

Universidade Federal do Rio Grande – FURG

Instituto de Oceanografia

Programa de Pós-Graduação em Oceanografia Física, Química e Geológica

**INTERAÇÃO ENTRE OS FLUXOS MÉDIO E
TURBULENTO NO ATLÂNTICO SUDOESTE: ANÁLISE
ENERGÉTICA E FLUXO DE CALOR TURBULENTO
DIVERGENTE NA CORRENTE DO BRASIL E NA
CORRENTE DO ATLÂNTICO SUL**

FERNANDO CARVALHO MAGALHÃES

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Oceanografia Física, Química e Geológica, como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Doutor.

Orientador: *Prof. Dr.* JOSÉ LUIZ LIMA DE AZEVEDO

Universidade Federal do Rio Grande (FURG), Brasil.

Co-orientador: *Prof. Dr.* LEOPOLDO ROTA DE OLIVEIRA

Universidade Federal do Pampa (Unipampa), Brasil.

Rio Grande, RS, Brasil.

Março de 2017

**INTERAÇÃO ENTRE OS FLUXOS MÉDIO E
TURBULENTO NO ATLÂNTICO SUDOESTE: ANÁLISE
ENERGÉTICA E FLUXOS DE CALOR TURBULENTO
DIVERGENTE NA CORRENTE DO BRASIL E NA
CORRENTE DO ATLÂNTICO SUL**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Oceanografia Física,
Química e Geológica, como parte dos requisitos para a obtenção do Título de
Doutor.

por

FERNANDO CARVALHO MAGALHÃES

Rio Grande, RS, Brasil.

Março de 2017

© A cópia parcial e a citação de trechos desta tese são permitidas sobre a condição de que qualquer pessoa que a consulte reconheça os direitos autorais do autor. Nenhuma informação derivada direta ou indiretamente desta obra deve ser publicada sem o consentimento prévio e por escrito do autor.

MAGALHÃES, FERNANDO CARVALHO

Interação entre os Fluxos Médio e Turbulento no Atlântico Sudoeste: Análise Energética e Fluxos de Calor Turbulentos Divergentes na Corrente do Brasil e na Corrente do Atlântico Sul./ Fernando Carvalho Magalhães. – Rio Grande: FURG, 2016. 115 páginas.

Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Rio Grande. Doutorado em Oceanografia Física, Química e Geológica. Área de Concentração: Oceanografia Física.

1. Corrente do Brasil. 2. Energia. 3. Fluxo de calor turbulento. Interação entre os fluxos médio e turbulento no Atlântico Sudoeste: Análise energética e fluxos de calor turbulento divergente na Corrente do Brasil e na Corrente do Atlântico Sul.

Agradecimentos

Desde muito antes de iniciar esta jornada de graduação, mestrado e doutorado eu já sabia que toda esta caminhada não poderia ser feita sozinha. Ao concluir uma fase tão importante como um doutorado, tenho total certeza de que não importam as palavras que eu use nesta seção de agradecimentos, elas não serão suficientes para representar minha gratidão por todos que me apoiaram, incentivaram e permitiram que eu chegasse até aqui.

Gostaria de agradecer primeiramente ao meu orientador, o Prof. José Luiz Lima de Azevedo, Zé. Nós não nos conhecíamos em 2012 quando o laboratório de modelagem do Prof. Ivan Soares foi desfeito e fui muito bem recebido no LEOC. Desde então tive toda ajuda possível para concluir o mestrado (mesmo pegando o bonde andando). Aceitasses ser meu orientador no doutorado e tive apoio incondicional durante os altos e baixos destes últimos quatro anos. Zé, se não fosse por ti este trabalho não teria sido possível. Meu muito obrigado!

Gostaria de agradecer a Leopoldo Rota de Oliveira. Desde antes da co-orientação do doutorado já se mostrava sempre disponível para ajudar, e claro, discutir a tarde toda sobre oceanografia.

Gostaria de agradecer também:

Ao professor Maurício Mata que esteve disponível para fazer críticas a este trabalho na qualificação e nos seminários de acompanhamento e que contribuiu muito para que ele fosse melhorado.

Ao professor Ilson da Silveira que deu sugestões importantíssimas para a melhoria deste trabalho e se dispôs a participar como banca examinadora.

Ao professor Wiliam Marques pelas conversas sobre oceanografia, métodos numéricos, publicação de artigos, solicitações de bombonas d'água e pela disposição em participar como banca examinadora.

Ao pessoal da oceanografia que de certa forma teve contato e também foram importantes para este trabalho: Paulo Calil, Elisa Fernandes, Osmar Möller, Rodrigo Kerr e Juliano Marangoni.

Ao pessoal do IMEF, professor Paul Kinas, que me apoiou nas liberações para as reuniões do doutorado, e aos companheiros de todos os dias, Alisson, Amanda, Patrícia e Almir.

Por último, às pessoas a quem devo tudo, minha família. Mãe, pai, mano, Karine, Gisele e Maísa.

A todos, meu muito obrigado de coração.

Gostaria de agradecer à CAPES, pelo financiamento do projeto REMARSUL; à FAPERGS e ao CNPq (Editais 2014 Pesquisador Gaúcho e Universal, respectivamente) pelo suporte financeiro para a aquisição de equipamentos que facilitaram o andamento desta tese; ao CNPq pela bolsa no início do doutorado e ao NOPP/GODAE por disponibilizar os dados HYCOM NCODA Reanalysis utilizado neste trabalho.

Resumo

As Correntes de Contorno Oeste (CCO) dos giros subtropicais são feições de larga escala responsáveis por transportar água quente e salina em direção aos polos, tendo um papel fundamental no balanço de calor global. Por suas características turbulentas e altamente energéticas estas correntes apresentam intensa atividade de mesoescala. O papel dos vórtices de mesoescala no balanço de calor no oceano e a sua influência na circulação oceânica ainda não são bem compreendidos. O presente trabalho tem como objetivo (i) estudar a energética da interação entre os fluxos médio e turbulento na Corrente do Brasil (CB) entre 20°S e 36°S e (ii) investigar a proporcionalidade entre o termo de conversão baroclínica dinâmica (CBCd) e o termo de conversão baroclínica (CBC) de uma CCO sob a influência da batimetria (CB em 23°S) e um jato livre zonal, neste trabalho tendo sido considerada a Corrente do Atlântico Sul (CAS). A CB apresenta taxas de conversão de energia equivalentes a outras CCOs e é predominantemente baroclínica. As regiões de maior atividade energética entre 20 e 36°S são Cabo de São Tomé (CSM), Cabo Frio (CF) e Cone do Rio Grande (CRG). A média vertical do termo de conversão barotrópica (CBT) variou no domínio de estudo de -2.95 ± 1.56 a $1.29 \pm 0.47 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, do termo de conversão baroclínica (CBC) variou de -1.48 ± 1.06 a $5.60 \pm 1.71 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ e do fluxo de calor turbulento vertical (FCTV) variou de -2.63 ± 1.94 a $1.27 \pm 1.78 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$. Foram ainda investigados os critérios de instabilidade da CB, sendo constatado que a corrente é potencialmente baroclinicamente instável em todo o seu trajeto de 20°S a 36°S. O fluxo de calor turbulento horizontal (FCT) foi decomposto em sua componente divergente (FCTD) e rotacional (FCTR) através do método de [Marshall & Shutts \[1981\]](#). Os FCTD na CB em 23°S são quase em sua totalidade contra o vetor gradiente de temperatura médio, indicando a presença de um processo de instabilidade baroclínica. Em termos absolutos, o termo CBCd médio para as regiões de estudos variaram de 48 a 71% e de 83 a 123% do termo de CBC, com uma média de 58% para a CAS (abaixo de 250 m) e de 97% para a CB. Dessa forma, a utilização do FCT total para estimar o termo CBC na CB em CF não implica em uma superestimação

da taxa de conversão de energia, uma vez que o FCT total na região é aproximadamente divergente. A diferença de magnitude observada entre os FCT divergente e rotacional da CB e CAS é atribuída às características locais do escoamento da CB como a estrutura vertical do campo de massa e, principalmente, à interação da corrente com a batimetria.

Palavras-Chave: Corrente do Brasil, Corrente do Atlântico Sul, energética, instabilidades, fluxo de calor turbulento.

Abstract

The subtropical gyres Western Boundary Currents (WBC) are the large-scale features responsible for transporting warm and salty water poleward, playing a key role in global heat balance. Due to their turbulent and highly energetic characteristics these currents present intense mesoscale activity. The role of mesoscale eddies in the ocean's heat budget and its influence on ocean circulation are still not well understood. The objective of this work is (i) to study the eddy-mean flow interactions of Brazil Current (BC) between 20°S and 36°S and (ii) to investigate a proportionality between the dynamic baroclinic conversion term (BCCd) and the baroclinic conversion term (BCC) of a WBC under the influence of bathymetry (BC at 23°S) and a free zone jet, in this work being considered a South Atlantic Current (SAC). BC has energy conversion rates equivalent to other WBCs and is predominantly baroclinic. The regions with highest energy activity between 20 and 36°S are Cabo de São Tomé (CSM), Cabo Frio (CF) and Cone do Rio Grande (CRG). The barotropic conversion term (BTC) ranged in the study domain from -2.95 ± 1.56 to $1.29 \pm 0.47 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, the baroclinic conversion term (BCC) ranged from -1.48 ± 1.06 to $5.60 \pm 1.71 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and the vertical eddy heat flux (VEHF) ranged from -2.63 ± 1.94 a $1.27 \pm 1.78 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$. The BC instability criteria were also investigated, and it was verified that the current is potentially baroclinically unstable in its entire range from 20°S to 36°S. The eddy heat flux (EHF) was decomposed into its divergent (DEHF) and rotational (REHF) component by the [Marshall and Shutts \[1981\]](#) method. The DEHF in the BC at 23°S is almost entirely downgradient indicating the presence of baroclinic instability process. In absolute terms, the mean BCCd for the study regions ranged from 48 to 71% and from 83 to 123% of the BCC term, with an average of 58% for the SAC (below 250 m) and 97% for the BC. Thus, the use of the total EHF to estimate the term BCC in BC in CF does not imply an overestimation of the energy conversion rate, since the total EHF in the region is approximately divergent. The difference in magnitude observed between the divergent and rotational EHF of the BC and SAC is attributed to the local characteristics of the BC flow

as the vertical structure of the mass field and, mainly, to the interaction of the current with the bathymetry.

Keywords: Brazil Current, South Atlantic Current, energetics, instability, eddy heat flux.

Índice

Agradecimentos	IV
Resumo	VI
Abstract	VIII
Índice	X
Lista de Figuras	XII
Lista de Tabelas	XV
Lista de Acrônimos	XVI
Lista de Símbolos	XVII
Capítulo I: Introdução	01
1.1 Energética de Correntes de Contorno Oeste	04
1.2 Circulação Oceânica e Energética do Atlântico Sudoeste	08
1.3 Hipóteses e objetivo	15
Capítulo II: Equações Governantes	17
2.1 Equações do Balanço de Energia no Oceano.....	17
2.2 Fluxos de Calor Turbulentos Divergentes	27
Capítulo III: Manuscrito I: Energetics of Eddy-Mean Flow Interactions in the Brazil Current Between 20°S and 36°S	32
3.1 Abstract	33
3.2 Introduction.....	34
3.3 Theoretical framework	37
3.3.1 Energy equations	38
3.4 Data and methods	43
3.5 Results and discussion	46
3.5.1 Kinetic Energy	47
3.5.2 Energy Conversions	49
3.5.3 Instability Analysis	57
3.6 Summary and Conclusion.....	60

Capítulo IV: Manuscrito II: Divergent Eddy Heat Fluxes in the Southwestern Atlantic: the Brazil Current at 23 – 25°S and the South Atlantic Current at 40 – 45°W	63
4.1 Abstract	64
4.2 Introduction.....	65
4.3 Theoretical framework	68
4.4 Data and methods	71
4.5 Results and discussion	72
4.5.1 Eddy heat fluxes	74
4.5.2 Baroclinic conversion	76
4.6 Summary and Conclusion.....	84
Capítulo V: Conclusão	86
5.1 Trabalhos futuros.....	90
Referências Bibliográficas	91

Lista de Figuras

- Figura 1.1:** Estimativa da energia cinética geostrófica (EC , cm^2/s^2) da variabilidade oceânica multiplicada pelo seno da latitude elevado ao quadrado, retirada de [Ferrari & Wunsch \[2009\]](#). 03
- Figura 1.2:** Esquema representando a circulação superficial do Atlântico Sul retirado de [Silveira et al. \[2000\]](#) de acordo com [Peterson & Stramma \[1989\]](#). Cortesia do Prof. Ilson Carlos Almeida da Silveira (IO/USP) 09
- Figura 1.3:** Esquema representando a distribuição de massas d'água e correntes de contorno oeste na margem continental brasileira baseado na descrição de [Stramma & England \[1999\]](#). As seguintes massas de água são apresentadas: Água Tropical (AT), Água Central do Atlântico Sul (ACAS), Água Intermediária Antártica (AIA), Água Profunda do Atlântico Norte (APAN). As seguintes CCO são indicadas: Corrente do Brasil (CB), Corrente de Contorno Intermediária (CCI), Corrente de Contorno Profunda (CCP), Corrente Norte do Brasil (NBC), Subcorrente Norte do Brasil (SNB) (adaptada da Figura 1.3 de [Soutelino \[2008\]](#) e [Soutelino et al. \[2013\]](#))..... 11
- Figura 1.4:** Esquema representando a circulação superficial do Oceano Atlântico Sul e as regiões de estudo deste trabalho. Retângulo vermelho maior: região de estudo do manuscrito I que analisará energeticamente a Corrente do Brasil entre 20°S e 36°S (Capítulo 3). Retângulos vermelhos menores: regiões de análise da Corrente do Brasil e da Corrente do Atlântico Sul do manuscrito II (Capítulo 4). As correntes oceânicas foram representadas pelas linhas roxa e azul. A sigla em 33°S representa o Cone do Rio Grande (CRG) e as demais siglas representam a Corrente Sul Equatorial (CSE), Corrente Norte do Brasil (CNB), Confluência Brasil-Malvinas (CBM), Corrente do Atlântico Sul (CAS), Corrente das Malvinas (CM), Frente Subantártica (FSA)..... 13
- Figura 2.1:** Esquema representando um processo de instabilidade barotrópica em um escoamento zonal com cisalhamento meridional de velocidade. As setas representam: (preta) a velocidade média do escoamento, (azul) a trajetória de uma partícula sob efeito de uma perturbação v' , (verde) o gradiente horizontal de velocidade média e (laranja) o fluxo de momento linear horizontal contra o vetor gradiente de velocidade média. Baseado na Figura 3 de [Azevedo et al. \[2008\]](#)..... 23
- Figura 2.2:** Esquema representando um processo de instabilidade baroclínica e o surgimento da cunha de instabilidade. As setas representam: (preta) a trajetória de cada partícula dentro da cunha de instabilidade, (verde) o gradiente de temperatura, (amarela) o fluxo de calor turbulento horizontal contra o vetor gradiente de temperatura e (laranja) o fluxo de calor turbulento vertical a favor do vetor gradiente de temperatura. Baseado na Figura 7 de [Azevedo et al. \[2008\]](#). 25
- Figura 2.3:** Ciclo de Energia de Lorenz esquematizando as relações entre os balanços de energia cinética e potencial no oceano. O retângulo vermelho (azul) indica o reservatório total de energia cinética (potencial). As setas representam as trocas de energia entre os reservatórios. As caixas verde, laranja e azul representam os reservatórios de energia interna e energia externa do oceano e atmosfera, respectivamente. Os termos F e D referem-se às forçantes e dissipação e os subíndices k e p referem-se às energias cinética e potencial.

Diagrama baseado em [KC15](#)..... 26

Figura 2.4: Exemplo de um jato rotacional analítico, onde: (a) linhas de corrente e temperatura do jato, (b) vetores do fluxo de calor turbulento e (c) magnitude do fluxo de calor turbulento meridional. Este exemplo de jato foi o mesmo apresentado por [MS81](#), Figura 1. Retirado de [Jayne & Marotzke \[2002\]](#), Figura 7... 31

Figure 3.1. Velocity vectors of the BC at 15 m depth. The acronyms represent Cabo de São Tomé (CST), Cabo Frio (CF) and the Cone do Rio Grande (CRG). The black solid lines indicate the 200 m and 1000 m isobaths, and the eastern line shows the boundary of the study area. Transects I - XIX are labeled. The red transects (V and XVII) are used in a comparison between the CF and CRG areas. The red triangles indicate the points where the instability criteria are verified, as discussed in Section 3.4.3 (Figure 3.9)..... 45

Figure 3.2. Average velocities of the BC (m/s) in Transects (a) V and (b) XVII..... 47

Figure 3.3. MKE and EKE (cm^2/s^2) fields at 15 m (left) and 400 m (right) depths. The black lines represent the 200 and 1000 m isobaths. MKE and EKE smaller than $100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ are excluded except in (3.3d), where the threshold is $50 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ 49

Figure 3.4. The barotropic conversion term (BTC) in cm^2/s^3 at (a) 150 m, (b) 300 m, (c) 425 m and (d) 700 m. The thin black lines represent the coastline and the 200 m and 1000 m isobaths. The thick black lines in Figure 3.4a represent the transects V (northern transect) and XVII (southern transect)..... 50

Figure 3.5. Same as Figure 3.4 but for the baroclinic conversion term (BCC) (cm^2/s^3) 52

Figure 3.6. Same as Figure 3.4 but for the vertical eddy heat flux (VEHF) (cm^2/s^3). 53

Figure 3.7. Horizontal distribution of vertical weighted mean of energy conversion terms from 50 m to 1250 m (cm^2/s^3): (a) BTC (b) VEHF and (c) BCC. The black lines indicate the 200 m and 1000 m isobaths..... 55

Figure 3.8. Values obtained for the BTC (top), BCC (center), and VEHF (bottom) for the nineteen BC analysis transects. The CST, CF, CSM and CRG regions are indicated in the figure..... 56

Figure 3.9. Vertical profiles of (a) N^2 , (b), along-isobath mean velocity and (c) cross-isobath potential vorticity gradient $\partial \bar{q} / \partial x$ for transects III (blue), IX (red), XIII (green) and XVIII (black) at the red triangles shown in Figure 3.1..... 59

Figure 4.1: Eddy kinetic energy ($\text{EKE} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$, cm^2/s^2) at a 200 m depth of the southwestern portion of the South Atlantic. Black rectangles demarcate regions of this analysis. Solid black (gray) lines indicate 200 and 1000 m (2000, 3000, 4000 and 5000 m) isobaths..... 67

Figure 4.2: Isotherms ($^{\circ}\text{C}$), streamlines ($10^3 \text{ m}^2/\text{s}$) and vectors of the mean velocity field in the study regions (a) SAC and (b) BC at 200 m depth. In (b), the thin black solid line represents the coastline and the solid black lines in bold represent the 200 and 1000 m isobaths..... 73

Figure 4.3: Scatterplot of the mean stream function ($10^3 \text{ m}^2/\text{s}$) versus the mean temperature ($^{\circ}\text{C}$) at a 200 m depth with a fitted regression line (solid black line) to the data for the BC and the SAC..... 74

Figure 4.4: Comparison between (a) total, (b) rotational and (c) divergent horizontal eddy heat flux vectors at a 200 m depth in the SAC. Vectors are presented on the temperature variance field ($^{\circ}\text{C}^2$) and the isotherms variance (gray)..... 77

Figure 4.5: Same as Figure 4.4 but for the Brazil Current..... 78

Figure 4.6: Baroclinic conversion term (BCC) in cm^2/s^3 at 200 m for the SAC obtained with the (a) total EHF, (b) divergent component and (c) rotational component. The black vectors represent the horizontal EHF used for the calculation of the BCC. The gray lines represent the isotherms ($^{\circ}\text{C}$)..... 79

Figure 4.7: Same as Figure 4.6 but for the Brazil Current. The thin black solid line represents the coastline, and the solid black lines in bold represent the 200 and 1000 m isobaths..... 81

Figure 4.8: Mean vertical profile of the baroclinic conversion term ($10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}^3$) in the SAC and (b) the BC; BCC (black), BCCd (red) and BCCr (blue)..... 83

Lista de Tabelas

Table 3.1: Analysis of the BC in the nineteen-transect study (Figure 3.1). The maximum speed southward in each transect and the transport were estimated. Maximum values of the MKE and EKE in the BC flow at 15 m and 400 m. Values of vertical weighted mean of the BTC, BCC and VEHF ($10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$). The latitude and longitude values indicate where the Transects intersects the 200 m isobath. The BC flow in each transect was defined as the velocity field in the negative direction of the y-axis transect with intensities greater than -10 cm/s. Refer to Section 3.4 for a description of the method used to obtain the values in the table... 62

Lista de Acrônimos

Acrônimos referentes aos Capítulos 1, 2 e 5

AT Água Tropical
ACAS Água Central do Atlântico Sul
AIA Água Intermediária Antártica
CAS Corrente do Atlântico Sul
CB Corrente do Brasil
CBC Conversão baroclínica
CBCd Conversão baroclínica dinâmica
CBT Conversão barotrópica
CCI Corrente de contorno intermediária
CCO Corrente de contorno oeste
CF Cabo Frio
CRG Cone do Rio Grande
CSE Corrente Sul Equatorial
CST Cabo de São Tomé
ECM Energia cinética média.
ECT Energia cinética turbulenta.
EPD Energia potencial disponível
EPM Energia potencial média
EPT Energia potencial turbulenta.
FCT Fluxo de calor turbulento
FCTV Fluxo de calor turbulento vertical

Acrônimos referentes aos Capítulos 3 e 4

APE Available potential energy
BC Brazil Current
BCC Baroclinic conversion
BCCd Dynamic baroclinic conversion
BTC Barotropic conversion
EHF Eddy heat flux
EKE Eddy kinetic energy
EPE Eddy potential energy
IWBC Intermediate western boundary current
MKE Mean kinetic energy
MPE Mean potential energy
SAC South Atlantic Current
SEC South Equatorial Current
VEHF Vertical eddy heat flux
WBC Western boundary current

Lista de Símbolos

D_h, D_H	termos de dissipação nos balanços de momento e calor
f	parâmetro de Coriolis
F_h, F_H	termos de forçantes nos balanços de momento e calor
g	aceleração da gravidade
$\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$	vetores unitários nas direções zonal, meridional e vertical
p	pressão total
p_d	pressão dinâmica
p_r	pressão de referência
T	temperatura do escoamento
\bar{T}	temperatura média
T'	perturbação do campo de temperatura em relação à média
$\overline{\Delta T}$	desvio da temperatura média em relação à temperatura de referência
u, v, w	velocidade do escoamento nas direções zonal, meridional e vertical
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	velocidade média
$u', v' e w'$	perturbação do campo de velocidade em relação à média
α	coeficiente de expansão térmica da água do mar
γ	coeficiente angular da regressão linear entre isotermas e função corrente
θ	estratificação básica ou temperatura de referência
θ_z	derivada vertical da estratificação básica, $d\theta/dz$
ρ	densidade total
$\bar{\rho}$	densidade média
ρ'	perturbação do campo de densidade em relação à média
ρ_d	densidade dinâmica
ρ_r	estratificação básica ou densidade de referência
ρ_0	densidade média
ψ	função corrente
$\bar{\psi}$	função corrente média
∇	operador nabra, $(\frac{\partial}{\partial x}\hat{i}, \frac{\partial}{\partial y}\hat{j}, \frac{\partial}{\partial z}\hat{k})$
∇_h	componentes horizontais do operador nabra, $(\frac{\partial}{\partial x}\hat{i}, \frac{\partial}{\partial y}\hat{j})$

Capítulo I: Introdução

A energia que atinge o oceano proveniente da radiação solar e da tensão de cisalhamento do vento é distribuída pelo globo pela circulação oceânica, sendo transferida de movimentos de baixa para alta frequência até a sua dissipação, no processo conhecido como cascata de energia. O conhecimento da rota desta energia até a sua dissipação e, conseqüentemente, do balanço energético do oceano, é um fator fundamental para permitir uma melhor compreensão e previsão de cenários de variabilidade climática [[Ferrari & Wunsch, 2009](#); [Nikurashin et al., 2013](#)]. O trabalho mecânico do vento sobre a superfície do oceano é o principal responsável pela sustentação da circulação superficial do oceano [[Von Storch et al., 2012](#)]. A energia cinética da circulação de larga escala oceânica é transferida para os movimentos de escala espacial menor através de processos de instabilidade até a dissipação

em escalas microscópicas no interior do oceano e em camadas de contorno turbulentas [e.g, [Nikurashin et al., 2013](#)]. Nesta cascata de energia, a energia cinética do oceano é dominada por vórtices de mesoescala, fenômenos de escala temporal de dezenas a centenas de quilômetros e escala temporal de semanas a meses [e.g, [Ferrari & Wunsch, 2009](#)]. Estas estruturas de mesoescala são responsáveis por efetivamente transportar calor devido à correlação temporal entre as anomalias de temperatura (T') e velocidade (\mathbf{u}') [[Bishop et al., 2013](#); [Watts et al., 2016](#)], onde os termos linha representam o desvio da variável em relação a sua média temporal de acordo com a decomposição $T = \bar{T} + T'$ e $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$.

