nomenclatura utilizada do Cap. II, na forma:

$$0 = \underbrace{-(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla)ECT}_{AM\_ECT} - \underbrace{\nabla \cdot (\mathbf{u}'ECT')}_{AT\_ECT} - \underbrace{\left[ \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right]}_{BT} + \underbrace{g\alpha \overline{w'T'}}_{FCV} \quad (A12)$$

A nomenclatura dos termos da Eq. (A12) está igual à equação (15) no Capítulo II.

## b) Derivação da equação de balanço da EPT

O estoque (ou balanço) de energia potencial turbulenta pode ser derivado pela média no tempo da equação (10 do Cap. II) do calor que é de O(1) e multiplicar-la pelo fator  $\frac{g\alpha T'}{\theta_z}$ . O desenvolvimento da equação de balanço da EPT, segue abaixo.

$$\frac{g\alpha T'}{\theta_z} \left[ \underbrace{\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Delta T + w\theta_z}_{Eq.10} \right] = 0 \quad (B1)$$

Substituindo  $\Delta T$  e  $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$ , tem-se:

$$\frac{g\alpha T'}{\theta_z} \left[ \frac{\partial (\bar{T} - \theta(z) + T')}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}') \cdot \nabla (\bar{T} - \theta(z) + T') + (\bar{w} + w')\theta_z \right] = 0 \quad (B2)$$

$$\frac{g\alpha T'}{\theta_z} \left[ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \frac{\partial (\theta(z))}{\partial t} + \frac{\partial (T')}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla (\bar{T} - \theta(z) + T') + \mathbf{u}' \cdot \nabla (\bar{T} - \theta(z) + T') + (\bar{w}\theta_z + w'\theta_z)) \right] = 0 \quad (B3)$$

$$\frac{g\alpha}{\theta_z} \left[ \begin{array}{l} \cancel{\frac{\partial (\bar{T})}{\partial t}} + \frac{\partial (1/2 T'T')}{\partial t} + \cancel{\frac{\bar{T}\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{T}}{\partial x}} - \cancel{\frac{\bar{T}\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \theta(z)}{\partial x}} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \frac{\partial (1/2 T'^2)}{\partial x} + \dots \\ \dots + \cancel{\frac{\bar{T}\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla T'}{\partial y}} - \cancel{\frac{\bar{T}\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \theta(z)}{\partial y}} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \frac{\partial (1/2 T'^2)}{\partial y} + (\cancel{\bar{w}T'\theta_z} + \overline{w'T'\theta_z}) + \dots \\ \dots + \overline{T'\mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{T}} + \cancel{\overline{T'\mathbf{u}' \cdot \nabla \theta(z)}} + \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla (1/2 T'^2)} + \overline{T'\mathbf{u}' \cdot \nabla T'} - \cancel{\overline{T'\mathbf{u}' \cdot \nabla \theta(z)}} + \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla (1/2 T'^2)} \end{array} \right] = 0 \quad (B4)$$



$$\frac{g\alpha}{\theta_z} \left[ \begin{array}{l} \overline{\frac{\partial(1/2 T'T')}{\partial t}} + \overline{\bar{u}} \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial x} + \overline{\bar{u}} \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial y} + \overline{w'T'\theta_z} + \overline{T'u'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \overline{u'} \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial x} + \dots \\ \dots + \overline{T'u'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \overline{T'u'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \overline{u'} \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial y} = 0 \end{array} \right] \quad (B5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{1/2 \frac{g\alpha}{\theta_z} T'^2})}{\partial t} &= -\overline{\bar{u}} \left[ \frac{g\alpha}{\theta_z} \left( \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial y} \right) \right] - \overline{w'T'\theta_z} - \dots \\ \dots - \overline{u'} \left[ \frac{g\alpha}{\theta_z} \left( \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{1/2 T'^2}}{\partial y} \right) \right] - \overline{T'u'} \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right) &(B6) \end{aligned}$$

$$EPT = \frac{g\alpha}{2\theta_z} \overline{T'^2} \quad (\text{Eq. 16 do Cap. II})$$