A importância dos vórtices de mesoescala em dirigir a circulação oceânica e no transporte de calor para os polos ainda não é totalmente compreendida, principalmente devido à dificuldade de amostragem sinótica no oceano. Estudos observaram que a atividade de mesoescala é intensificada na porção oeste dos oceanos (Figura 1.1), visto que o campo geostrofico turbulento é formado por processos de instabilidade nestas regiões [[Stammer et al., 1997](#); [Ferrari & Wunsch, 2009](#)]. Outros trabalhos mostraram que 40% do calor transportado pelo oceano para os polos é realizado pela circulação superficial e que os maiores transportes meridionais de calor ocorrem na porção oeste dos oceanos e na Corrente Circumpolar Antártica [[Wunsch, 1999](#); [Jayne & Marotzke, 2002](#); [Ferrari & Ferreira, 2011](#)]. A porção oeste das bacias oceânicas é caracterizada pela presença das Correntes de Contorno Oeste (CCOs) que são dominadas por processos de instabilidade baroclínica em latitudes subtropicais [[Gill et al., 1974](#)]. Em termos energéticos, um processo de instabilidade baroclínica é aquele que retira energia potencial disponível do escoamento e a converte em energia cinética turbulenta através da presença de fluxos de calor turbulentos horizontais contrários ao gradiente de temperatura médio [[Pedlosky, 1987](#); [Cronin & Watts, 1996](#), doravante CW96; [Azevedo et al., 2008](#)] que, caso possuam uma componente divergente, originarão fluxos de calor turbulento verticais, completando então o processo de instabilidade. Conseqüentemente, este processo de instabilidade é responsável pelo transporte líquido de calor para os polos com a existência de fluxos de calor turbulentos horizontais divergentes [[Marshall & Shutts, 1981](#), daqui em diante referido como MS81; [Jayne & Marotzke, 2002](#)].

A influência dos vórtices na circulação oceânica tem sido estudada pelo menos desde a década de 1960 através de análise energética. Este tipo de análise permite identificar as regiões de formação de processos de mesoescala e se os fenômenos identificados possuem dominância baroclínica ou barotrópica. A análise energética tem sido aplicada principalmente em CCOs, como na Corrente do Golfo [e.g., [Webster, 1961, 1965](#); [Oort 1964](#); [Schmitz & Niiler, 1969](#); [Brooks & Niiler, 1977](#); [Dewar & Bane 1985, 1989a,b](#); [CW96](#); [Greatbach et al., 2010](#); [Gula et al., 2015](#); [Kang & Curchitser, 2015](#), doravante [KC15](#)], Corrente de Kuroshio [e.g., [Nishida & White, 1981](#); [Hall, 1991](#); [Bishop et al., 2013](#)], Corrente Leste Australiana [e.g., [Mata et al., 2006](#)] e Corrente Circumpolar Antártica [e.g., [Bryden, 1979](#); [Phillips & Rintoul, 2000](#); [Walkden et al., 2008](#)].

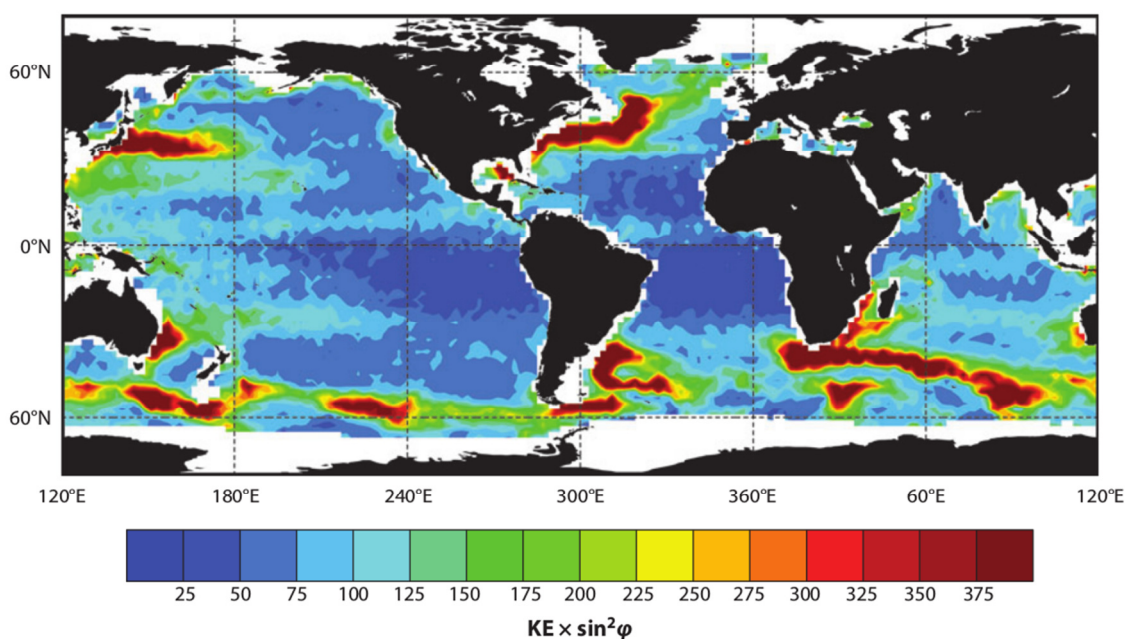


Figura 1.1: Estimativa da energia cinética geostrófica (EC, em cm^2/s^2) da variabilidade oceânica multiplicada pelo seno da latitude elevado ao quadrado, retirada de [Ferrari & Wunsch \[2009\]](#).

A partir das equações de balanço energético para os campos médio e turbulento do escoamento, a análise energética está associada ao cálculo de cada um dos termos que compõem estas equações os quais, por sua vez, estão associados com processos físicos distintos, o que permite determinar a dominância de um determinado processo sobre os demais. Além disso, a

análise energética também possibilita a investigação das taxas de conversão entre as diferentes formas de energia.

O presente trabalho busca investigar energeticamente a região sudoeste do Oceano Atlântico Sul, mais especificamente, a Corrente do Brasil e a Corrente do Atlântico Sul. Para isso, apresentaremos uma revisão das principais características energéticas de CCOs e o estado da arte na região sudoeste do Oceano Atlântico Sul nas próximas seções.

1.1 Energética de Correntes de Contorno Oeste

A maior parte dos estudos de dinâmica em oceanografia (e.g. estudos de análise energética) foram realizados no Hemisfério Norte, em especial, na Corrente do Golfo. Nesta seção faremos uma revisão geral dos trabalhos que estudaram as características energéticas de CCOs. Estas informações servirão de base para a investigação da dinâmica da Corrente do Brasil.

Na Corrente da Flórida, [Webster \[1961; 1965\]](#) observaram a transferência de energia dos meandramentos para o escoamento médio da corrente através de dados superficiais de velocidade. [Oort \[1964\]](#) continuou os estudos de [Webster \[1961\]](#) na região de Cape Hatteras, analisando as transferências de calor, tendo observado conversões de energia potencial turbulenta (EPT) para energia potencial média (EPM) indicando que os vórtices energizam o escoamento médio. [Schmitz & Niiler \[1969\]](#) utilizaram dados superficiais abrangendo toda a Corrente do Golfo e confirmaram os resultados anteriores. Os autores concluíram ainda que existe uma redistribuição de quantidade de movimento linear ou momento linear no sentido *cross-stream* da corrente. No lado ciclônico do jato ocorre uma conversão de energia do fluxo turbulento para o fluxo médio, ou seja, do reservatório de energia cinética turbulenta (ECT) para o de energia cinética média (ECM), enquanto no lado anticiclônico do jato ocorre o contrário, ou seja, a energia sendo transferida do fluxo médio para o fluxo turbulento (ECM \rightarrow ECT).

Trabalhos posteriores na Corrente do Golfo e na Corrente de Kuroshio identificaram que o termo de conversão barotrópica possui dois

extremos, um no lado ciclônico e um no lado anticiclônico (até aproximadamente 1000 m) do jato da corrente, separados por uma zona estreita ao longo da região onde a velocidade do escoamento é máxima e o cisalhamento horizontal é nulo [e.g., [Brooks & Niiler, 1977](#); [Nishida & White, 1981](#); [Hood & Bane 1983](#); [Rossby, 1987](#)]. Observou-se também que as CCOs estão sujeitas a processos de instabilidade mista. Como o processo de instabilidade barotrópica está relacionado ao cisalhamento horizontal do escoamento e o processo de instabilidade baroclínica ao cisalhamento vertical, eles não são excludentes, podendo estar presentes simultaneamente [e.g., [Dewar & Bane, 1985](#); [Rossby, 1987](#); [Hall, 1991](#); [Miller & Lee, 1995a,b](#); [CW96](#); [Mata et al., 2006](#); [KC15](#)].

[Hall \[1986\]](#) investigou a energética da Corrente do Golfo através de uma série de fundeios em 68°W com o objetivo de verificar se havia um processo de instabilidade dominante na corrente. A autora integrou os termos de conversão de energia na corrente e observou uma conversão barotrópica aproximadamente duas vezes mais intensa que a conversão baroclínica. [Rossby \[1987\]](#), por sua vez, investigou as conversões de energia da Corrente do Golfo através de 145 perfis de velocidade a 200 km a nordeste de Cape Hatteras. O autor observou que a corrente é baroclinicamente instável em 73°W e que o termo de conversão baroclínica é maior que o termo de conversão barotrópica, sugerindo ainda que o termo de conversão baroclínica é aproximadamente não divergente horizontalmente.

[Miller & Lee \[1995a,b\]](#) analisaram os balanços de energia e momento linear de uma CCO idealizada através de uma simulação numérica com o modelo *Princeton Ocean Model* (POM). A formação de vórtices e meandramentos mostrou-se controlada por uma mistura de instabilidades barotrópica e baroclínica e o termo de conversão baroclínica equilibrado aproximadamente pelo fluxo de calor turbulento vertical. O balanço de momento linear mostrou-se geostrófico na componente ao longo das isóbatas, sendo que os termos não lineares assumiram um papel secundário na dinâmica da formação de meandros na corrente. O termo de fricção apresentou-se importante somente na camada de fundo.

Vários estudos relacionaram a interação entre a batimetria e a formação de meandros e vórtices em CCOs [e.g., [Orlanski, 1969](#); [Brooks &](#)

[Bane, 1978](#); [Dewar & Bane, 1985](#); [Xie et al., 2007](#); [Gula et al., 2015](#)]. [Dewar & Bane \[1985\]](#) analisaram a energética da Corrente do Golfo nas proximidades do Banco Charleston utilizando conjuntos de medidores de correntes e observações hidrográficas antes e sobre a feição. Os autores puderam observar que os vórtices são responsáveis por direcionar o escoamento (energizar o escoamento) antes e após o banco e retirar energia do escoamento sobre ele.

[Xie et al. \[2007\]](#) realizaram experimentos numéricos na Corrente do Golfo com diferentes configurações de curvatura da batimetria e com a presença ou não da feição conhecida como Banco Charleston. Os autores observaram que a curvatura da batimetria é responsável por desestabilizar a corrente e que um acidente batimétrico pode atuar como um "gatilho local" para a maximização das taxas de conversão de energia.

[Gula et al. \[2015\]](#), através de modelagens de alta resolução identificaram que o balanço de vorticidade barotrópica da Corrente do Golfo é dominado, em primeira ordem, pelo termo inercial e pelo torque de fundo da pressão, sendo este último responsável por manter a corrente sobre as isóbatas. A conversão baroclínica é estabilizada pela inclinação da topografia, exceto no Banco Charleston. Por outro lado, ocorrem processos de instabilidade barotrópica com conversão de energia ECM → ECT no estreito da Flórida e sobre o Banco Charleston e conversão ECT → ECM entre estas regiões.

[Greatbach et al. \[2010\]](#) estenderam o trabalho de [Ducet & Le Traon \[2001\]](#) no estudo da influência dos vórtices em guiar a circulação oceânica nas extensões das Correntes do Golfo e Kuroshio através de treze anos de dados altimétricos. Os autores investigaram os campos de fluxo turbulento de momento linear e a sua relação com a recirculação das correntes nas extensões, tendo observado que os vórtices são responsáveis por acelerar o escoamento em determinadas regiões e desacelerá-lo em outras. Os autores observaram a mesma distribuição espacial dos fluxos turbulentos com cinco e treze anos de dados e atribuíram à influência da topografia o papel de manter as estruturas presas nas mesmas regiões.

Em termos globais, [Von Storch et al. \[2012\]](#) fizeram uma análise do balanço energético global do oceano e da atmosfera através de modelagem

numérica. Os autores mostram que o oceano, diferentemente da atmosfera, não se comporta como uma máquina térmica. Cerca de 60% da energia que mantém a circulação oceânica é proveniente do trabalho mecânico do vento sobre a superfície do oceano. Além disso, a energia potencial é a fonte principal para a formação os processos de mesoescala oceânicos e atmosféricos (EPM → EPT → ECT).

KC15 utilizaram uma modelagem numérica de alta resolução para analisar o balanço energético da Corrente do Golfo. Os autores observaram o mesmo padrão de transferência de energia global que [Von Storch \[2012\]](#), ECM → ECT e ECM → EPM → EPT → ECT, onde a energia é drenada do reservatório de ECM e dirigida para o reservatório de ECT, ou seja, a energia ruma no sentido dos processos turbulentos. Além disso, a contribuição barotrópica (ECM → ECT) ao longo da corrente é relativamente mais intensa que a contribuição baroclínica para a formação dos processos de mesoescala.

Os estudos citados fornecem uma descrição geral do comportamento energético de CCOs, abordando a interação entre os fluxos médio e turbulento do escoamento e, em alguns casos, a influência da batimetria na dinâmica energética da corrente. É importante ressaltar ainda o escasso número de trabalhos que trataram da divergência dos fluxos de calor turbulento e a sua relação no balanço de energia potencial. Dentre os poucos trabalhos, pode-se citar [CW96](#) na extensão da Corrente do Golfo, [Bishop et al. \[2013\]](#) na extensão da Corrente de Kuroshio e [Watts et al. \[2016\]](#) na Corrente Circumpolar Antártica, todos estes utilizando dados *in situ* nas suas análises. Além disso, através de modelagens numéricas tivemos ainda os trabalhos de [Jayne & Marotzke \[2002\]](#), [Fox-Kemper et al. \[2003\]](#) e [Bishop & Bryan \[2013\]](#).

A decomposição de campos vetoriais em suas componentes divergente e rotacional é um problema clássico da Física e exige a resolução de um problema de Equações Diferenciais de Segunda Ordem que não tem solução única na presença de contornos abertos [[Fox-Kemper et al., 2003](#)]. [Jayne & Marotzke \[2002\]](#) calcularam a decomposição dos fluxos turbulentos de calor no oceano global utilizando uma modelagem numérica. Os autores observaram que a componente rotacional é mais intensa principalmente nas CCOs.

CW96 observaram que a extensão da Corrente do Golfo em 68°W é baroclinicamente instável e que a componente dinâmica da conversão baroclínica (calculada apenas com a componente divergente do fluxo de calor turbulento horizontal) representa aproximadamente a metade da conversão baroclínica total.

Bishop et al. [2013] estudaram a influência da componente divergente do fluxo de calor turbulento horizontal na dinâmica da extensão da Corrente de Kuroshio aplicando o método de MS81 em dados de CPIES (*Current Pressure Inverted Echo Sounder*). Os autores observaram que a componente dinâmica do termo de conversão baroclínica dinâmica é aproximadamente de 60 a 80% do termo de conversão baroclínica total. Os autores encontraram o termo de conversão baroclínica dinâmica atingindo $10 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$. *Bishop & Bryan [2013]*, utilizando o modelo numérico global *Parallel Ocean Program* (POP) com resolução de aproximadamente $0,1 \cdot \cos(\text{latitude})$ e médias de cinco dias, aplicaram o mesmo método para a decomposição do fluxo de calor turbulento em sua componente divergente e rotacional. Os resultados indicaram uma superestimação dos fluxos meridionais em aproximadamente 14% e os autores concluíram que o modelo é capaz de representar os campos divergentes de fluxo turbulento na Corrente de Kuroshio.

Utilizando CPIES na Passagem de Drake, *Watts et al. [2016]* observaram um fluxo de calor turbulento divergente para o polo e contra o gradiente de temperatura em aproximadamente toda a região analisada, sendo mais intensos na porção sul sobre a Frente Subantártica. Em termos numéricos, foram estimados fluxos de calor turbulentos de cerca de -0,013 PW, valor correspondente a aproximadamente 3,3% do calor total perdido do oceano para a atmosfera ao sul de 60°S.

1.2 Circulação Oceânica e Energética do Atlântico Sudoeste

Em termos de larga escala, a feição proeminente em qualquer bacia oceânica é o giro oceânico subtropical (Figura 1.2), o qual é formado por uma

combinação de efeitos de forçantes atmosféricas, influência da rotação da Terra e a presença dos continentes. No Oceano Atlântico Sul, as quatro correntes oceânicas que compõe o grande giro são: (i) a Corrente de Benguela, que transporta águas do polo em direção ao Equador margeando o continente africano; (ii) a Corrente Sul Equatorial, que desloca-se para oeste cruzando o Atlântico em direção ao continente americano; (iii) a Corrente de Brasil, que transporta águas quentes e salinas do Equador para o polo na porção oeste da bacia margeando o talude brasileiro, e (iv) a Corrente do Atlântico Sul, que liga a porção sul do giro transportando águas de oeste à leste do Atlântico Sul (Figura 1.2).

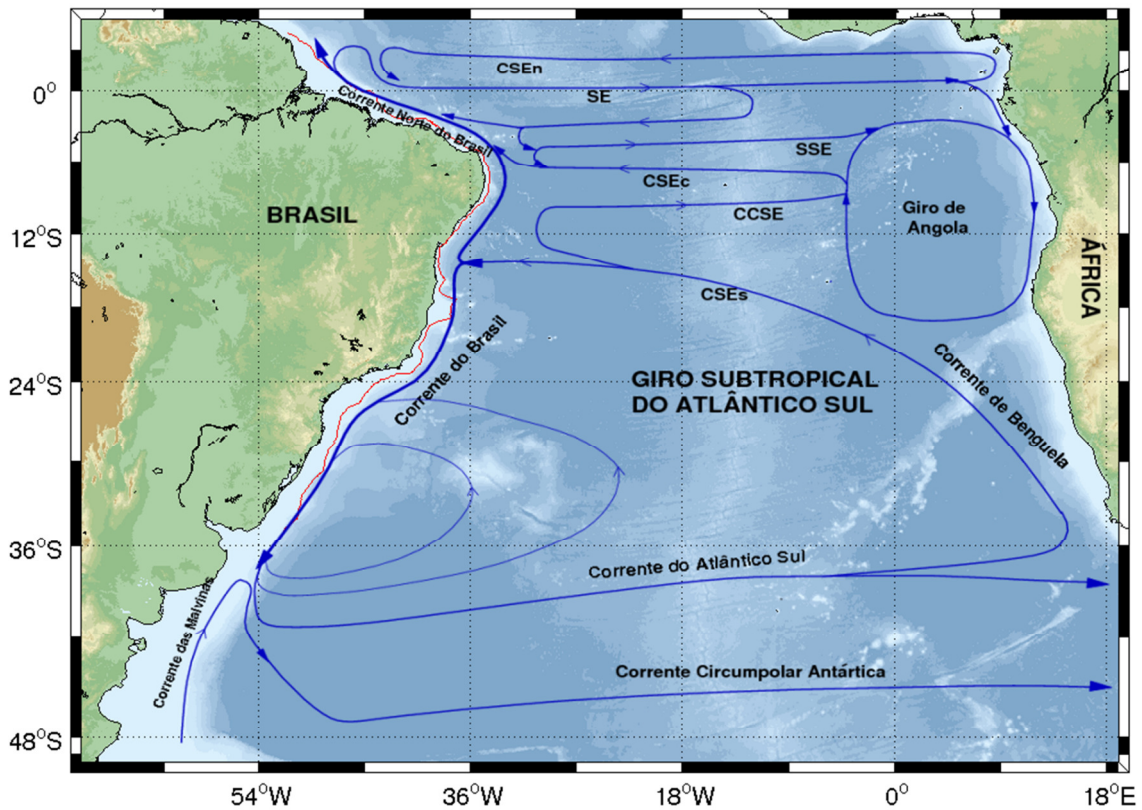


Figura 1.2: Esquema representando a circulação superficial do Atlântico Sul baseado em [Peterson & Stramma \[1989\]](#). Cortesia do Prof. Ilson Carlos Almeida da Silveira (IO/USP).

A CCO que pertence ao giro subtropical do Oceano Atlântico Sul é a Corrente do Brasil (CB). Esta corrente é originada da bifurcação da Corrente Sul Equatorial (CSE) entre 10°S e 14°S [[Stramma, 1991](#); [Silveira et al., 1994](#); [Rodrigues et al., 2006](#)] e escoia margeando o talude brasileiro transportando

águas quentes e salinas até 38°S – 40°S onde a corrente se afasta do contorno [e.g., [Gordon & Greengrove, 1986](#)]. A CB, diferentemente de sua equivalente no Hemisfério Norte, a Corrente do Golfo, assim que se afasta do contorno lateral encontra a Corrente das Malvinas, formando a região conhecida como Confluência Brasil-Malvinas, uma das regiões mais energéticas do oceano global [[Silveira et al., 2000](#); [Chelton et al., 1990](#); [Oliveira et al., 2009](#)].

CCOs são escoamentos estreitos e intensos que fecham o giro subtropical das bacias oceânicas. A CB, no entanto, é descrita como uma corrente fraca em comparação às demais CCO do Hemisfério Norte. A explicação para esta diferença entre a CB e sua análoga no Hemisfério Norte foi dada pela primeira vez por [Stommel \[1965\]](#) [apud. [Silveira et al., 2000](#)]. O autor atribuiu o enfraquecimento da CB em relação à Corrente do Golfo à orientação da componente termohalina e da componente gerada pelo vento. Na CB, a componente termohalina teria orientação oposta à componente gerada pelo vento. Hoje se sabe que a distribuição vertical de massas d'água no Atlântico Sul (Figura 1.3) tem sua trajetória dependente da variação latitudinal da bifurcação da Corrente Sul Equatorial (CSE).

A Corrente do Brasil, nas primeiras centenas de metros da coluna d'água, transporta para sul as Águas Tropical (AT) e Central do Atlântico Sul (ACAS). Em subsuperfície, a bifurcação da CSE desloca-se para o sul de aproximadamente 10°S até latitudes de 27°S a 1000m de profundidade [e.g., [Rodrigues et al., 2006](#)]. Ao norte da latitude desta bifurcação surge uma Contra Corrente Intermediária (CCI) abaixo da CB, a qual carrega Água Intermediária Antártica (AIA) para norte. Ao sul de 24°S o aporte de fundo da AIA gera um espessamento vertical da CB e uma intensificação no seu transporte a uma taxa de cerca de 5% a cada 100km [[Gordon & Greengrove, 1986](#)]. Ao sul de 27°S a CB transporta AT, ACAS e AIA e ultrapassa os 1000m de profundidade. De 22 a 31°S a CB apresenta um transporte que varia de aproximadamente 5 Sv a 20 Sv (1Sv = 10⁶ m³/s) e velocidades superiores a 70 cm/s em algumas regiões [[Silveira et al., 2000](#)].

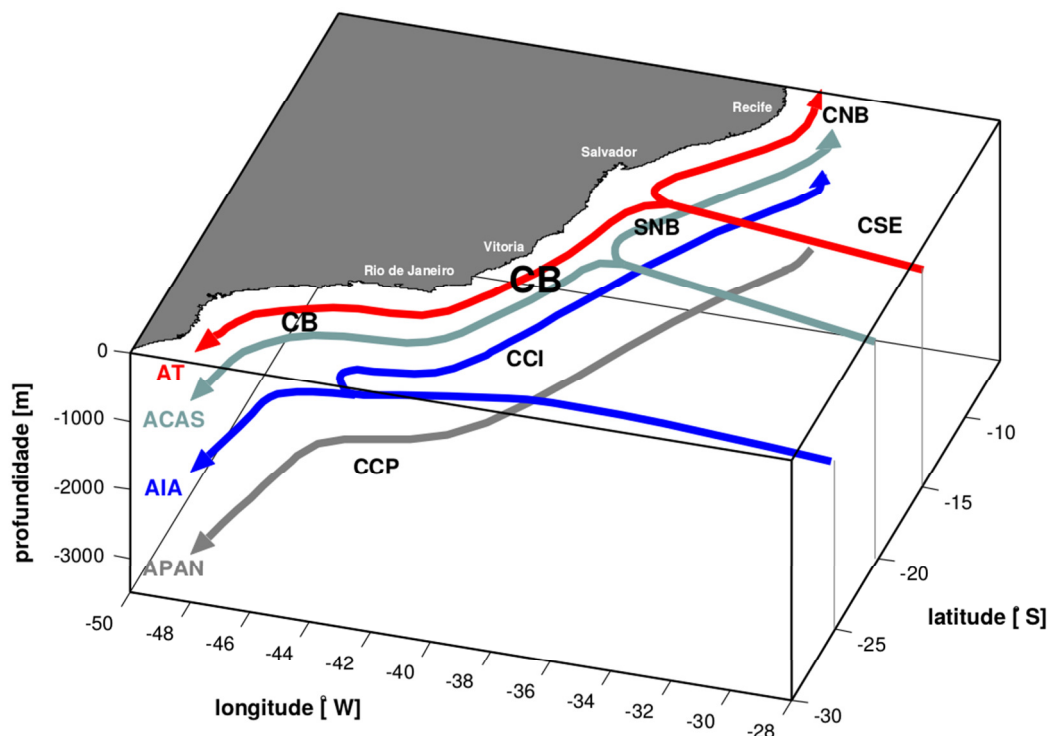


Figura 1.3: Esquema representando a distribuição de massas d'água e correntes de contorno oeste na margem continental brasileira baseado na descrição de [Stramma & England \[1999\]](#). As seguintes massas de água são apresentadas: Água Tropical (AT), Água Central do Atlântico Sul (ACAS), Água Intermediária Antártica (AIA), Água Profunda do Atlântico Norte (APAN). As seguintes CCOs são indicadas: Corrente do Brasil (CB), Corrente de Contorno Intermediária (CCI), Corrente de Contorno Profunda (CCP), Corrente Norte do Brasil (NBC), Subcorrente Norte do Brasil (SNB) (adaptada da Figura 1.3 de [Soutelino \[2008\]](#) e [Soutelino et al. \[2013\]](#)).

A primeira descrição de estruturas de mesoescala da CB foi apresentada por [Mascarenhas et al., \[1971\]](#) [apud [Silveira et al., 2000](#)] na região de Cabo Frio. As primeiras discussões envolvendo aspectos dinâmicos relacionados com a formação destas estruturas foi apresentada por [Campos et al. \[1995\]](#). Os autores atribuíram o surgimento de meandramentos na região à mudança de orientação da linha de costa em Cabo Frio, tendo utilizado argumentos de conservação de vorticidade. A existência da CCI abaixo da CB é também apontada como um dos fatores para a formação de processos de mesoescala entre 20°S e 28°S [[Fernandes et al., 2009](#)]. [Silveira et al. \[2008\]](#) e [Rocha et al. \[2014\]](#) mostraram ainda que a CB é baroclinicamente instável e marcada por uma barotropização em direção ao sul entre 20°S e 28°S. Conforme as águas quentes e salinas da CB deslocam-se em direção ao polo,

a bifurcação em subsuperfície gera um espessamento vertical do escoamento, uma intensificação no transporte e a corrente torna-se mais barotrópica. [Oliveira et al. \[2009\]](#) mostraram que a CB é barotropicamente instável na maior parte de seu trajeto e possui regiões caracterizadas por sobrestabilidade barotrópica (ECT → ECM), situação na qual os vórtices são absorvidos pela CB e alimentam o escoamento médio da corrente. Em geral, a maior parte dos trabalhos existentes sobre a dinâmica da CB resumem-se à locais ao norte da região de formação da CCI, como Cabo de São Tomé (CST, 22°S) e Cabo Frio (CF, 23°S) ou estendem-se até 28°S.

Outra corrente do Atlântico Sul que será estudada neste trabalho é a Corrente do Atlântico Sul (CAS). Esta corrente é pouco estudada na literatura e foi descrita nos trabalhos de [Stramma & Peterson \[1989\]](#) e [Peterson & Stramma \[1991\]](#). A CAS é um jato livre de contorno lateral, aproximadamente zonal, que flui para leste sobre a Frente Subtropical do Atlântico Sul em 40°S, cruzando a bacia oceânica até o continente africano. É uma corrente espessa e larga com velocidades variando de 20 a 27 cm/s. A CAS transporta cerca de 30 a 40 Sv, equivalente à CB ao desprender-se do contorno lateral.

Em termos energéticos, os estudos no Oceano Atlântico Sul são escassos e resumem-se em geral a estimativas com dados de derivadores [[Piola et al., 1987](#); [Assireu et al., 2003](#); [Oliveira et al., 2009](#)] ou modelagens localizadas [[Mano et al., 2009](#); [Francisco et al., 2011](#)].

[Piola et al. \[1987\]](#) fizeram a primeira estimativa dos campos de energia cinética e fluxos de momento linear na CB através de dados de 280 boias de deriva interpolados para uma grade com uma resolução espacial de 4° x 4°. [Oliveira et al. \[2009\]](#) estenderam o trabalho de [Piola et al. \[1987\]](#) utilizando 13 anos de dados de derivadores e uma grade com resolução espacial de 0,5° x 0,5°. Os autores observaram que a instabilidade barotrópica é um importante mecanismo para a formação de vórtices na CB e que a corrente possui taxas de conversão de energia similares àquelas de outras CCOs. As taxas de conversão barotrópica da CB variaram de -1×10^{-3} a 4×10^{-3} cm²/s³ entre 20°S e 36°S.

[Mano et al. \[2009\]](#) estudaram o fluxo de energia no processo de formação de um vórtice ciclônico de Cabo Frio através de uma modelagem oceânica com o modelo numérico POM. Os autores observaram a drenagem

de energia da CB em aproximadamente 400m e que o sinal desta energia leva cerca de 30 dias para atingir a superfície. Além disso, os autores investigaram os critérios de instabilidade linear da coluna d'água em cada etapa deste processo. Foi observada a desestabilização da coluna d'água durante a formação do vórtice e propagação de energia para a superfície e estabilização após esse processo.

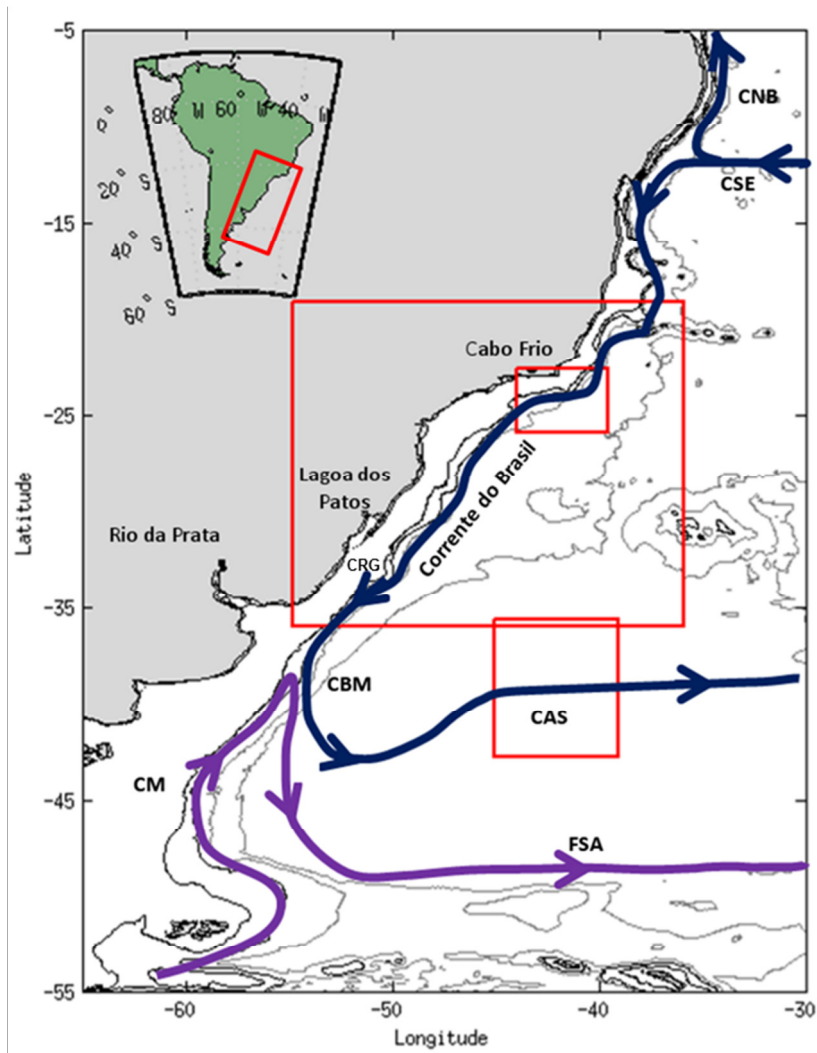


Figura 1.4: Esquema representando a circulação superficial do Oceano Atlântico Sul e as regiões de estudo deste trabalho. Retângulo vermelho maior: região de estudo do manuscrito I que analisará energeticamente a Corrente do Brasil entre 20°S e 36°s (Capítulo 3). Retângulos vermelhos menores: regiões de análise da Corrente do Brasil e da Corrente do Atlântico Sul do manuscrito II (Capítulo 4). As correntes oceânicas foram representadas pelas linhas roxa e azul. A sigla em 33°S representa o Cone do Rio Grande (CRG) e as demais siglas representam a Corrente Sul Equatorial (CSE), Corrente Norte do Brasil (CNB), Confluência Brasil-Malvinas (CBM), Corrente do Atlântico Sul (CAS), Corrente das Malvinas (CM), Frente Subantártica (FSA).

Francisco et al. [2011] investigaram as conversões de energia na região da Confluência Brasil-Malvinas utilizando o modelo oceânico HYCOM e observaram uma dominância da conversão baroclínica sobre a conversão barotrópica.

Rocha et al. [2014], utilizando quatro fundeios de correntógrafos e observações hidrográficas quasi-sinóticas, observaram que o transporte da CB aumenta cerca de 70% com a bifurcação da SEC. Adicionalmente, a ECM da coluna d'água da CB é 70% baroclínica ao norte e 54% barotrópica ao sul da formação da CCI.

Em termos gerais, percebe-se que os estudos na CB não permitem ter uma visão geral tridimensional da corrente em todo seu trajeto e a importância das características locais em sua dinâmica, como interação com as feições batimétricas existentes e distribuição do campo de massa, em todo o seu trajeto. Os estudos existentes se concentram entre 20°S e 28°S, sendo que existe uma importante feição batimétrica – o Cone do Rio Grande - localizada em 33°S, que faz parte do caminho da CB e onde esta deve responder dinamicamente a esta presença.

Diante do apresentado, propomos estudar no presente trabalho algumas questões que carecem de investigação sobre a energética do Atlântico Sul, em especial sobre a Corrente do Brasil. Em relação à energética da CB, questiona-se: *como é a distribuição espacial das conversões de energia da CB? Qual a conversão de energia dominante da CB? Qual o comportamento das taxas de conversão de energia da CB com o espessamento vertical? A CB é baroclinicamente instável ao sul de 28°S?* Em relação aos dos fluxos de calor turbulentos divergentes na CB, questiona-se: *existe diferença entre o comportamento dos FCT divergentes em CCO guiadas pela batimetria e jatos livres? Qual a proporção entre os termos de conversão baroclínica dinâmica e o termo de conversão baroclínica na CB e na CAS?*

1.3 Hipótese e objetivo

O presente trabalho tem como objetivo investigar: (a) a energética da interação entre os fluxos médio e turbulento da Corrente do Brasil entre 22°S e 36°S e (b) a relação entre os fluxos de calor turbulentos horizontais divergentes e fluxos de calor turbulentos horizontais totais em duas regiões específicas dos trajetos (*path*) da Corrente do Brasil e da Corrente do Atlântico Sul.

Serão testadas as seguintes hipóteses: (i) Quando à análise energética, *a Corrente do Brasil apresenta taxas de conversão de energia equivalentes às demais correntes de contorno oeste e seus processos de instabilidade tem predominância baroclínica. Além disso, a Corrente do Brasil é baroclinicamente instável ao sul de 28°S.* (ii) Quanto aos fluxos de calor turbulentos divergentes, *a Corrente do Brasil não apresenta a mesma razão entre os termos de conversão baroclínica dinâmica e conversão baroclínica observado nas extensões das correntes de contorno oeste do Hemisfério Norte.*

Objetivos Específicos

- Estimar a distribuição espacial das taxas de conversão de energia da Corrente do Brasil;
- Investigar o comportamento das taxas de conversão de energia em transectos perpendicular ao trajeto da CB;
- Verificar os critérios de instabilidade baroclínica da CB;
- Determinar um fator de proporcionalidade entre o termo de conversão baroclínica utilizando o fluxo de calor turbulento total e o termo de conversão baroclínica utilizando somente o fluxo de calor turbulento divergente na CB e na CAS;

Este trabalho foi organizado em forma de dois manuscritos que foram submetidos para publicação em periódicos de oceanografia. No Capítulo 2 será apresentada uma descrição do referencial teórico utilizado nos manuscritos. No Capítulo 3 é apresentado o primeiro manuscrito submetido

que versa sobre a energética da interação entre os fluxos médio e turbulento da Corrente do Brasil entre 22°S e 36°S. O Capítulo 4 apresenta o segundo manuscrito sobre os fluxos de calor turbulentos divergentes na Corrente do Brasil e na Corrente do Atlântico Sul. Finalmente, no Capítulo 5 será apresentada uma conclusão geral da tese.

Capítulo II: Equações Governantes

Este capítulo contém uma descrição mais detalhada do referencial teórico utilizado para a elaboração dos artigos científicos dos Capítulos 3 e 4. Iniciaremos com o equacionamento do balanço energético para o oceano e por fim apresentaremos a metodologia empregada para a decomposição do fluxo de calor turbulento horizontal em suas componentes divergente e rotacional.

2.1 Equações do Balanço de Energia no Oceano

A análise energética aplicada no oceano consiste em identificar os processos de redistribuição e conversão de energia entre os seus reservatórios de energia cinética e energia potencial [CW96; KC15]. O tratamento

matemático consiste construir um conjunto de equações que representem os balanços de energia cinética e potencial que descrevam a interação energética entre os campos médio e turbulento do escoamento. Para isso, os seus reservatórios de energia cinética e potencial são divididos em uma parte relacionada aos movimentos de larga-escala e outra relacionada à variabilidade de mesoescala. A porção referente aos movimentos de larga escala é considerada como o estado médio do escoamento e a porção referente à variabilidade de mesoescala é considerada como o desvio em relação ao estado médio. Existem diferentes abordagens teóricas para a definição do estado médio e turbulento do oceano (escoamento turbulento) [e.g., [Kundu et al., 2012](#)], mas tradicionalmente utiliza-se o desvio em relação ao estado médio no tempo [e.g., [Webster, 1961](#); [Bryden, 1979](#); [CW96](#); [Ducet & Le Traon, 2001](#); [Oliveira et al., 2009](#); [Von Storch, 2012](#)]. Essa separação é conhecida como Decomposição de Reynolds e é aplicada em todas as variáveis do escoamento. Dada uma variável qualquer $\phi = \phi(x, y, z, t)$ ela é separada em seu primeiro momento estatístico $\bar{\phi} = \bar{\phi}(x, y, z)$ e suas flutuações $\phi' = \phi'(x, y, z, t)$, cuja média temporal é zero [e.g., [Kundu et al., 2012](#)]. Adotaremos o referencial em coordenadas cartesianas com a orientação tradicional dos eixos x, y e z, onde o eixo-x aponta para leste, o eixo-y para norte e o eixo-z aponta para a atmosfera.

A energia cinética total por unidade de massa é dividida em energia cinética média (ECM) e energia cinética turbulenta (ECT). A ECM está relacionada com a circulação de larga-escala e a ECT, por sua vez, com a porção turbulenta do escoamento [e.g., [Oliveira et al., 2009](#); [Kundu et al., 2012](#)]. Em relação ao campo de massa, os processos de mesoescala têm como fonte a energia potencial disponível (EPD). A EPD é definida como a diferença entre a energia potencial total do fluido, associada com a posição do centro de massa da coluna d'água, e aquela que ele teria em um estado de repouso, situação em que as superfícies de densidade são horizontais, assumidas como não perturbadas [[Lorenz, 1955](#); [Cushman-Roisin, 1994](#)]. A EPD total por unidade de massa é dividida em energia potencial média (EPM) e energia potencial turbulenta (EPT). As quatro formas de energia do oceano abordadas neste trabalho são expressas por:

$$ECM = \frac{(\bar{u})^2 + (\bar{v})^2}{2}, \quad (2.1.1)$$

$$ECT = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2}, \quad (2.1.2)$$

$$EPM = \frac{g^2}{2\rho_0 N^2} (\bar{\rho} - \rho_r)^2 = \frac{g^2}{2\rho_0 N^2} \bar{\rho}_d^2, \text{ e} \quad (2.1.3)$$

$$EPT = \frac{g^2}{2\rho_0^2 N^2} \overline{\rho'^2} = \frac{g^2}{2\rho_0^2 N^2} \overline{\rho_d'^2}, \quad (2.1.4)$$

onde $\mathbf{u} = (u,v,w)$ é o vetor velocidade (m/s), g é a aceleração da gravidade (m/s²), N^2 é o quadrado da frequência de Brunt-Väisälä (1/s²) e ρ_0 é uma densidade de referência (kg/m³). O campo de densidade foi decomposto em:

$$\begin{aligned} \rho(x, y, z, t) &= \rho_r(z) + \rho_d(x, y, z, t) \\ &= \rho_r(z) + \bar{\rho}_d(x, y, z) + \rho_d'(x, y, z, t), \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

onde ρ é a densidade (kg/m³), ρ_r é a estratificação básica (kg/m³), ρ_d é a densidade dinâmica (kg/m³). A densidade ρ_r é geralmente escolhida como sendo a média temporal e horizontal do campo de densidade. A partir da Decomposição de Reynolds e da Eq. (2.1.5), pode-se observar ainda que $\rho' = \rho_d'$ e $\bar{\rho} = \rho_r + \bar{\rho}_d$.