Assim adotando um sistema estatisticamente estacionário, então, o termo do lado esquerdo da Eq. (B6) será igual a zero:

$$0 = -\overline{\bar{u}} \left( \nabla \frac{g\alpha}{2\theta_z} \overline{T'^2} \right) - \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{w'T'\theta_z} - \overline{u' \nabla \frac{g\alpha}{2\theta_z} T'^2} - \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'u' \nabla \bar{T}} \quad (B7)$$

$$0 = -\overline{\bar{u}} \nabla EPT - \overline{u' \nabla EPT'} - \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'u' \nabla \bar{T}} - g\alpha \overline{w'T'} \quad (B8)$$

$$\text{ou } 0 = \underbrace{\overline{\bar{u}} \nabla EPT}_{AM\_EPT} - \underbrace{\overline{u' \nabla EPT'}}_{AT\_EPT} - \underbrace{\frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'u' \nabla \bar{T}}}_{CBC} - \underbrace{g\alpha \overline{w'T'}}_{FCV} \quad (B9)$$

A nomenclatura dos termos da Eq. (B9) está igual à equação (18) no Capítulo II.

O coeficiente de expansão térmica  $\alpha$  é obtido em função da temperatura, pressão e salinidade, que são fornecidos pela base de dados simulados do POCM.

## Apêndice II

### **Artigos submetidos, em revisão e em confecção:**

*“Os Processos de Conversão de Energia nos Oceanos: Uma Revisão do Diagrama de Lorenz”*, dos autores J.L.L Azevedo, L.R. Oliveira, J.F. Souza, I.D. Soares e M.M. Mata  
Revista Brasileira de Geofísica 26(2): 153-172, (2008).

*“Brazil Current surface circulation and energetics observed from drifting buoys”*, by L. R. Oliveira, A. R. Piola, M. M. Mata and I. D. Soares. Artigo aceito no Journal of Geophysical Research-Oceans.

“Energética do Atlântico Sudoeste a partir de simulações do *Parallel Ocean Climate Model* (POCM): Ênfase na Corrente do Brasil”, artigo em preparação.

### **Trabalhos apresentados em congressos:**

-OLIVEIRA, L. R., PIOLA, Alberto, MATA, Mauricio Magalhães (2005): Mean and Eddy kinetic energy in the southwestern Atlantic Ocean between 20°S and 40°S In: Dynamic Planet 2005 ‘Monitoring and Understanding a Dynamic Planet with Geodetic and Oceanographic Tools’.

-OLIVEIRA, Leopoldo R., PIOLA, Alberto, MATA, Mauricio M. (2006): CIRCULAÇÃO SUPERFICIAL E ENERGÉTICA NO OCEANO ATLÂNTICO SUL ATRAVÉS DE DERIVADORES LAGRANGIANOS ATÉ 30°w In: VI Jornadas Nacionales de Ciencias del Mar, 2006, Puerto Madryn., LIVRO DE RESUMENES. p.53 – 53

-OLIVEIRA, L. R., PIOLA, Alberto, MATA, Mauricio M. (2006): ENERGÉTICA DA CORRENTE CIRCUMPOLAR ANTÁRTICA COM DADOS LAGRANGIANOS ENTRE 70°W E 30°E In: XIV SIMPOSIO BRASILEIRO SOBRE PESQUISA ANTÁRTICA, SÃO PAULO.

-OLIVEIRA, L. R., PIOLA, Alberto, MATA, Mauricio M. (2007): Estimativas de fluxos de calor sensível superficial para o Atlântico sudoeste. COLACMAR, 2007, Florianópolis.

- Oliveira, Leopoldo, R.; Mata, Mauricio M. e Piola, Alberto R. (2008): BALANÇO ENERGÉTICO NO ATLÂNTICO SUDOESTE E OCEANO AUSTRAL DJACENTE A PARTIR DE DERIVADORES SUPERFICIAIS E MODELAGEM NUMÉRICA, In: XV SIMPOSIO BRASILEIRO SOBRE PESQUISA ANTÁRTICA, SÃO PAULO

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)