Para o equacionamento dos balanços de energia cinética e potencial serão utilizadas as seguintes suposições: oceano hidrostático, incompressível, referencial em rotação e aproximação de Boussinesq. As equações de Navier-Stokes, do balanço hidrostático, da continuidade e de conservação de escalares são apresentadas a seguir:

$$\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}_h + f(\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u}_h) = \frac{-1}{\rho_0} \nabla_h p + \mathbf{F}_h + \mathbf{D}_h, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad (2.1.7)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C = F_C + D_C, \text{ e} \quad (2.1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.1.9)$$

onde \mathbf{u}_h é a componente horizontal da velocidade (m/s), f é o parâmetro de Coriolis (s⁻¹), C é uma propriedade escalar do fluido, $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{\mathbf{i}}, \frac{\partial}{\partial y} \hat{\mathbf{j}}, \frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right)$ é o operador nabla (m⁻¹). Os termos F e D representam forçantes e termos de dissipação horizontal em cada uma das equações, respectivamente. A Eq. (2.1.8) é uma equação de transporte de escalar e poderia representar qualquer

propriedade escalar do fluido. Como esta metodologia será aplicada em latitudes médias e estamos interessados no transporte de calor, utilizaremos a temperatura como um *proxy* do campo de densidade [[Samelson, 2011](#)], onde:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T), \quad (2.1.10)$$

em que α é o coeficiente de expansão térmica da água do mar ($^{\circ}\text{C}^{-1}$). Analogamente à Eq. (2.1.5), a decomposição do campo de massa em termos de temperatura assume a forma:

$$\begin{aligned} T(x, y, z, t) &= \theta(z) + \Delta T(x, y, z, t) \\ &= \theta(z) + \overline{\Delta T}(x, y, z) + T'(x, y, z, t), \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

onde o campo de temperatura total $T = T(x, y, z, t)$ é dado pela soma de uma estratificação básica (θ , média horizontal e temporal do campo de temperatura) relacionada com a energia potencial indisponível do fluido e um desvio em relação à esta estratificação (ΔT), associado à energia potencial disponível. A partir desta aproximação (Eq. 2.1.11) as energias potenciais média e turbulenta assumem a forma:

$$\text{EPM} = \frac{g\alpha}{2\theta_z} (\overline{\Delta T})^2, \text{ e} \quad (2.1.12)$$

$$\text{EPT} = \frac{g\alpha}{2\theta_z} \overline{T'^2}. \quad (2.1.13)$$

Nestas equações o termo $\theta_z = d\theta/dz$ representa a derivada vertical do campo básico e está relacionada à frequência de empuxo do domínio de estudo [[Pedlosky, 1987](#)]. Aplicando-se a Decomposição de Reynolds nas equações (2.1.6-8), seguida de promediação, teremos as equações médias:

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{u}_h}}{\partial t} + (\overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \overline{\mathbf{u}_h} + \overline{(\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}'_h} + f(\hat{\mathbf{k}} \times \overline{\mathbf{u}_h}) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h \overline{p_d} + \overline{\mathbf{F}_h} + \overline{\mathbf{D}_h}, \quad (2.1.14)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_r}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p_d}}{\partial z} - \frac{\rho_r}{\rho_0} \mathbf{g} - \frac{\overline{p_d}}{\rho_0} \mathbf{g}, \text{ e} \quad (2.1.15)$$

$$\frac{\partial \overline{\Delta T}}{\partial t} + (\overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \overline{\Delta T} + \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla T} + \overline{w} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \overline{F_H} + \overline{D_H}, \quad (2.1.16)$$

onde os termos \mathbf{F}_h e F_H representam as forçantes nos balanços de momento linear e calor, respectivamente, e \mathbf{D}_h e D_H representam as dissipações dos balanços de momento linear e calor, respectivamente. O campo de pressão, assim como o campo de densidade, é decomposto na forma $p(x, y, z, t) = p_r(x, y, z) + p_d(x, y, z, t)$, onde $p_r = p_r(x, y, z)$ é uma pressão de referência

associada ao equilíbrio hidrostático (N/m^2) e $p_d = p_d(x, y, z, t)$ é o campo de pressão dinâmica (N/m^2).

As equações turbulentas são obtidas da subtração de (2.1.14-16) de (2.1.6-8), respectivamente, o que resulta:

$$\frac{\partial \mathbf{u}'_h}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{u}'_h + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}}_h + [(\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}'_h - \overline{(\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}'_h}] + \quad (2.1.17)$$

$$f(\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{u}'_h) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h p'_d + \mathbf{F}'_h + \mathbf{D}'_h,$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'_d}{\partial z} - \frac{\rho'_d}{\rho_0} \mathbf{g}, \quad e \quad (2.1.18)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla T' + \mathbf{u}' \cdot \nabla (\overline{\Delta T}) + [\mathbf{u}' \cdot \nabla T' - \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla T'}] + w' \frac{\partial \theta}{\partial z} = F'_H + D'_H. \quad (2.1.19)$$

A equação do balanço de ECM é obtida através da soma das Eq. (2.1.14) e Eq. (2.1.15) previamente multiplicadas por $\bar{\mathbf{u}}_h$ e \bar{w} , respectivamente, resultando em:

$$\text{Não estacionário: } \frac{\partial(\text{ECM})}{\partial t} \quad (2.1.20a)$$

$$R_ECM: = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \text{ECM}) - \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} p_d) \quad (2.1.20b)$$

$$\text{- CBT: } \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \quad (2.1.20c)$$

$$NL_EC: = - \left[\frac{\partial \overline{u'u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'u'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'v'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'v'v'}}{\partial y} \right] \quad (2.1.20d)$$

$$FCMV: +g\alpha \bar{w} \overline{\Delta T} \quad (2.1.20e)$$

$$\text{Forçante: } \bar{\mathbf{u}}_h \cdot \bar{\mathbf{F}}_h \quad (2.1.20f)$$

$$\text{Dissipação: } \bar{\mathbf{u}}_h \cdot \bar{\mathbf{D}}_h. \quad (2.1.20g)$$

A variação temporal de ECM é dada pela soma dos termos: (2.1.20b) redistribuição de ECM através de advecção e trabalho da pressão (R_ECM), (2.1.20c) negativo do termo de conversão barotrópica (-CBT), (2.1.20d) interação *não-local* de energia cinética entre os fluxos médios e turbulentos (NL_EC) e (2.1.20e) fluxo de calor médio vertical (FCMV) e os termos de forçante e dissipação de ECM (2.1.20f e 2.1.20g).

A equação do balanço de ECT é obtida através da média temporal da soma das Eq. (2.1.17) e Eq. (2.1.18) multiplicadas por \mathbf{u}'_h e w' , respectivamente, o que resulta em:

$$\text{Não estacionário: } \frac{\partial(\text{ECT})}{\partial t} \quad (2.1.21a)$$

$$\text{R_ECT: } = -\frac{1}{2} \nabla \cdot \overline{\mathbf{u} (u'^2 + v'^2)} - \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u} p_d'}) \quad (2.1.21b)$$

$$\text{CBT: } - \left[\overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \quad (2.1.21c)$$

$$\text{FCTV: } +g\alpha \overline{w'T'} \quad (2.1.21d)$$

$$\text{Forçante: } \overline{\mathbf{u}'_h \cdot \mathbf{F}'_h} \quad (2.1.21e)$$

$$\text{Dissipação: } \overline{\mathbf{u}'_h \cdot \mathbf{D}'_h} . \quad (2.1.21f)$$

A variação temporal de ECT é dada pela soma dos termos: (2.1.21b) redistribuição de ECT através de advecção e trabalho da pressão (R_ECT), (2.1.21c) termo de conversão barotrópica (CBT) e (2.1.21d) fluxo de calor turbulento vertical (FCTV) e os termos de forçante e dissipação de ECT (2.1.21e e 2.1.21f). O termo CBT está presente com sinal contrário nos balanços de ECM e ECT (2.1.20c e 2.1.21c). Quando CBT é positivo, os tensores de Reynolds retiram energia do escoamento médio através do cisalhamento do campo de velocidade via trabalho mecânico (Figura 2.1). Neste caso, ocorre uma transferência de energia do fluxo médio para o campo turbulento (ECM \rightarrow ECT) e diz-se que está ocorrendo um processo de instabilidade barotrópica.

Valores negativos de CBT indicam o oposto, ou seja, que os vórtices estão decaindo e acelerando o escoamento médio (ECM \leftarrow ECT). [Bryden, 1982; Dewar & Bane, 1989b; CW96; Azevedo et al., 2008; Oliveira et al., 2009]. O termo CBT possui ainda uma parcela referente ao cisalhamento vertical do campo de velocidade $\left(\overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$. Esta parcela é responsável pelo tipo de instabilidade conhecida como instabilidade de Kelvin-Helmholtz e contribui principalmente em conversões relacionadas a flutuações diárias ou mais curtas [e.g., Grodsky et al., 2005].

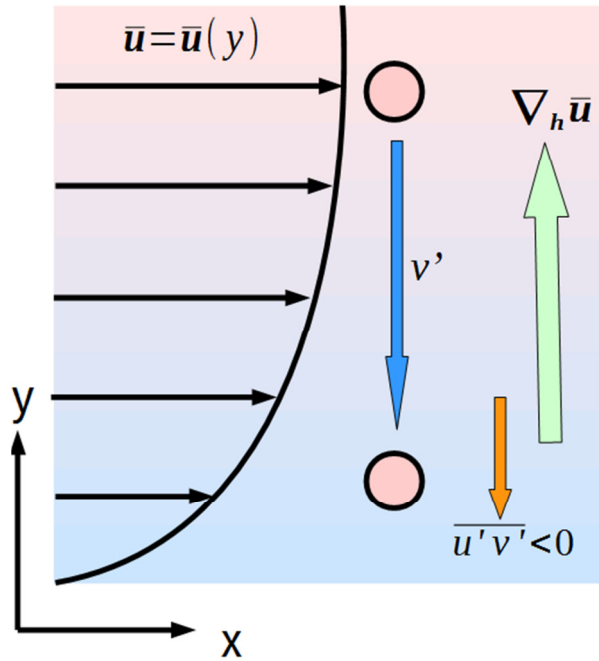


Figura 2.1: Esquema representando um processo de instabilidade barotrópica em um escoamento zonal com cisalhamento meridional de velocidade. As setas representam: (preta) a velocidade média do escoamento, (azul) a trajetória de uma partícula sob efeito de uma perturbação v' , (verde) o gradiente horizontal de velocidade média e (laranja) o fluxo de momento linear horizontal contra o vetor gradiente de velocidade média. Baseado na Figura 3 de [Azevedo et al. \[2008\]](#).

A equação do balanço de EPM é obtida através da multiplicação da Eq. (2.1.16) por $g\alpha\overline{\Delta T}/\theta_z$ seguida de média temporal, resultando em:

$$\text{Não estacionário: } \frac{\partial(\text{EPM})}{\partial t} \quad (2.1.22a)$$

$$\text{A_EPM: } = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\text{EPM}) \quad (2.1.22b)$$

$$\text{- CBC: } \frac{g\alpha}{\theta_z} [\overline{\mathbf{u}'\mathbf{T}'} \cdot \nabla(\overline{\Delta T})] \quad (2.1.22c)$$

$$\text{NL_EP: } -\frac{g\alpha}{\theta_z} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}'\mathbf{T}'\Delta T}) \quad (2.1.22d)$$

$$\text{-FCMV: } -g\alpha\bar{w}\overline{\Delta T} \quad (2.1.22e)$$

$$\text{Forçante: } \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{\Delta T F_H} \quad (2.1.22f)$$

$$\text{Dissipação: } \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{\Delta T D_H} \quad (2.1.22g)$$

A variação temporal de EPM é dada pela soma dos termos: (2.1.22b) advecção de EPM (A_{EPM}), (2.1.22c) negativo do termo de conversão baroclínica ($-CBC$), (2.1.2.d) interação *não-local* de energia potencial entre os fluxos médios e turbulentos (NL_{EC}) e (2.1.22e) negativo do fluxo de calor médio vertical ($-FCMV$) e os termos de forçante e dissipação de EPM (2.1.22f e 2.1.22g).

A equação do balanço de EPT é obtida através da média temporal da Eq. (2.1.19) multiplicada $g\alpha T'/\theta_z$, o que resulta em:

$$\text{Não estacionário: } \frac{\partial(EPT)}{\partial t} \quad (2.1.23a)$$

$$A_{EPT}: = -\frac{g\alpha}{\theta_z} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}T'^2}/\theta_z) \quad (2.1.23b)$$

$$CBC: -\frac{g\alpha}{\theta_z} [\overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla(\overline{\Delta T})] \quad (2.1.23c)$$

$$-FCTV: -g\alpha \overline{w'T'} \quad (2.1.23d)$$

$$\text{Forçante: } \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'F'_H} \quad (2.1.23e)$$

$$\text{Dissipação: } \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'D'_H}, \quad (2.1.23f)$$

A variação de EPT é dada pela soma dos termos: (2.1.23b) advecção de EPT (A_{EPT}), (2.1.23c) termo de conversão baroclínica (CBC) e (2.1.23d) negativo do fluxo de calor turbulento vertical ($-FCTV$) e os termos de forçante e dissipação de EPT (2.1.23e e 2.1.23f). Analogamente ao termo CBT, o termo CBC está presente nos balanços de EPM e EPT com sinal oposto. Quando o termo CBC é positivo o fluxo de calor turbulento horizontal está apontando contra o sentido do gradiente de temperatura médio e a EPT do escoamento está aumento através da drenagem (redução) da EPM ($EPM \rightarrow EPT$) [Bryden, 1982; Dewar & Bane, 1985].

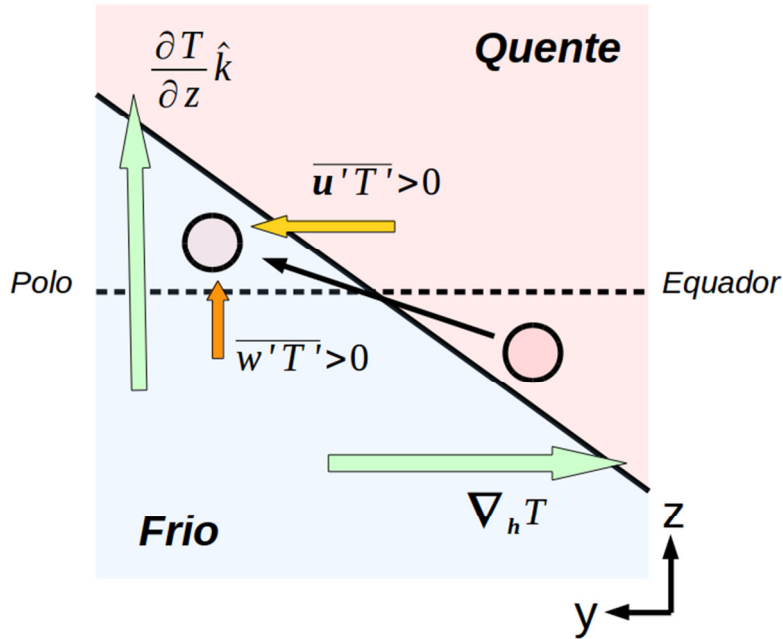


Figura 2.2: Esquema representando um processo de instabilidade baroclínica e o surgimento da cunha de instabilidade. As setas representam: (preta) a trajetória de cada partícula dentro da cunha de instabilidade, (verde) o gradiente de temperatura, (amarela) o fluxo de calor turbulento horizontal contra o vetor gradiente de temperatura e (laranja) o fluxo de calor turbulento vertical a favor do vetor gradiente de temperatura. Baseado na Figura 7 de [Azevedo et al. \[2008\]](#).

Analogamente, o termo FCTV conecta o balanço de EPT e ECT. Quando o termo FCTV é positivo, o fluxo de calor turbulento vertical aponta a favor do gradiente vertical de temperatura média (*upgradient*), onde EPT \rightarrow ECT, havendo um relaxamento das isothermas e alteração do campo de velocidade pela relação do vento térmico [[Pedlosky, 1987](#); [Kundu et al., 2012](#)]. Quando existir uma conversão de energia no sentido EPM \rightarrow EPT \rightarrow ECT, estará ocorrendo um processo de instabilidade baroclínica (Figura 2.2) [[CW96](#); [Azevedo et al., 2008](#)]. Neste tipo de instabilidade, apesar da existência de cisalhamento vertical de velocidade, as perturbações não crescem à custa do cisalhamento. Ao invés disso, as perturbações crescem drenando a energia potencial armazenada nas inclinações das isothermas do sistema. [[Kundu et al., 2012](#)].

Os balanços de energia são tradicionalmente representados através de um diagrama conhecido como Ciclo de Energia de Lorenz (CEL) (Figura

2.3). O CEL esquematiza através de caixas e setas as quatro equações de balanço de energia potencial e cinética e como elas estão relacionadas.

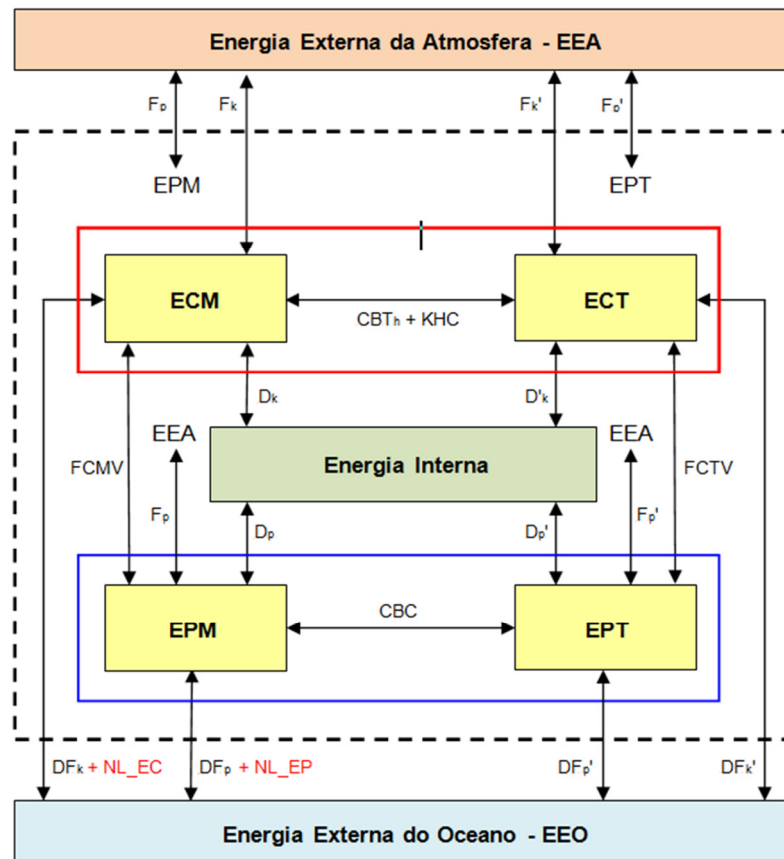


Figura 2.3: Ciclo de Energia de Lorenz esquematizando as relações entre os balanços de energia cinética e potencial no oceano. O retângulo vermelho (azul) indica o reservatório total de energia cinética (potencial). As setas representam as trocas de energia entre os reservatórios. As caixas verde, laranja e azul representam os reservatórios de energia interna e energia externa do oceano e atmosfera, respectivamente. Os termos F e D referem-se às forçantes e dissipação e os subíndices k e p referem-se às energias cinética e potencial. O termo KHC representa conversão de energia devido à instabilidade Kelvin Helmholtz. Diagrama baseado em [KC15](#).

Este trabalho dará ênfase na descrição do comportamento espacial dos termos CBT , CBC e $FCTV$ ao longo do caminho da Corrente do Brasil. Os termos de conversão possuem unidade de energia por unidade de tempo, o que representa potência, resultando em m^2/s^3 . Os trabalhos que estudam energética do oceano apresentam os resultados em $cm^2/s^3 = 10000 m^2/s^3$, unidade esta que será adotada neste estudo. Os trabalhos de [Bryden \[1982\]](#), [CW96](#), [Azevedo et al. \[2008\]](#), [Von Storch et al. \[2012\]](#) e [KC15](#) são indicados aos leitores interessados numa descrição mais detalhada destes balanços de energia e do processo de construção das equações em diferentes formalismos.

2.2 Fluxos de Calor Turbulentos Divergentes

Como discutido na seção anterior, um processo de instabilidade baroclínica (Figura 2.2) é aquele que transporta calor contra o vetor gradiente de temperatura médio devido a um fluxo de calor turbulento horizontal ($CBC > 0$). A esse fluxo deve estar associado um fluxo de calor (turbulento) vertical que é responsável por relaxar as isotermas ($FCTV > 0$) [[Pedlosky, 1987](#)]. A estimativa somente do termo CBC, no entanto, pode não representar diretamente um processo de instabilidade baroclínica. A componente horizontal do fluxo de calor turbulento pode circular as isolinhas de variância e ser não divergente (rotacional), o que não implica em fluxo vertical. Além disso, como a circulação oceânica é, em primeira ordem, geostrófica e horizontalmente não divergente, i.e., de $O(R_0)$, é esperado que o fluxo de calor turbulento horizontal tenha uma componente rotacional intensa. Essa característica pode implicar em uma superestimação da taxa de conversão baroclínica real mascarando a componente divergente do fluxo de calor turbulento horizontal [[Jayne & Marotzke, 2002](#); [Bishop et al., 2013](#); [Watts et al., 2016](#)].

A separação de uma grandeza em sua componente divergente e rotacional é um problema clássico de matemática [[Arfken & Weber, 2005](#)] que é característico de várias áreas de conhecimento da Física, e.g., eletromagnetismo. Qualquer campo vetorial contínuo $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ pode ser decomposto em um potencial escalar $\phi(\mathbf{r})$ e um potencial vetor $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ segundo a decomposição de Helmholtz:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \nabla\phi(\mathbf{r}) + \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) . \quad (2.2.1)$$

Para a solução dessa equação é necessário resolver a equação de Poisson com as condições de contorno apropriadas.

$$\nabla^2\phi = c, \quad (2.2.2)$$

onde c é uma constante. No entanto, não existe unicidade na solução da Eq. (2.2.2) na presença de contorno abertos [[Fox-Kemper et al., 2013](#)]. Essa limitação em resolver corretamente a decomposição de Helmholtz para os fluxos de calor turbulentos horizontais é problemática em oceanografia pois séries de fundeios e modelagens regionais com resolução de mesoescala têm contornos abertos. Como forma de contornar este problema, [MS81](#) propuseram

um método para a separação das componentes divergente e rotacional do fluxo de calor turbulento horizontal através de uma parametrização, o qual é utilizado neste trabalho.

Uma vez que escoamentos geostróficos, por serem essencialmente horizontais, podem ser representados em termos da função corrente (ψ), se as linhas de corrente são paralelas às isotermas, pode-se supor que $\bar{\psi} = \bar{\psi}(\bar{T})$ de modo que o campo de velocidade média do escoamento paralelo às isotermas ($\bar{\mathbf{u}}_p$) poderá ser escrito como:

$$\bar{\mathbf{u}}_p = \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \psi = \frac{d\bar{\psi}}{d\bar{T}} \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \bar{T} . \quad (2.2.3)$$

Neste caso a velocidade média do escoamento é paralela às isotermas não advectando calor. Substituiremos a Eq. (2.2.3) na Eq. (2.1.23) para compreender as implicações da separação do fluxo de calor turbulento na equação do balanço de EPT. Relembrando, a equação para o balanço de EPT foi obtida a partir da multiplicação da equação do calor (Eq. 2.1.19) por $g\alpha T'/\theta_z$, resultando em:

$$\frac{\partial \text{EPT}}{\partial T} = -\frac{g\alpha}{\theta_z} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}T'^2/\theta_z}) + \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla(\Delta\bar{T}) + g\alpha \overline{w'T'} + \frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'[F_H + D_H]} . \quad (2.2.4)$$

Apesar de ser repetitivo, abordaremos o trabalho de [MS81](#) partindo da Eq. (2.1.23), já apresentada na seção anterior, para enfatizar ao leitor a relação das equações a seguir com o balanço de EPT. Assim, fazendo o procedimento inverso, dividindo a Eq. (2.2.4) por $g\alpha/\theta_z$ e supondo as seguintes aproximações: (i) estacionariedade da EPT, (ii) ausência de fontes e sumidouros de calor e (iii) termo de correlação tripla $\nabla \cdot \frac{1}{2}(\overline{\mathbf{u}'T'^2})$ pequeno, obtemos:

$$\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \frac{1}{2} \overline{T'^2} + \overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla \bar{T} + \overline{w'T'}\theta_z = 0 . \quad (2.2.5)$$

O primeiro termo do lado esquerdo da Eq. (2.2.5) representa a advecção média de EPT, o segundo é o termo de conversão baroclínica (CBC), que representa a conversão de energia EPM em EPT, e o terceiro termo é o fluxo de calor turbulento vertical (FCTV), que representa a conversão de EPT em ECT. O termo de correlação tripla que foi desconsiderado representa parte

da advecção de EPT e é obtido aplicando a Decomposição de Reynolds no primeiro termo do lado direito da Eq. (2.2.4) dividida por $g\alpha/\theta_z$ e utilizando a equação da continuidade (Eq. 2.1.9).

$$\nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{u}T'^2}{2} \right] = \nabla \cdot \left[\frac{(\bar{\mathbf{u}}+\mathbf{u}')T'^2}{2} \right] = \nabla \cdot \left[\frac{\bar{\mathbf{u}}T'^2}{2} \right] + \nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{u}'T'^2}{2} \right] = \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \frac{1}{2}T'^2. \quad (2.2.6)$$

Substituindo a Eq. (2.2.3) na Eq. (2.2.5) e assumindo a decomposição do fluxo de calor turbulento na forma $\overline{\mathbf{u}'T'} = (\overline{\mathbf{u}'T'})^r + (\overline{\mathbf{u}'T'})^d$, pode-se mostrar que:

$$\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \frac{1}{2}T'^2 + (\overline{\mathbf{u}'T'})^r \cdot \nabla \bar{T} = 0, \quad (2.2.7)$$

onde $(\overline{\mathbf{u}'T'})^r$ representa o fluxo de calor turbulento horizontal rotacional. O termo CBC rotacional (CBCr) equilibra o termo de advecção de EPT (Eq. 2.2.7) e, conseqüentemente, o termo CBCd equilibra o termo de FCTV, conforme mostra a Eq. (2.2.8):

$$(\overline{\mathbf{u}'T'})^d \cdot \nabla \bar{T} + \overline{w'T'}\theta_z = 0, \quad (2.2.8)$$

onde $(\overline{\mathbf{u}'T'})^d$ representa a componente divergente do fluxo de calor turbulento horizontal e $(\overline{\mathbf{u}'T'})^r$ é dado por:

$$(\overline{\mathbf{u}'T'})^r = \gamma \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \bar{T}'^2. \quad (2.2.9)$$

Nesta equação o coeficiente γ é dado por:

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{d\bar{\psi}}{d\bar{T}}, \quad (2.2.10)$$

e representa a relação de linearidade entre isotermas e função corrente. O fluxo de calor turbulento rotacional (Eq. 2.2.9) é paralelo às isolinhas de variância de temperatura (EPT por unidade de $g\alpha/\theta_z$). Esta componente está relacionada com o crescimento e decaimento espacial de vórtices. A parte divergente do fluxo de calor turbulento horizontal é a componente que cruza as

isolinhas de variância de temperatura e é obtida pelo resíduo do fluxo de calor turbulento total, sendo dada por:

$$\left(\overline{\mathbf{u}'T'}\right)^d = \left(\overline{\mathbf{u}'T'}\right) - \gamma \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \overline{T'^2}. \quad (2.2.11)$$

Dessa forma, [MS81](#) fornece um método para a decomposição do FCT em suas componentes divergente e rotacional desde que a condição apresentada pela Eq. (2.2.3) seja verdadeira. Como esta condição é característica de escoamentos geostróficos, o método é aplicável à circulação oceânica, por exemplo, no cenário que envolva CCOs. O leitor que tiver interesse em uma apresentação mais detalhada do método deve dirigir-se aos trabalhos de [MS81](#), [CW96](#) e [Bishop et al. \[2013\]](#).

A componente divergente do fluxo de calor não possui apenas uma importância dinâmica como descrito acima, mas é a componente responsável pela distribuição de calor para os polos. O trabalho de [MS81](#) mostrou que a componente rotacional do fluxo de calor circula isolinhas (fechadas) de variância (EPT), ou seja, todo o calor transportado para sul em uma determinada região deve retornar para norte em outro local (Figura 2.4). Essa característica implica que o transporte líquido de calor para os polos é consequência da componente divergente do fluxo de calor. Além disso, como o termo CBC reflete um fluxo de calor contrário ao vetor gradiente de temperatura médio e este, globalmente, aponta para o polo, um processo de instabilidade baroclínica (formação de um vórtice) causa um transporte líquido de calor meridional. Assim, os vórtices possuem papel fundamental não apenas em dirigir o escoamento médio, mas também em transportar calor meridionalmente no globo.

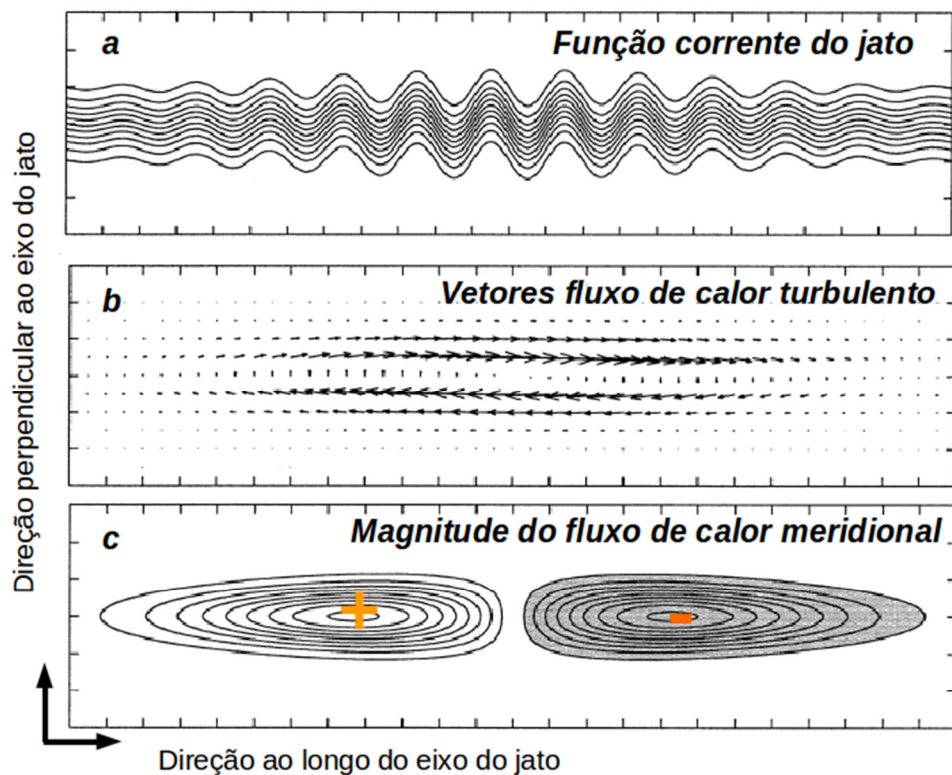


Figura 2.4: Exemplo de um jato rotacional analítico, onde: (a) linhas de corrente e temperatura do jato, (b) vetores do fluxo de calor turbulento e (c) magnitude do fluxo de calor turbulento meridional. Este exemplo de jato foi o mesmo apresentado por MS81, Figura 1. Retirado de *Jayne & Marotzke, [2002]*, Figura 7.

Capítulo III: Manuscrito I

Energetics of Eddy-Mean Flow Interactions in the Brazil Current Between 20°S and 36°S

Manuscrito de autoria de Fernando Carvalho Magalhães, José Luiz Lima de Azevedo e Leopoldo Rota de Oliveira submetido para a revista *Journal of Geophysical Research Oceans* e aceito para publicação em 29 de junho de 2017.

3.1 Abstract

The energetics of eddy-mean flow interactions in the Brazil Current (BC) between 20°S and 36°S are investigated in nineteen transects perpendicular to the 200 m isobath. Ten years (2000-2009) of output data from the Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM) NCODA reanalysis, with a spatial resolution of 1/12.5° and five-day averages, are used. The mean kinetic energy (MKE) and eddy kinetic energy (EKE) fields presented the same subsurface spatial pattern but with reduced values. The EKE increases southward, with high values along the BC path and the offshore portion of the jet. The values of the barotropic conversion term (BTC) are highest in the surface layers and decreased with depth, whereas the values of the baroclinic conversion term (BCC) and the vertical eddy heat flux (VEHF) are highest in the subsurface. Despite the vertical thickening of the BC, the highest energy conversion rates are confined to the upper 700 m of the water column. The energetic analysis showed that the current features mixed instability processes. The vertical weighted mean of the BTC and BCC presented an oscillatory pattern related to the bathymetry. The eddy field accelerates the time-mean flow upstream and downstream of bathymetric features and drains energy from the time-mean flow over the features. The BC is baroclinically unstable south of 28°S, and the highest energy conversion rates occur in Cabo de São Tomé, Cabo Frio and the Cone do Rio Grande.

3.2 Introduction

Western boundary currents (WBCs) are large-scale flows located in the western portions of the ocean basins and are responsible for transporting warm and salty water poleward. The WBCs are narrow, intense and inherently unstable flows [e.g., [Gill, 1982](#)] and are generally associated with the presence of eddies and meanders.

The Brazil Current (BC) is the WBC associated with the South Atlantic subtropical gyre. The BC originates from the South Equatorial Current (SEC) bifurcation between 10°S and 14°S [[Stramma, 1991](#); [Silveira et al., 1994](#); [Rodrigues et al., 2007](#)], flows adjacent to the Brazilian coastline to 38°S - 40°S, and converges with the Malvinas Current, forming the Brazil-Malvinas Confluence, which is one of the most energetic regions in the world ocean [e.g., [Chelton et al., 1990](#); [Silveira et al., 2000](#); [Oliveira et al., 2009](#)].

The South Atlantic wind-driven circulation has unique characteristics because of the SEC bifurcation. In the subsurface, the bifurcation moves southward, reaching latitudes of 27°S at 1000 m [[Rodrigues et al., 2007](#)]. The shift generates the Intermediate Western Boundary Current (IWBC) below the BC that flows northward. The vertical structure of the BC-IWBC system between 22°S and 23°S was studied by [Silveira et al. \[2004\]](#), who observed that the baroclinic component of the current is responsible for 75-80% of the total transport of the BC. Moreover, the BC-IWBC system is dominated by the first baroclinic mode at this latitude [[Fernandes et al., 2009](#)]. [Silveira et al. \[2008\]](#) and [Rocha et al. \[2014\]](#) showed that the BC is baroclinically unstable and marked by barotropization to the south between 20°S and 28°S. As the BC moves southward there is a change in mean flow vertical shear, and the current becomes more barotropic. [Oliveira et al. \[2009\]](#) showed that the BC is barotropically unstable for most of its course and has regions that are characterized by barotropic inverse energy cascades. In addition, studies indicate that bathymetry is a primary trigger for the emergence of eddies and the meandering of the current [[Campos et al., 1995](#)]. In general, most existing studies on the BC dynamics have been conducted north of the IWBC formation region, e.g., at Cabo de São Tomé (CST, 22°S) and Cabo Frio (CF, 23°S).

Since oceanic meso- and large-scale features show specific energy signatures, energetic analyses of WBCs allow the identification of the regions of formation of mesoscale processes and the determination of whether the processes are predominantly baroclinic or barotropic [Cronin and Watts, 1996]. Energetic analyses have been used in several other regions of the global ocean since the 1960s. Most studies have been conducted in WBCs, especially in the Gulf Stream [Webster, 1961, 1965; Oort, 1964; Rossby, 1987; Dewar and Bane 1985, 1989a,b; Cronin and Watts, 1996; Greatbach et al., 2010; Kung and Curchitser, 2015], Kuroshio Current [Nishida and White, 1981; Hall, 1991; Bishop et al., 2013], East Australian Current [Mata et al., 2006] and Antarctic Circumpolar Current [Bryden, 1979; Phillips and Rintoul, 2000; Walkden et al., 2008]. In the North Atlantic Ocean, some studies have observed the influence of bathymetry on the destabilization of the Gulf Stream as it flows over the bathymetric feature known as the Charleston Bump and moves away from the coast in the Cape Hatteras area. Eddies have been shown to be responsible for removing energy from the mean flow of that current over the bump [Dewar and Bane, 1985]. Xie et al. [2007] also showed that the isobathic curvature enhances the energy transfer rates between the mean and eddy flows, whereas submarine bumps provide a local mechanism to maximize energy transfer. Several studies observed that the eddies feed the mean flow through kinetic energy (KE) and potential energy (PE) conversions on the cyclonic side of the Gulf Stream [e.g., Webster, 1961; Brooks and Niiler, 1977; Hood and Bane; 1983; Rossby, 1987]. The formation of eddies and the meandering of the Gulf Stream are characterized by mixed barotropic and baroclinic instabilities [e.g., Cronin and Watts, 1996]. The BC is subject to the same unstable geophysical processes and interactions with bathymetric features as the WBCs in the Northern Hemisphere, but few studies have identified where those processes occur and where these processes are most intense.

The BC has not been characterized in energy terms. Studies have summarized general estimates from drifting buoys [Piola et al., 1987; Assireu et al., 2003; Oliveira et al., 2009] or numerical modeling [Mano et al., 2009; Francisco et al., 2011]. Piola et al. [1987] first estimated the KE fields and momentum fluxes in the BC based on data from 280 drifter buoys in a grid with a spatial resolution of $4^\circ \times 4^\circ$. Recently, Oliveira et al. [2009] extended the study

of [Piola et al. \[1987\]](#) using 13 years of drift buoy data with a spatial resolution of $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. The authors observed that barotropic instability is an important mechanism for the formation of eddies in the BC and that the current has energy conversion rates similar to those of other WBCs. [Mano et al. \[2009\]](#) studied the energy flux in the cyclonic eddy formation process of CF through ocean modeling using the POM. [Francisco et al. \[2011\]](#) investigated the energy conversion in the region of the Brazil-Malvinas Confluence using the Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM) and observed the dominance of the baroclinic conversion over the barotropic conversion. [Rocha et al. \[2014\]](#), using four current meter moorings and hydrographic quasi-synoptic observations, showed that the BC transport increases by approximately 70% with the bifurcation of the SEC. In addition, the mean kinetic energy (MKE) in the BC water column is 70% baroclinic and 54% barotropic to the north and south of the IWBC formation region, respectively. However, these studies do not provide a three-dimensional overview of the current along its path or the real importance of local characteristics on its dynamics. The studies are strictly located between 20°S and 28°S , but an important bathymetric feature, called Cone do Rio Grande, is located at 33°S in the path of the current, likely resulting in a dynamically active region.

The objective of this work is to study the three-dimensional energy characteristics of the eddy-mean flow interactions of the BC along its path between 20°S and 36°S , emphasizing barotropic and baroclinic conversions and vertical eddy heat fluxes. The study examines whether the current is baroclinically unstable south of 28°S , the region of the BC for which energy studies are lacking, and verifies that the flow is characterized predominantly by mesoscale baroclinic processes. We use outputs from an eddying global ocean simulation, and the high spatial and temporal resolutions of these outputs enable us to fill the gaps left by previous studies. This work is organized as follows: section 2 presents the theoretical framework; section 3 provides a brief description of the numerical simulation and the methods used to study the BC dynamics; section 4 presents the results and discussion; and the conclusions are summarized in section 5.

3.3 Theoretical Framework

Energetics analysis can be used to provide insight into dynamical processes and the variability in a current system. It provides a quantitative description of the budget, sources and sinks of energy, and exchanges among different energy reservoirs [e.g., [Kang and Curchitser, 2015](#)]. Oceans contain processes interacting on a vast range of spatial and temporal scales and a wide variety of dynamical regions. The usable energy in the ocean is mainly contained in the form of kinetic energy, available gravitational potential energy and available internal energy [e.g., [Oliveira et al., 2009](#)]. This energy can be distributed among different scales/vertical modes through energy cascades. Furthermore, the energy can also be carried over large distances by several mechanisms, e.g., advection and waves. The majority of the potential energy in the ocean is contained in time-mean circulation, whereas the majority of the kinetic energy is contained in time-varying flow. In this context, the eddy-mean flow interactions allow time-varying flows to exchange energy, vorticity, and momentum with the time-mean circulation. In this study, mean flow refers to the flow temporally averaged over ten years (2000-2009) of output data available from the HYCOM NCODA model, associated with the large-scale movements, whereas the eddy flow refers to the deviation from this average state [e.g., [Webster, 1961](#); [Bryden, 1979](#); [Cronin and Watts, 1996](#); [Ducet and Le Traon, 2001](#); [Oliveira et al., 2009](#); [Von Storch, 2012](#)] and is independent of spatial scale and associated with mesoscale processes. However, others processes with a spatial smaller scale (e.g., submesoscale) that might contribute to the energy budget are not resolved in the numeric model HYCOM NCODA due to its spatial resolution and are not considered here.

Mean kinetic energy (MKE) and eddy kinetic energy (EKE) per unit mass are defined as

$$MKE = 0.5[\overline{u^2} + \overline{v^2}] , \quad (3.1)$$

$$EKE = 0.5[\overline{u'^2} + \overline{v'^2}] , \quad (3.2)$$

where the overbar hereafter denotes the time mean, and the prime denotes the deviation from the time mean. The terms u and v are the zonal and meridional velocities, respectively.

While kinetic energy (KE) is a direct function of the velocity field, potential energy (PE) is a function of the mass field distribution. In this context, mesoscale processes are sourced from the available potential energy (APE), which is defined as the difference between the total potential energy of the fluid and that of a reference state, with the minimal potential energy obtained through adiabatic process and mass-conserving rearrangement of the fluid [e.g., [Lorenz, 1955](#); [Cushman-Roisin, 1994](#); [Kang and Fringer, 2010](#)].

Mean available potential energy (MPE) and eddy available potential energy (EPE) per unit mass are defined as

$$MPE = \frac{g\alpha}{2\theta_z} \overline{\Delta T^2}, \quad (3.3)$$

$$EPE = \frac{g\alpha}{2\theta_z} \overline{T'^2}. \quad (3.4)$$

where $\theta_z = d\theta/dz$ is the vertical derivative of the background temperature field related to the buoyancy frequency [e.g., [Pedlosky, 1987](#)] and α is the thermal expansion coefficient of the seawater. In this study, the density is assumed to be a function of the temperature in the form $\rho = \rho_0(1 - \alpha T)$. Thus, the potential energy is also defined as a function of the temperature field [e.g., [Bryden, 1979](#); [1982](#); [Rossby, 1987](#); [Cronin and Watts, 1996](#); [Francisco et al., 2011](#)]. In subtropical regions, such as the focus of this study, a strong dependence between density and temperature fields is known to exist [e.g., [Talley et al., 2011](#)]. In addition, the temperature field T is decomposed as $T(x, y, z, t) = \theta(z) + \overline{\Delta T(x, y, z)} + T'(x, y, z, t)$, where $\theta(z)$ is the background temperature field obtained by time and area mean (layer by layer) applied in the temperature field. $\overline{\Delta T}$ is the temporal average of the dynamical component of the temperature field, and T' is its deviation.

3.3.1 Energy equations

The energy equations are presented here, but readers interested in a detailed description of the derivations of the kinetic and available potential energy equations are advised to consult the studies of [Bryden \[1982\]](#), [Cronin and Watts \[1996\]](#), [Azevedo et al. \[2008\]](#), [Von Storch et al. \[2012\]](#), [Chen et al.](#)

[2014] and *Kang and Curchitser* [2015]. To obtain the mean flow and eddy flow energy equations, we decompose the different variables into time-mean and time-varying components. For example, the zonal velocity u is decomposed into $u(x, y, z, t) = \overline{u(x, y, t)} + u'(x, y, z, t)$.

The MKE equation is obtained by multiplying the zonal and meridional momentum equations (not presented here) by \bar{u} and \bar{v} , respectively, then taking the time average of their sum, yielding

$$\text{Unsteadiness} \quad \frac{\partial MKE}{\partial t} \quad (3.5a)$$

$$R_MKE = -\nabla \cdot (\bar{u}MKE) - \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot (\bar{u}P_D) \quad (3.5b)$$

$$\text{-BTC} \quad + \left[\overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) + \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \quad (3.5c)$$

$$NL_KE \quad - \left[\frac{\partial \overline{u'u'u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'v}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'u'u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'v'v}}{\partial y} \right] \quad (3.5d)$$

$$VMHF \quad + g\alpha\bar{w}\overline{\Delta T} \quad (3.5e)$$

$$\text{Forcing} \quad + \bar{\mathbf{u}}_h \cdot \bar{\mathbf{F}}_h \quad (3.5f)$$

$$\text{Dissipation} \quad + \bar{\mathbf{u}}_h \cdot \bar{\mathbf{D}}_h \quad (3.5g)$$

where P_D is the dynamical portion of the pressure and ∇ is the three-dimensional gradient operator. Following the notation of *Kang and Curchitser* [2015], the effects of forcing and dissipation in the KE fields are represented by the schematic terms \mathbf{F}_h and \mathbf{D}_h , respectively. The temporal change rate of the MKE (3.5a) is given by the sum of the following terms: (3.5b) the redistribution rate of MKE through advection and pressure work (R_MKE), (3.5c) the negative form of the barotropic conversion term (-BTC), (3.5d) the nonlocal eddy-mean flow KE interaction (NL_KE), (5e) the gain rate of MKE from MPE due to vertical mean heat flux (VMHF), and MKE (3.5f) forcing and (3.5g) dissipation terms. The terms (3.5c) and (3.5d) define the MKE change rate due to eddy momentum fluxes. Regarding the NL_KE term, *Chen et al.* [2014] introduced the definitions of *local* and *nonlocal* eddy-mean flow interactions. If the magnitude of this term, which has a divergence form, is not negligible, some energy released from the mean flow is not used to sustain the eddy field growth in the same region, and the eddy-mean flow interaction is *nonlocal* [*Chen et al.*, 2014]. The NL_KE term can only transport or redistribute energy from one

region to another but cannot generate or dissipate it [e.g., [Kundu et al, 2012](#)], and its volume integral over a limited oceanic region (where the velocity is assumed be zero at sufficient distance) must be zero. [Kang and Curchitser \[2015\]](#) presented this term as a mean energy flux divergence of a cross kinetic energy form $\rho_0(\overline{u'u'} + \overline{v'v'})$.

The EKE equation is obtained by multiplying the zonal and meridional momentum equations (not presented here) by u' and v' , respectively, then taking the time average of their sum, yielding

$$\text{Unsteadiness} \quad \frac{\partial EKE}{\partial t} \quad (3.6a)$$

$$R_EKE = -\frac{1}{2} \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}(u^2 + v^2)} - \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}'P'_D}) \quad (3.6b)$$

$$BTC \quad - \left[\overline{u'u'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{u'v'} \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} \right) + \overline{v'v'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} \right] \quad (3.6c)$$

$$VEHF \quad + g \overline{\alpha w'T'} \quad (3.6d)$$

$$\text{Forcing} \quad + \overline{\mathbf{u}'_h \cdot \mathbf{F}'_h} \quad (3.6e)$$

$$\text{Dissipation} \quad + \overline{\mathbf{u}'_h \cdot \mathbf{D}'_h} \quad (3.6f)$$

The temporal change rate of the EKE is given by the sum of the following terms: (3.6b) the redistribution rate of EKE through advection and pressure work (R_EKE), (6c) the barotropic conversion term (BTC) or the EKE change rate due to eddy momentum flux, (3.6d) the gain rate of EKE from EPE due to the vertical eddy heat flux (VEHF), and EKE (3.6e) forcing and (3.6f) dissipation terms. Regarding the BTC term, the products $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$ and $\overline{v'v'}$ are the Reynolds stress tensors per unit mass and $\frac{\partial \overline{u}}{\partial x}$, $\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}$, $\frac{\partial \overline{v}}{\partial x}$ and $\frac{\partial \overline{v}}{\partial y}$ are the horizontal gradients of the mean velocity components. These terms represent the rate of generation of EKE by the interaction of the Reynolds stresses with the mean shear components and can be interpreted in terms of the direction of eddy momentum flux relative to the mean momentum gradient [e.g., [Wilkin and Morrow, 1994](#); [Oliveira et al., 2009](#)]. The BTC has opposite signs in the MKE and EKE equations [see terms (3.5c) and (3.6d), respectively]. Positive values of BTC indicate the dominance of horizontal eddy fluxes downgradient of the mean momentum gradient where there is a transfer of energy from the mean

flow to the eddy field, i.e., MKE→EKE. A negative BTC indicates the decay of the eddies accelerating the mean flow (MKE←EKE) in a process known as inverse energy cascade, which is predicted by quasi-two-dimensional turbulence theory (e.g., geostrophic turbulence) [Bryden, 1982; Dewar and Bane, 1989; Cronin and Watts, 1996; Azevedo et al., 2008; Oliveira et al., 2009]. Waterman and Jayne [2011] presented an alternative interpretation of a negative BTC. Observing that the eddies can drive the mean flow in the eastern part of the Kuroshio Extension, the authors use the term "nonlinear rectification process". Furthermore, the BTC has an additional portion, $\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$, known as the Kelvin-Helmholtz instability [Kundu et al., 2012; Oliveira et al., 2009], which represents the energy transfer due to small-scale shear instabilities [Brooks and Niiler, 1977; Xie et al., 2007]. We neglected the Kelvin Helmholtz conversion because this conversion contributes mainly to daily and shorter fluctuations [e.g., Grodsky et al., 2005] removed by temporal filtering.

The MPE equation is obtained by multiplying the heat equation (not presented here) by $g\alpha\overline{\Delta T}/\theta_z$ then taking the time average to obtain

$$\text{Unsteadiness} \quad \frac{\partial MPE}{\partial t} \quad (3.7a)$$

$$A_MPE = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}MPE) \quad (3.7b)$$

$$NL_PE \quad -\frac{g\alpha}{\theta_z} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}'T'\Delta T}) \quad (3.7c)$$

$$-BCC \quad +\frac{g\alpha}{\theta_z} [\overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla(\overline{\Delta T})] \quad (3.7d)$$

$$-VMHF \quad -g\alpha\bar{w}\overline{\Delta T} \quad (3.7e)$$

$$\text{Forcing} \quad +\frac{g\alpha\overline{\Delta T}}{\theta_z} \bar{F}_H \quad (3.7f)$$

$$\text{Dissipation} \quad +\frac{g\alpha\overline{\Delta T}}{\theta_z} \bar{D}_H \quad (3.7g)$$

The effects of forcing and dissipation in the PE fields are represented by the schematic terms \mathbf{F}_H and \mathbf{D}_H , respectively. The temporal change rate of the MPE is given by the sum of the following terms: (3.7b) the redistribution rate of MPE through advection (A_MPE), (3.7c) the nonlocal eddy-mean flow PE interaction (NL_PE), (3.7d) a negative baroclinic conversion term (-BCC), (3.7e)

the gain rate of MPE from MKE due to vertical mean heat flux (-VMHF), and MPE (3.7f) forcing and (3.7g) dissipation terms. The terms (3.7c) and (3.7d) define the MPE change rate due to eddy heat fluxes. The NL_PE, a divergence term, has the same interpretation as that in the MKE equation [[Chen et al., 2014](#)]. [Kang and Curchitser \[2015\]](#) treated the density as a function of temperature and salinity and presented this term as a mean energy flux divergence of the cross available potential energy form $\frac{g^2 \bar{\rho}_d \rho'_d}{\rho_0 N^2}$, where ρ_D is the dynamical portion of the density and N is the buoyancy frequency.

The EPE equation is obtained by multiplying the turbulent heat equation (not presented here) by $g\alpha T' / \theta_z$ then taking the time average to obtain

$$\text{Unsteadiness} \quad \frac{\partial EPE}{\partial t} \quad (3.8a)$$

$$A_EPE = -\frac{g\alpha}{2} \nabla \cdot (\overline{uT'^2} / \theta_z) \quad (3.8b)$$

$$BCC \quad -\frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{u'T'} \cdot \nabla (\overline{\Delta T}) \quad (3.8c)$$

$$-VEHF \quad -g\alpha \overline{w'T'} \quad (3.8d)$$

$$\text{Forcing} \quad +\frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'F'_H} \quad (3.8e)$$

$$\text{Dissipation} \quad +\frac{g\alpha}{\theta_z} \overline{T'D'_H} \quad (3.8f)$$

The temporal change rate of the EPE is given by the sum of the following terms: (3.8b) the redistribution rate of EPE through advection (A_EPE), (3.8c) a baroclinic conversion term (BCC), (3.8d) the gain rate of EPE from EKE due to vertical eddy heat flux (-VEHF), and EPE (3.8e) forcing and (3.8f) dissipation terms. Similar to the BTC, the BCC term has opposite signs in the MPE and EPE equations [see terms (3.7d) and (3.8c), respectively]. Positive BCC values indicate horizontal eddy heat fluxes downgradient of the mean temperature gradient, where MPE→EPE [[Bryden, 1982](#); [Dewar and Bane, 1985](#)]. Conversely, negative values indicate upgradient fluxes, where MPE←EPE. The VEHF connects the EPE and EKE budgets, and a positive

(negative) VEHF indicates a vertical eddy heat flux upgradient (downgradient) of the mean temperature gradient, where $EPE \rightarrow EKE$ ($EPE \leftarrow EKE$) [[Pedlosky, 1987](#); [Kundu et al., 2012](#)]. The conversion $MPE \rightarrow EPE \rightarrow EKE$ characterizes a baroclinic instability process [e.g., [Cronin and Watts, 1996](#), [Azevedo et al., 2008](#)] in which the buoyant generation of EKE by the upward heat flux (positive VEHF term) occurs at the expense of the MPE (relaxing the inclination of the isopycnals). This process is in contrast to the shear production of EKE, which occurs at the expense of the MKE [[Kundu et al., 2012](#)].

This study focuses on the eddy-mean flow interactions along the path of the Brazil Current (between 20°S and 36°S) represented here by the BTC, BCC and VEHF. The quantification and description of the spatial distribution of these terms is presented and discussed. Although the unit of the energy conversion is m^2/s^3 , representing energy per unit time, or power, we adopt cm^2/s^3 ($10,000 cm^2/s^3 = 1 m^2/s^3$) following others studies on energetics [e.g., [Dewar and Bane, 1989](#); [Cronin and Watts, 1996](#); [Oliveira et al., 2009](#); [Thoppil et al., 2011](#)].

3.4 Data and Methods

Output from the HYCOM NCODA reanalysis spanning ten years (2000-2009) is used in this study. The HYCOM [[Bleck, 2002](#)] is an oceanic numerical model with vertical hybrid coordinates and is widely used in the literature [e.g., [Francisco et al., 2011](#); [Thoppil et al., 2011](#); [Gabioux et al., 2013](#)]. The HYCOM NCODA consortium provides global experiments with spatial resolutions of approximately $1/12.5^\circ$ (7-8 km) and daily outputs of the zonal velocity component (u), meridional velocity component (v), temperature, salinity and sea surface height interpolated at 40 vertical z-levels. The model uses the optimal assimilation system NCODA and COADS surface fluxes. The NCODA system assimilates available satellite and in situ vertical temperature and salinity profiles of expendable bathythermographs (XBTs), Argo floats and moored buoys [[Cummings, 2005](#); [Cummings and Smedstad, 2013](#)]. [Lima et al. \[2016\]](#) compared the HYCOM NCODA product with XBT data collected at 22°S between 2004 and 2012. The authors observed that HYCOM NCODA confirmed the transport and variability of the BC in the region. The spatial and

temporal resolution provided allows the representation of the mesoscale processes in WBCs. Although the data output frequency is daily, five-day averages are used here. Because long-term observations of mass and momentum fields needed to pursue an energetic analysis of the BC are lacking, we use ocean modeling outputs. The results presented here can be a reference for further studies, as this study provides the first impressions of the BC subsurface energetics. More information on the HYCOM NCODA model can be found on its homepage, <http://hycom.org>.

To investigate the energy behavior of the BC along its southward path, nineteen transects perpendicular to the 200 m isobath between 20°S and 36°S are defined (Figure 3.1). The transects are positioned upstream, over and downstream of the main bathymetric features in the BC path: Cabo de São Tomé (CST), Cabo Frio (CF) and Cone do Rio Grande (CRG). The kinetic energies (Eqs. 3.1 and 3.2) and conversion energy terms (Eqs. 3.6c and 3.8c) and VEHF (Eq. 3.6d) are calculated for the entire domain and interpolated to the transects. The study area comprises the BC jet from 20°S to 36°S. For that, we have analyzed the area from the coastline to the thick line in the open ocean shown in Figure 3.1. In each transect, the Cartesian axes are rotated so that the new cross-shore axis is oriented toward the open ocean and the new axis along-shore axis is oriented in the opposite direction of the BC displacement.

The BC velocity field was rotated and interpolated for each transect. The current flow is considered the region with velocities larger than 10 cm/s oriented in the negative direction of the along-shore axis. This threshold maintained the main parameters of the BC, including the along-path current vertical thickening observed in the literature [*Silveira et al., 2000; Rocha et al., 2014*]. On each transect, the values of the energy and energy conversions are calculated only for the BC flow. In each transect, the representative values of each energy term and energy conversion term at each depth are regarded as the values of the terms at the positions of the highest absolute values. In this work, transects V (CF) and XVII (CRG) are used as references to compare the energetics of the BC upstream and downstream of the SEC bifurcation.

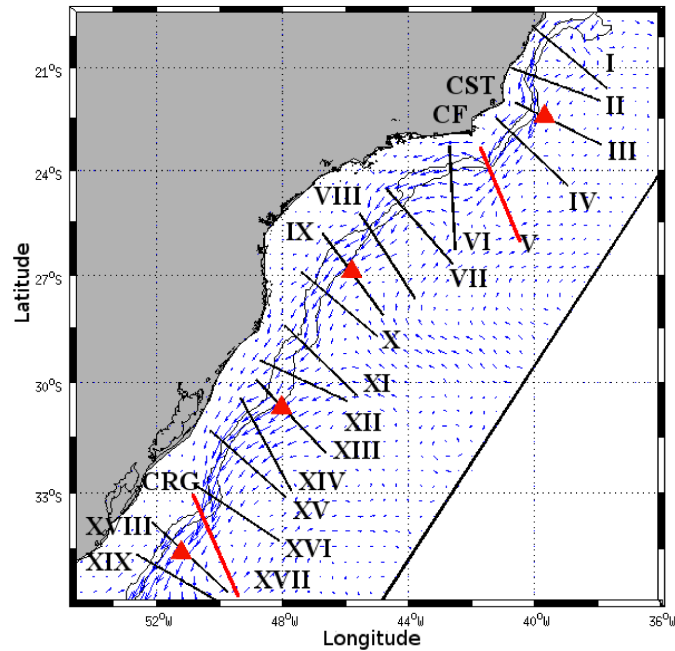


Figure 3.1. Velocity vectors of the BC at 15 m depth. The acronyms represent Cabo de São Tomé (CST), Cabo Frio (CF) and the Cone do Rio Grande (CRG). The black solid lines indicate the 200 m and 1000 m isobaths, and the eastern line shows the boundary of the study area. Transects I - XIX are labeled. The red transects (V and XVII) are used in a comparison between the CF and CRG areas. The red triangles indicate the points where the instability criteria are verified, as discussed in Section 3.4.3 (Figure 3.9).

The APE of the fluid depends of the choice of the background temperature field, which is related to the local reference stratification. The criteria for choosing the area in which the average temperature field is calculated are rarely discussed in the literature but may lead to large differences in the final results, as demonstrated by [Kang and Curchitser \[2015\]](#). In this work, the background temperature field is calculated considering the entire study area (Figure 3.1).

3.5 Results

The results are presented in three subsections: (3.4.1) Kinetic Energy, (3.4.2) Energy Conversion and (3.4.3) Dynamic Analysis. Since the kinetic energy fields and the BTC term are directly related to the velocity field, we will start analyzing the BC mean velocity field in the transects V and XVII.

Figure 3.2 shows a profile of the mean velocity of the BC transects perpendicular to V and XVII. These transects captured the main flow characteristics upstream and downstream of the bifurcation (SEC). The BC experiences vertical thickening as it moves southward because the SEC split shifts poleward with depth. [Müller *et al.*, 1998; Silveira *et al.*, 2000; Rodrigues *et al.*, 2007; Rocha *et al.*, 2014]. This feature is evident in the comparison of Figures 3.2a and 3.2b, where the flow of the BC is at a depth of approximately 400 m in transect V but at a depth of approximately 1400 m downstream of the CRG in transect XVII. The IWBC is no longer observed southward of 26°S (transect IX).

Table 3.1 shows the transport volume values in Sverdrups (1 Sv is equal to 10^6 m³/s) and the maximum current speed of the current in each transect. The BC is faster in the northern area (from transects I to IV) and southward of the SEC bifurcation near CRG (33°S; transects XIV-XIX). The maximum current speed varies from 22.9 to 61.6 cm/s. The vertical thickening is reflected in the current transport volume. From transects I to XVIII, the CB transport increases from 2 to 19.7 Sv, i.e., an approximately 10-fold increase. These results agree with those of the studies of Müller *et al.* [1998], Silveira *et al.* [2000] and Rocha *et al.* [2014].

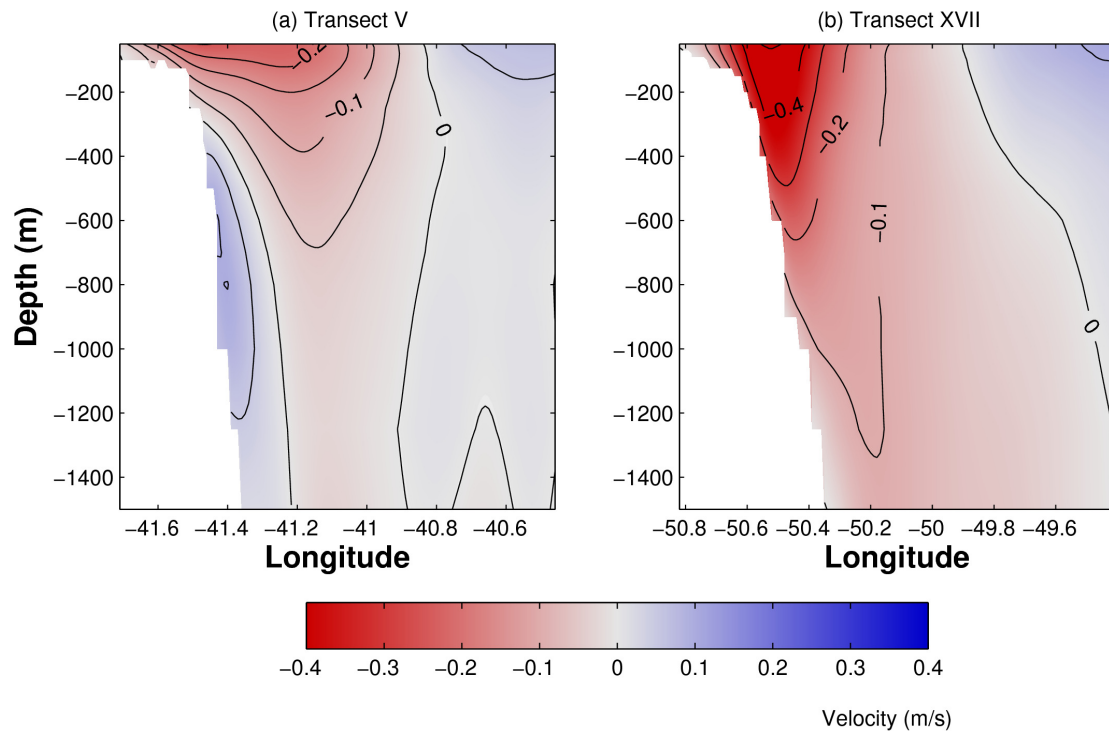


Figure 3.2. Average velocities of the BC (m/s) in transects (a) V and (b) XVII.

3.5.1 Kinetic Energy

The MKE and EKE fields of the BC are shown in Figures 3.3a-d at 15 m and 400 m, respectively. The larger MKEs are concentrated along the current path, as expected, with the highest values reaching $2200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ in the CST (22°S), CF (23.5°S) and CRG (33.5°S) regions (Figures 3.3a,b). [Assireu et al. \[2003\]](#) showed that the BC time-mean flow tends to be confined between the 200 and 2000 m isobaths along its path. Larger MKEs are found between the 200 m and 1000 m isobaths. Using drift buoy data, [Oliveira et al. \[2009\]](#) obtained large MKEs at these same locations, but the values were approximately $1200 \text{ cm}^2/\text{s}^2$. At 24°S , the abrupt changes in the orientation of the coast generates meandering in the BC and causes a weakening in the time-mean flow of the current (low MKE) [[Campos et al., 1995](#); [Rocha et al., 2014](#)]. At 400 m depth, the most energetic region of the BC is south of 30°S , where the current is deeper [[Silveira et al., 2000](#); [Rodrigues et al., 2007](#)]. Table 3.1 shows the maximum values of the BC energy in each transect at 15 m and 400 m depths. Some values at 400 m (transects I to IX), which are not shown, indicate that BC is shallower than that depth. [Rocha et al. \[2014\]](#) observed the BC

reaching ~420 m (~380 m using 10 cm/s as threshold) at 25.5°S (approximately the position of transect VIII). In transect V, the maximum MKE reaches 495 cm²/s² at 15 m depth. Downstream of the CRG (transect XVII), the MKE are 2030 cm²/s² and 815 cm²/s² at 15 m and 400 m depths, respectively. The IWBC shows MKEs of 388 cm²/s² and 198 cm²/s² at 600 m and 700 m depths in transects I and III (not shown), respectively.

The EKE is related to mesoscale turbulence, primarily due to the presence of eddies and meandering [e.g., [Stammer, 2007](#)]. The spatial structure of the EKE at 15 m depth agrees with [Oliveira et al. \[2009\]](#), and the pattern obtained in the ocean surface portion remains in the subsurface (Figures 3.3c,d). The EKE at 15 m depth reaches 1100 cm²/s² in the south of the domain (49°W, 35.7°S). These high values are related to the proximity of the Brazil-Malvinas Confluence zone. Considering only values on the BC axis at 15 m, the model indicates a decline in the EKE of 502 to 435 cm²/s² from CST (transect III) to CF (transect V) and an increase to 662 cm²/s² at the CRG (transect XVII). At 400 m, downstream of the CRG (transect XVII), EKE is reduced to 234 cm²/s².

The EKE present a growth trend towards the pole. Unlike the MKE, which is high only in the regions with well-structured flow, the EKE at 15 m starts at 250 cm²/s² in the northern part of the domain (transect I) and reaches 748 cm²/s² downstream of the CRG at 34.8°S (transect XIX). This increase is probably related to the vertical thickening of the BC and its interactions with the bathymetry, as proposed by other studies [[Campos et al., 1995](#); [Xie et al., 2007](#); [Gula et al., 2015](#)]. The order of magnitude of the obtained energy fields agrees with those in studies of other WBCs [[Rossby, 1987](#); [Dewar and Bane, 1985, 1989a,b](#)].

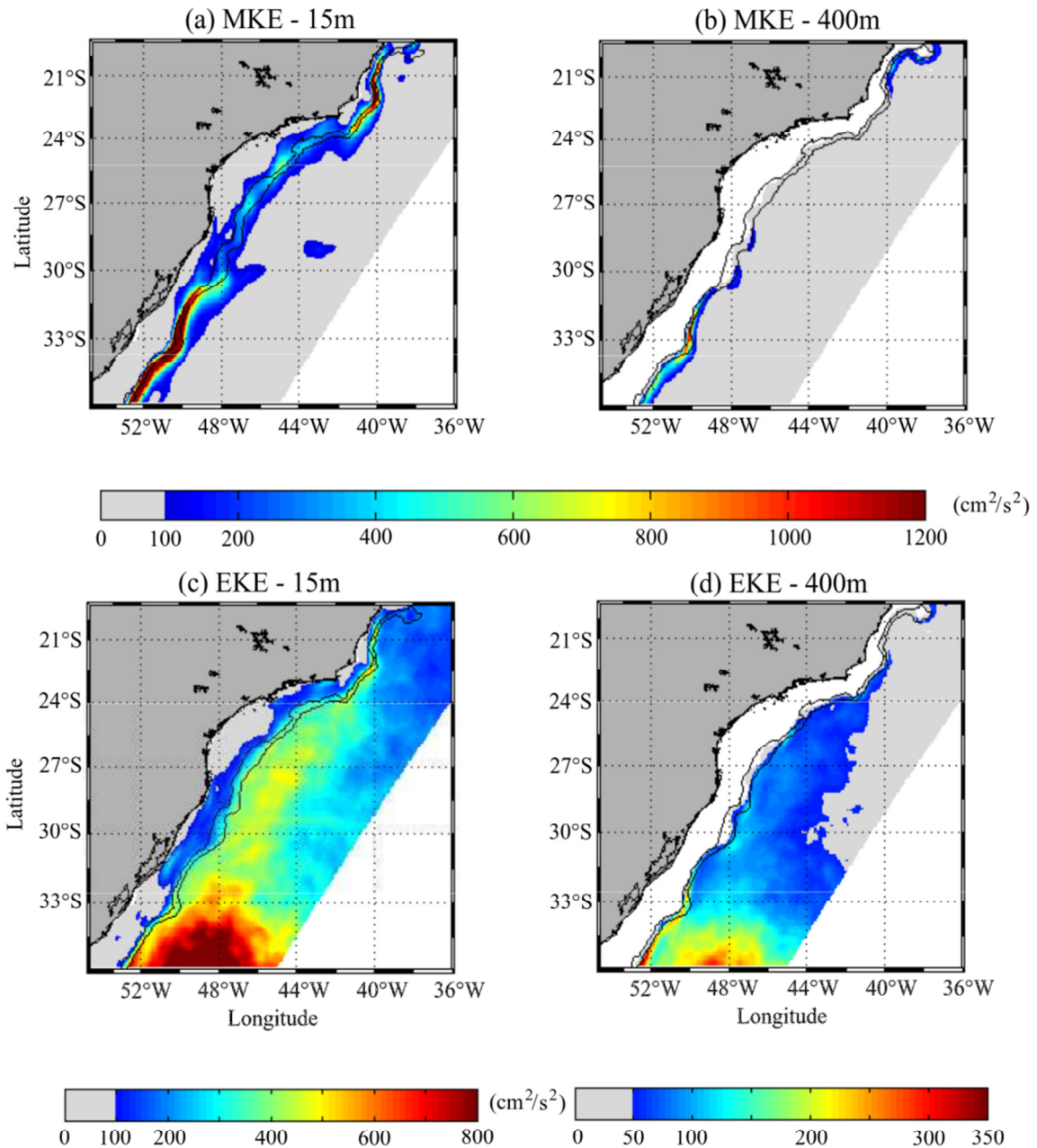


Figure 3.3. MKE and EKE (cm^2/s^2) fields at 15 m (left) and 400 m (right) depths. The black lines represent the 200 and 1000 m isobaths. MKE and EKE smaller than 100 cm^2/s^2 are excluded except in (3.3d), where the threshold is 50 cm^2/s^2 .

3.5.2 Energy Conversions

In this section, we analyze the BC energy conversion rates that represent the eddy-mean flow interactions of the current. Figure 3.4 shows the barotropic conversion term at depths of 150 m, 300 m, 425 m and 700 m. The

barotropic conversion rates are confined to the upper 500 m of the water column and are higher near the surface. The BTC is not shown at depths greater than 700 m because the values are very small.

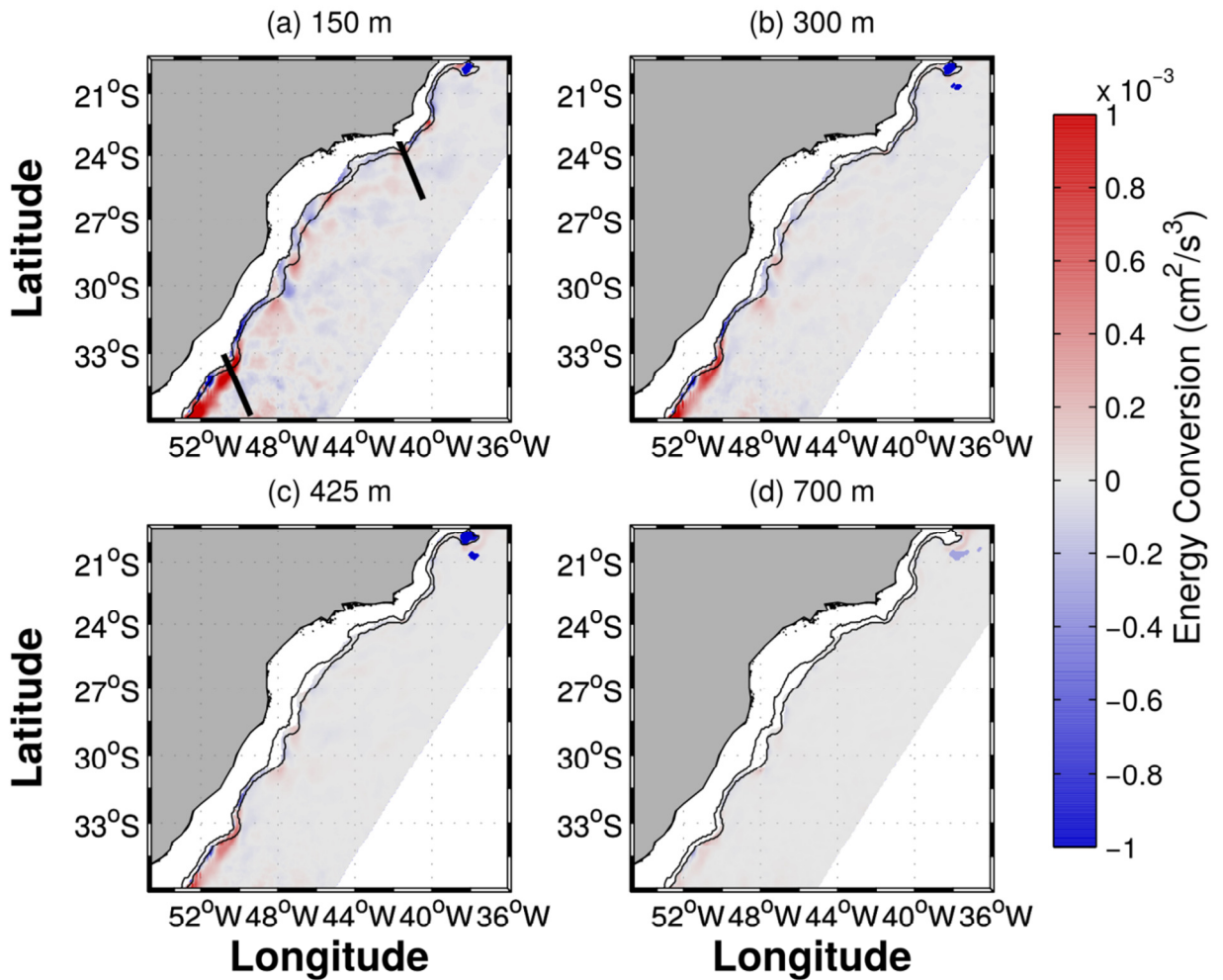


Figure 3.4. The barotropic conversion term (BTC) in cm^2/s^3 at (a) 150 m, (b) 300 m, (c) 425 m and (d) 700 m. The thin black lines represent the coastline and the 200 m and 1000 m isobaths. The thick black lines in Figure 3.4a represent the transects V (northern transect) and XVII (southern transect).

The BTC is positive immediately downstream of the bathymetric features in the CST, CF and CRG regions. In these places, the eddy fields drain energy from the mean flow, inducing the formation of eddies via barotropic instability. [Oliveira et al. \[2009\]](#) observed that the BC is barotropically unstable and that in some regions the momentum transfer is upgradient of the time-mean momentum fields, i.e., $\text{MKE} \leftarrow \text{EKE}$. At 150 m between 22°S and 31°S, the BTC

values exhibit an oscillatory pattern, alternating from positive ($6.7 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}^3$) to negative values ($-7.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}^3$). These variations appear to be directly related to the local bathymetry. The extreme values of BTC in the study region are $-2.9 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $2.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$.

Figures 3.5 and 3.6 show the BCC and VEHF at 150 m, 300 m, 425 m, 700 m, 900 m and 1250 m. As observed in other WBCs, they are large in the subsurface [*Dewar and Bane, 1985, 1989; Xie et al., 2007*]. In this context, the APE has two possible sinks: conversion to kinetic energy and dissipation (the latter is not estimated in this study). In the CST and CF regions, the highest BC energy conversion rates are near the surface. The BCC reaches $1.0 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $4.2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at depths of 150 m and 425 m, respectively, at 23.5°S (transect V). Immediately downstream of the CRG feature (transect XVII), the BCC reaches $2.0 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, $3.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $2.9 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at depths of 150 m, 300 m and 425 m, respectively. The VEHF (Figure 3.6) behaves similarly to the BCC term. Over the BC axis, the VEHF is $2.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at 150 m depth downstream of the feature at 23.5°S (CST). The highest VEHF for the BC flow are in the transect XVII: $2.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, $2.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $1.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at 150, 350 and 425 m, respectively. At this latitude, the energy is drained from the BC at 150 m depth by the work done by Reynolds tensors over the current mean shear (MKE→EKE, barotropic instability) and the downgradient eddy heat flux between 300 m and 350 m (MPE→EPE→EKE, baroclinic instability). Between 29° and 30°S and between 46°W and 47.5°W (Figure 3.6), there is a region in the upper 425 m of high energy conversion of the time-varying mass field to the time-varying flow field (EPE→EKE). North and south of this region, a EKE→EPE conversion occurs (cold water up or warm water down), indicating a heat flux in the opposite direction of the positive z-axis direction (positive up). This site coincides with the region of SEC bifurcation.

Finally, although the BC mean is deeper than 1000 m south of the CRG, the energy conversion rates are very small deeper that depth. The energy conversion rates calculated agree in sign and order of magnitude with the observations of *Oliveira et al. [2009]* and the results of studies on other WBCs [*Bryden, 1982; Dewar and Bane, 1985, 1989a,b; Gula et al., 2015*].

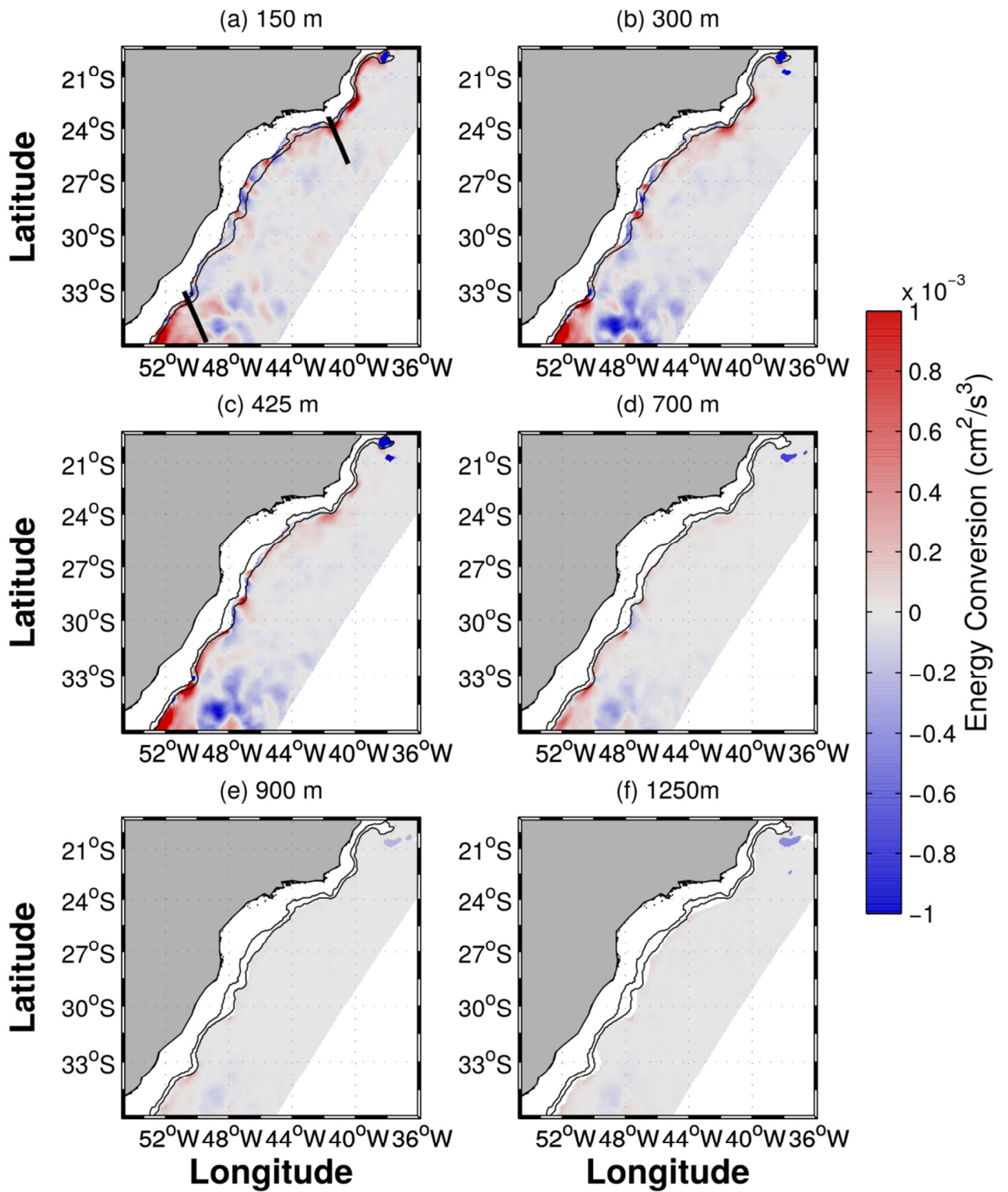


Figure 3.5. Same as Figure 3.4 but for the baroclinic conversion term (BCC).

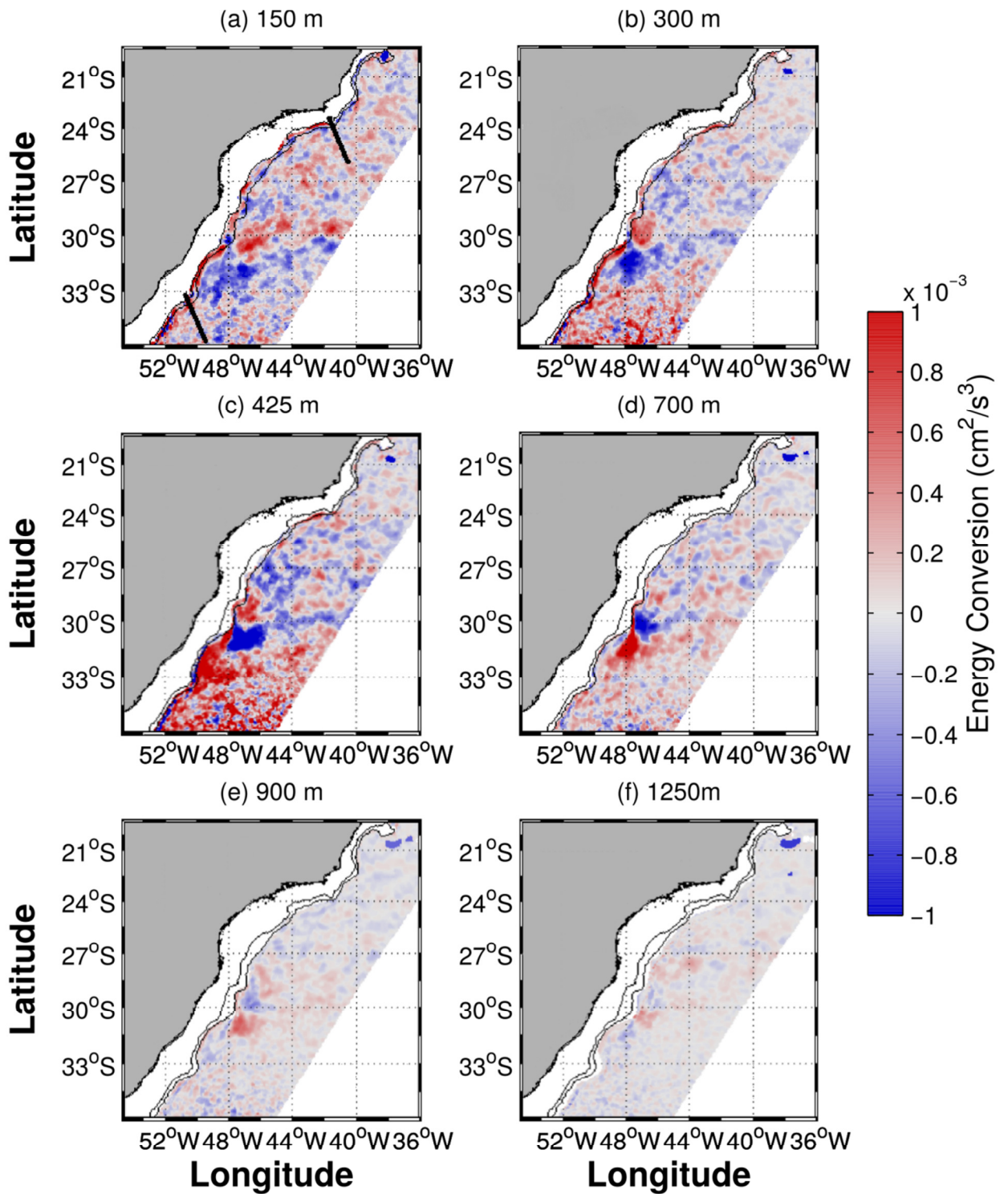


Figure 3.6. Same as Figure 3.4 but for the vertical eddy heat flux (VEHF).

Figure 3.7 shows the vertical weighted mean of the BTC, BCC and VEHF from 50 m to 1250 m. An oscillatory pattern is observed between 24°S and 28°S, where the energy conversions have a spatial distribution with

alternating positive and negative values. This characteristic is more evident in the BTC and BCC. Despite the shelf slope stabilizing factor [*Orlanski, 1969; Cushman-Roisin, 1994; Gula et al., 2015*], the curvature of the isobaths is responsible for promoting the instabilities in the current, and the topographical features at CF and the CRG may be a trigger for local intensifications of energy conversion [*Xie et al., 2007*]. Studies in the Northern Hemisphere have observed mean-to-eddy conversions just upstream of bathymetric features and eddy-to-mean conversions downstream of the features [*Hood and Bane, 1983; Dewar and Bane, 1985; Gula et al., 2015*]. Thus, the oscillatory patterns observed in the BC energy conversion rates are probably related to the influence of bathymetry in the eddy-mean flow interactions.

South of 33°S, cross-stream differences in the BTC are evident. Eddy-to-mean energy conversion occurs along the cyclonic sides (inshore), whereas eddies are fed by the energy of the time-mean flow on the anticyclonic sides (offshore), as highlighted in the studies of *Webster [1961], Brooks and Niller [1977], Hood and Bane [1983], Rossby [1979]* and *Dewar and Bane [1985]*. The analysis of the mass and momentum fields shows that baroclinic and barotropic instabilities occur simultaneously, i.e., the current features a mixed instability process. Between 22°S and 24°S, mesoscale processes form, and vorticity waves are present. The results of *Oliveira et al. [2009]* indicate that the BC is barotropically unstable, and *Silveira et al. [2004]* noted that the current is predominantly baroclinic at those latitudes. The conversion terms calculated there are positive, which means a mean-to-eddy energy conversion in the region. South of 28°S, large negative (eddy-to-mean conversion) VEHF and BCC patterns upstream of the CRG and positive patterns (mean-to-eddy conversion) downstream are observed, similar to the patterns of other WBCs reported in the literature [e.g., *Dewar and Bane, 1985; Gula et al., 2015*]. The BTC has a negative maximum at the 1000 m isobath in this region, and the BC time-mean flow is fed by the time-varying field [e.g., *Cronin and Watts, 1996*]. This energy conversion process may be related to the Santa Marta eddy [*Sato, 2014; Sato et al., 2014*].

The vertical weighted mean of BTC, BCC and VEHF are calculated on the BC flows in each transect and are presented in Table 3.1. The circles represent the vertical weighted mean, and the vertical bars represent the

standard deviation of the energy conversions rates. The values of Table 3.1 are represented in Figure 3.8, which illustrates the evolution of the eddy-mean flow interactions of the BC with latitude. In transects I, III, V, X, XI, XIII, XV and XVII, all the conversion terms are positive, indicating barotropic and baroclinic instabilities. These transects are located in CST, CF, Cabo de Santa Marta (CSM) and the CRG. All these regions are characterized by intense bathymetric gradients responsible for the formation of mesoscale processes in the current [*Campo et al., 1995; Xie et al., 2007; Silveira et al., 2008; Gula et al., 2015*].

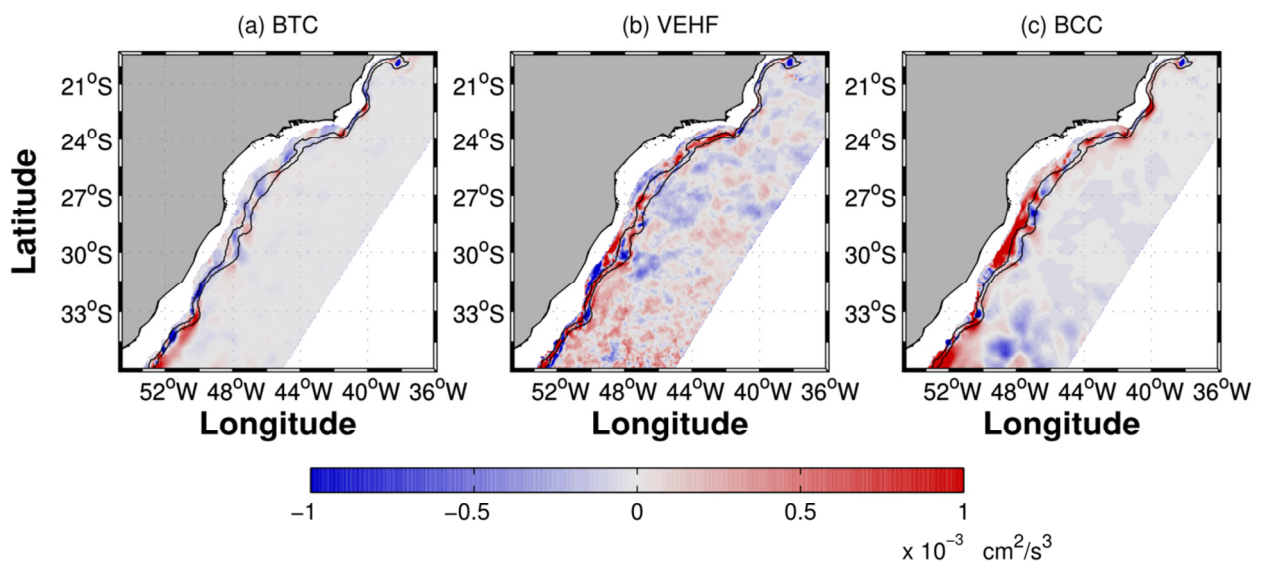


Figure 3.7. Horizontal distribution of vertical weighted mean of energy conversion terms from 50 m to 1250 m (cm^2/s^3): (a) BTC (b) VEHF and (c) BCC. The black lines indicate the 200 m and 1000 m isobaths.

The transects VIII and XVI show an inverse baroclinic instability process, and the transects II, IV, VI, XII, IX, XIV and XVIII show an inverse barotropic cascade process. In these locations, the time-mean flow accelerates at the expense of the energy of the eddy field drainage, i.e., the eddy decay. These results show the inviscid nature of the BC as a WBC, where energy recirculates between the reservoirs [e.g., *Dewar and Bane, 1985; Hughes, 2000; Hughes and Cuevas, 2001*]. Note that an inverse barotropic cascade process occurs downstream of CSM at 31.6°S , and a strong inverse baroclinic process occurs upstream of CRG at 32.5°S , similar to the interactions between the Gulf Stream and the Charleston Bump in the North Atlantic Ocean [e.g., *Dewar and Bane, 1985*]. In this sense, it is particularly important that the inverse cascade of

energy processes [e.g., [Scott and Wang, 2005](#)] in the region of the BC be appropriately investigated in the future.

The results further indicate the predominance of baroclinic instability processes in the BC, i.e., the predominant process for the generation of EKE is through eddy heat fluxes. Thus, the BTC ranges from -2.95 ± 1.56 to $1.29 \pm 0.47 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, the BCC ranges from -1.48 ± 1.06 to $5.60 \pm 1.71 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, and the VEHF ranges from -2.63 ± 1.94 to $1.27 \pm 1.78 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$. The standard deviations indicate that the results are significant throughout almost the entire domain. The larger error bars of the VEHF are related to the high variability in the vertical velocity.

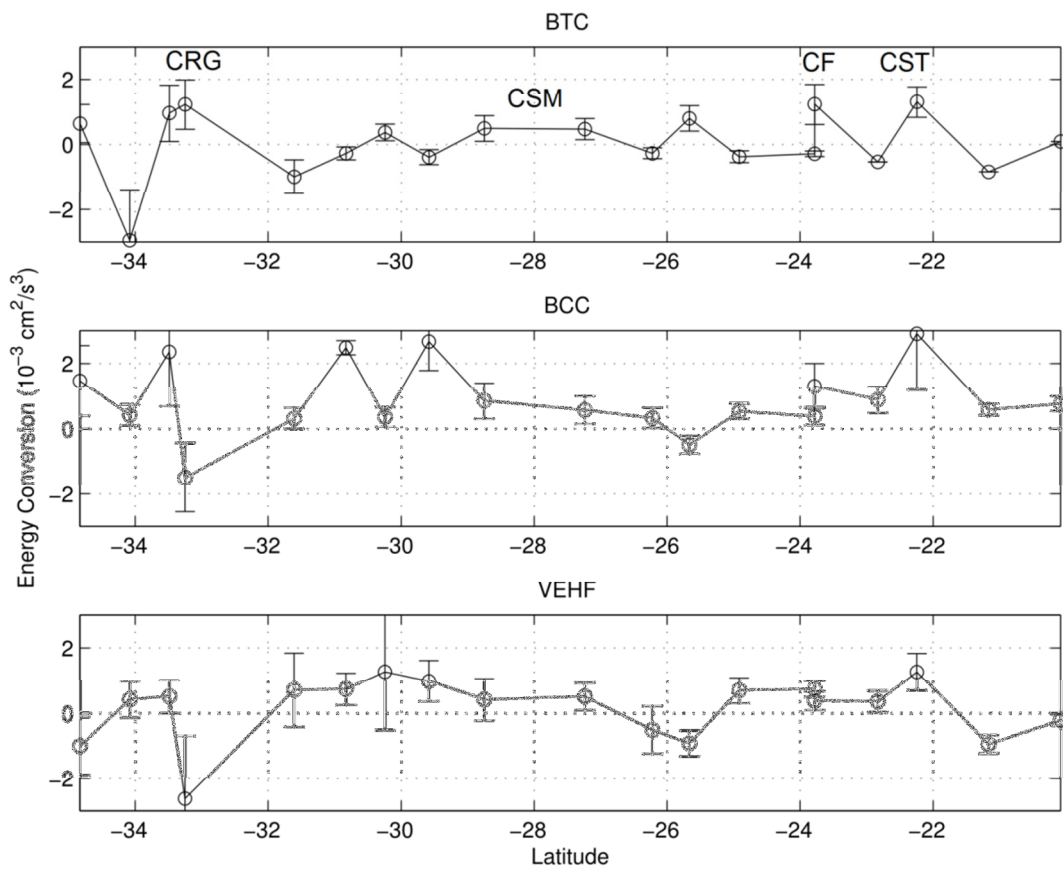


Figure 3.8. Values obtained for the BTC (top), BCC (center), and VEHF (bottom) for the nineteen BC analysis transects. The CST, CF, CSM and CRG regions are indicated in the figure.

Importantly, the baroclinic instability process is related to the presence of vertical turbulent heat fluxes (EPE→EKE), which can only exist in the presence of divergent horizontal eddy heat fluxes [*Marshall and Shutts, 1981; Cronin and Watts, 1996; Fox-Kemper et al., 2002; Bishop et al., 2013*]. Only the divergent component, which is not estimated in this study, is related to the net energy transfer MPE→EPE→EKE associated with wedge instability [e.g., *Orlanski and Cox, 1973*]. If only the divergent component is calculated, the BCC is denoted as the dynamic BCC [*Cronin and Watts, 1996; Azevedo et al., 2008*]. *Bishop et al. [2013]*, using CPIES (Current meter Pressure Inverted Echo Sounder) in the Kuroshio Extension, decomposed the horizontal eddy heat flux following the methodology of *Marshall and Shutts [1981]* and observed that the dynamic BCC is approximately 60-80% of the BCC. *Cronin and Watts [1996]*, using the same decomposition applied in the Gulf Stream, obtained approximately half the energy conversion rate. According to *Marshall and Shutts [1981]*, neglecting sources and sinks terms and the transport of EPE by the eddy field, the dynamic BCC should be approximately equal to the VEHF. Note that the BCC and VEHF in the BC are similar in some transects (Figure 3.8). The relationship between the BCC considering all components and the BCC considering only the divergent eddy heat flux has never been estimated in the South Atlantic; nevertheless, Figure 3.8 suggests that the dynamic BCC represents a large part of the BCC along the BC path.

3.5.3 Dynamic Analysis

This section investigates whether the BC is potentially baroclinically unstable. For this, the quasi-geostrophic linear instability theory is used. The instability theory analysis allows determining whether the current is potentially unstable to the formation of mesoscale processes via barotropic or baroclinic instability. As mentioned above, the first instability process depends on the horizontal shear of the mean flow, while the second depends on the vertical shear. Since we are interested only in verifying whether the current is potentially baroclinically unstable, the horizontal shear term is neglected in the analysis. Briefly, the method consists of determining whether the potential vorticity (q)

gradient of the current perpendicular to the isobaths changes sign along the vertical axis. If there is a change in sign, all the instability conditions are satisfied, and the flow is potentially unstable [[Pedlosky, 1987](#)]. This method is presented in detail in [Johns \[1988\]](#) and [Silveira et al. \[2008\]](#). The cross-isobath potential vorticity gradient can be determined as follows:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (3.9)$$

where \bar{v} is the vertical profile of the BC mean velocity (m/s) along isobaths, $N^2(z)$ is the buoyancy frequency (rad^2/s^2) for each profile, and f is the Coriolis parameter (1/s). The vertical profiles $N^2(z)$, \bar{v} and $\partial \bar{q}/\partial x$ (Figures 3.9a-c) are determined in transects III, IX, XIII and XVIII at the locations indicated by red triangles in Figure 3.1.

The vertical velocity profiles (Figure 3.9b) indicate the vertical thickening of the flow with the reduction and disappearance of the IWBC from transects IX to XIII. To the north, the vertical velocity profile is similar to the first baroclinic mode and occurs in the presence of greater stratification (Figure 3.9a) [[Silveira et al., 2004, 2008](#); [Rocha et al., 2014](#)]. To the south of the SEC bifurcation (transects XIII and XVIII), the flow maintains a consistent vertical structure and lower stratification (barotropization) in the water column (Figure 3.9a). These characteristics are consistent with previous results for the BC [[Müller et al., 1998](#); [Rocha et al., 2014](#)] and extend the analysis of the vertical structure of the BC south of 28°S. Note that the vertical velocity profiles have low values because they do not intersect the current core. In the northern part of the domain, the BC is shallow and flows over the shelf, making it impossible to evaluate a vertical profile with a depth of 1000 m. Nevertheless, the profiles capture the characteristics of the vertical shear velocity along the isobaths and maintain the representation of the potential instability of the flow in each transect.

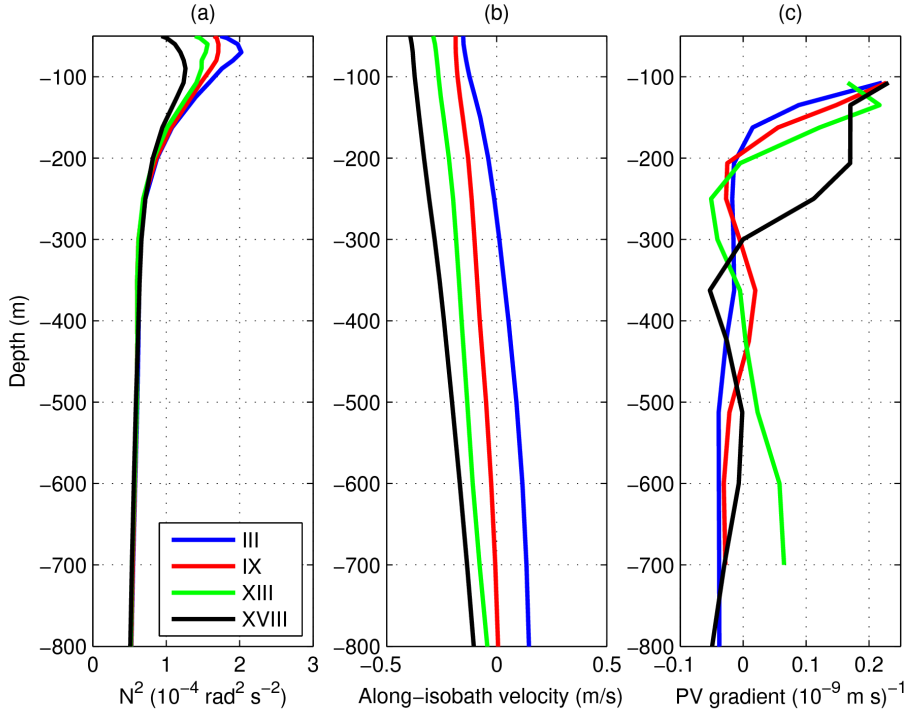


Figure 3.9. Vertical profiles of (a) N^2 , (b), along-isobath mean velocity and (c) cross-isobath potential vorticity gradient $\partial \bar{q} / \partial x$ for transects III (blue), IX (red), XIII (green) and XVIII (black) at the red triangles shown in Figure 3.1.

The vertical profile $\partial \bar{q} / \partial x$ (Figure 3.9c) changes sign along the vertical axis between approximately 200 m and 500 m, which implies that the BC is baroclinically unstable in those regions. The unstable condition is satisfied at the sites of mean-to-eddy (transects III and XIII) and eddy-to-mean (transects IX and XVIII) energy conversions, where the results only indicate the presence of a barotropic inverse cascade process (EKE→MKE).

Furthermore, the instability criterion is evaluated in each of the nineteen transects, and the condition is satisfied (a change in the $\partial \bar{q} / \partial x$ signal) along the path of the current. This result shows that the BC is baroclinically unstable throughout its latitudinal extent, even in areas where the BCC and VEHF indicate EKE→EPE or EPE→MPE conversions (transects II, VIII, IX, XVI and XIX).

3.6 Summary and Conclusions

In this study, we investigated the eddy-mean flow interactions of the BC and verified that the current is baroclinically unstable south of 28°S. The study used HYCOM NCODA reanalysis output spanning 10 years with a spatial resolution of 1/12.5° (7-8 km) and five-day averages. The theoretical framework for the energetic analysis followed the methodology adopted by [Kang and Curchitser \[2015\]](#). On the BC path between 20°S and 36°S, the three-dimensional structure of the MKE, EKE, BTC, BCC and the VEHF are analyzed.

The HYCOM NCODA output indicates that the current is faster between 20°S and 24°S and south of 30°S, with a maximum speed of 61.6 cm/s. The vertical thickening of the current intensifies the transport by approximately ten times (2 to 19.7 Sv) from transects I to XVIII. The kinetic energy fields maintain the spatial pattern observed on the surface by [Oliveira et al. \[2009\]](#), but there is a reduction in intensity in the deep layers. In the study area, the BC EKE varies latitudinally from 250 cm²/s² to 748 cm²/s², and the MKE varies from 495 cm²/s² to 2030 cm²/s², with the highest values occurring in the CST and CRG regions.

The BC energy conversion terms have a complex spatial distribution and are equivalent in magnitude and agree with results obtained for other WBCs [e.g., [Bryden, 1982](#); [Dewar and Bane, 1985](#); [Cronin and Watts, 1996](#); [Gula et al., 2015](#)]. Although the current exceeds 1000 m in the southern portion of the domain, the energy conversion terms are confined to the upper 700 m of the water column. The BTC is large in the surface layers where the horizontal shear of the current is high, whereas the BCC and VEHF are large in the subsurface. The CRG (33.5°S) is a region characterized by mixed instability processes, i.e., simultaneous barotropic and baroclinic instabilities. At that latitude, the energy is drained from the BC at 150 m depth by the work of Reynolds tensors on the current mean shear (barotropic instability) and the downgradient eddy heat fluxes at 300-350 m (baroclinic instability).

The main feature of the energy conversion terms observed along-path is the BCC oscillatory pattern, which is most evident in the BTC and BCC and is probably related to the interaction of the current with the bathymetric

features. We therefore introduce the hypothesis that energy recirculates in the BC flow (Figure 3.8) between the reservoirs. The current features mixed instability processes with a higher baroclinic instability mechanism. Thus, the gain rate of EKE is related mainly to the presence of eddy heat fluxes. The BTC ranges from -2.95 ± 1.56 to $1.29 \pm 0.47 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, the BCC ranges from -1.48 ± 1.06 to $5.60 \pm 1.71 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, and the VEHF ranges from -2.63 ± 1.94 to $1.27 \pm 1.78 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$. Finally, we investigated the BC instability criteria and concluded that the current is potentially baroclinically unstable throughout its path from 20°S to 36°S.

Despite the good ability of ocean modeling to represent the study area, modeling presents some problems for the study of BC dynamics along its path. The BC is a shallow and weak current flowing on the continental slope and past various features with intense bathymetric gradients. The employed model is capable of representing the basic characteristics of the current between 20°S and 36°S for estimating the energy conversions and testing the linear instability criteria. However, in places with greater bathymetric interference, such as in the Abrolhos Bank and Cadeia de Vitória-Trindade, north of 20°S, modeling the model does not faithfully reproduce the local bathymetry (due to the 1/12.5° spatial resolution), therefore affecting the estimation of certain energy terms.

Acknowledgments. We thank the Brazilian CAPES Foundation funding agency for financially supporting project REMARSUL (grant 23038.004299/2014-53). J.L.L.A. would like to thank the CNPq (grant 445446/2014-5) and FAPERGS (grant 2325-2551/14-0SIAFEM) funding agencies for funding the project. L.R.O. was partially funded by the CAPES Foundation (grant PNPD-Institutional 2914/2011). F.C.M. acknowledges the financial support received from the CNP. The authors would like to thank NOPP/GODAE for the HYCOM NCODA Reanalysis database and for making the data available (<https://hycom.org/dataserver/glb-reanalysis>). The authors would also like to thank Mauricio M. Mata, Ilson C. A. da Silveira and William C. Marques for useful comments and insights.

Table 3.1: Analysis of the BC in the nineteen-transect study (Figure 1). The maximum speed southward in each transect and the transport are estimated. Maximum values of the MKE and EKE in the BC flow at 15 m and 400 m. Values of vertical weighted mean of the BTC, BCC and VEHF ($10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$). The latitude and longitude values indicate where the transects intersect the 200 m isobath. The BC flow in each transect is defined as the velocity field in the negative direction of the y-axis transect with intensities less than -10 cm/s. Refer to Section 3.3 for a description of the method used to obtain the values in the table.

Transect	Latitude	Longitude	Max. Vel.	Transport	MKE (cm^2/s^2)		EKE (cm^2/s^2)		Conversion Terms ($10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$)			Description
	(°S)	(°W)	(cm/s)	(Sv)	15 m	400 m	15 m	400 m	BTC	BCC	VEHF	
I	20.08	39.68	7.9	2.0	576	-	250	-	0.09 ± 0.00	0.76 ± 0.23	-0.21 ± 0.17	Vitória Eddy (VE)
II	21.16	40.28	50.0	0.6	1167	-	406	-	-0.83 ± 0.00	0.58 ± 0.17	-0.94 ± 0.28	Between VE and CST
III	22.24	40.16	53.1	2.1	1447	-	502	-	1.29 ± 0.47	5.60 ± 1.71	1.26 ± 0.56	CST
IV	22.83	40.38	40.8	3.5	836	-	438	-	-0.53 ± 0.00	0.89 ± 0.41	0.35 ± 0.33	Between CST and CF
V	23.78	41.15	29.1	5.8	440	-	435	-	1.22 ± 0.02	1.31 ± 0.68	0.37 ± 0.28	CF
VI	23.78	42.66	30.7	2.8	320	-	356	-	-0.28 ± 0.08	0.38 ± 0.28	0.74 ± 0.25	Downstream of CF (Meridional)
VII	24.91	44.35	28.1	4.0	385	-	400	-	-0.37 ± 0.18	0.53 ± 0.23	0.69 ± 0.38	Santos Basin
VIII	25.66	45.26	33.7	5.2	548	-	425	-	0.79 ± 0.38	-0.48 ± 0.28	-0.91 ± 0.38	Santos Basin
IX	26.22	46.41	27.6	5.7	303	-	419	-	-0.27 ± 0.17	0.33 ± 0.31	-0.51 ± 0.72	South of Santos Basin
X	27.23	47	32.7	6.6	404	64	441	100	0.46 ± 0.32	0.57 ± 0.42	0.51 ± 0.42	South of Santos Basin
XI	28.25	47.32	22.9	6.5	210	88	462	118	0.49 ± 0.39	0.85 ± 0.54	0.42 ± 0.64	Cabo de Santa Marta
XII	28.91	47.98	23.4	5.7	287	121	441	102	-0.38 ± 0.23	2.66 ± 0.88	0.98 ± 0.63	Transect 28°S
XIII	30.16	48.42	33.4	9.6	635	136	440	125	0.36 ± 0.25	0.36 ± 0.30	1.27 ± 1.78	Transect 30°S
XIV	30.66	48.83	38.5	9.1	805	160	543	81	-0.27 ± 0.17	2.48 ± 0.22	0.74 ± 0.49	Transect downstream of 30°S
XV	31.61	49.91	49.1	9.7	1326	525	541	123	0.98 ± 0.52	0.32 ± 0.31	0.71 ± 1.13	Upstream of CRG
XVI	32.50	50.29	61.6	16.1	2223	968	578	210	1.22 ± 0.76	-1.48 ± 1.06	-2.63 ± 1.94	Upstream of CRG
XVII	33.25	50.30	55.1	18.8	2031	815	662	234	0.95 ± 0.86	2.35 ± 1.67	0.51 ± 0.51	Over CRG
XVIII	33.75	51.34	51.1	19.7	1411	424	748	205	-2.95 ± 1.56	0.41 ± 0.32	0.42 ± 0.55	Downstream of CRG
XIX	34.83	52.19	59.3	14.3	1959	643	742	258	0.63 ± 0.58	1.47 ± 1.07	-0.99 ± 0.88	Downstream of CRG

Capítulo IV: Manuscrito II

Divergent Eddy Heat Fluxes in the Southwestern Atlantic: the Brazil Current at 23 – 25°S and the South Atlantic Current at 40 – 45°W

Manuscrito de autoria de Fernando Carvalho Magalhães, José Luiz Lima de Azevedo e Leopoldo Rota de Oliveira submetido para a revista *Journal of Geophysical Research Oceans*.

4.1 Abstract

The proportionality of the baroclinic conversion term was investigated using only the divergent component of the eddy heat flux (BCCd) relative to the baroclinic conversion term using the total eddy heat flux (BCC) in a western boundary current guided by bathymetry, the Brazil Current (BC) in Cabo Frio (23°S), and a free and approximately zonal jet, the South Atlantic Current (SAC). Ten years of output data from the Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM) NCODA Reanalysis global ocean modeling database were used, with a spatial resolution of 1/12.5° and five-day averages. The total eddy heat fluxes (EHFs) presented a complex spatial distribution with a maximum southern EHF in the SAC of 15 cm°C/s (611 kW/m²) at a 300 m depth at 45°W and -3.3 cm°C/s (-134 kW/m²) at 23°S to a 200 m depth in the BC. The BC divergent EHF component (DEHF) was shown to be predominantly downgradient. In absolute terms, the mean BCCd for the study regions ranged from 48 to 71% and from 83 to 123% of the BCC term, with an average of 58% for the SAC (below 250 m) and 97% for the BC. The results indicate that EHF ~ DEHF and BCC ~ BCCd in the analyzed region of the BC. The difference in magnitude observed between the divergent and rotational EHF of the BC and SAC is attributed to the local characteristics of the BC flow as the vertical structure of the mass field and, in particular, to the interaction with the bathymetry.

4.2. Introduction

The energy that supplies the ocean from solar radiation and wind stress is distributed throughout the globe by the oceanic circulation and is transferred from low- to high-frequency movements until its dissipation in the process known as the energy cascade. Knowledge of the path of energy to its dissipation and, consequently, of the ocean energy balance, is fundamental to better understanding and predicting climatic variability [[Ferrari and Wunsch, 2009](#); [Nikurashin et al., 2013](#)]. The mechanical work of the wind on the ocean surface is mainly responsible for supporting the ocean's surface circulation [[Von Storch et al., 2012](#)]. The kinetic energy of large-scale oceanic circulation is transferred to smaller spatial scale movements through instability processes to dissipation at microscopic scales in the interior of the ocean and in turbulent boundary layers [e.g., [Nikurashin et al., 2013](#)]. During this energy cascade, the kinetic energy of the ocean is dominated by mesoscale vortices, time-scale phenomena from tens to hundreds of kilometers, and timescales from weeks to months [e.g., [Ferrari and Wunsch, 2009](#)]. These mesoscale structures are responsible for effectively transporting heat resulting from the temporal correlation between temperature (T') and velocity (u') [[Bishop et al., 2013](#); [Watts et al., 2016](#)], where the suffix ($'$) indicates the deviation of the variable relative to its temporal mean according to the decomposition $T = \bar{T} + T'$ and $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$.

The importance of mesoscale eddies in driving ocean circulation and in transporting heat to the poles is not yet fully understood, primarily because of the difficulty of synoptic sampling in the ocean. Studies have observed that the mesoscale activity is intensified in the western portion of the oceans, as instability processes in these regions generate an eddy geostrophic field [[Stammer et al., 1997](#); [Ferrari and Wunsch, 2009](#)]. Other works have shown that 40% of the heat carried by the ocean to the poles occurs via surface circulation and that the largest southern heat transports occur in the western portion of the oceans and the Antarctic Circumpolar Current [[Wunsch, 1999](#); [Jayne and Marotzke, 2002](#); [Ferrari and Ferreira, 2011](#)]. The western portion of the ocean basins is characterized by the presence of the western boundary currents (WBCs), which are dominated by baroclinic instability processes in

subtropical latitudes [*Gill et al., 1974*]. In energy terms, a baroclinic instability process is one that removes available potential energy from the mean flow and converts it into eddy kinetic energy through the presence of downgradient horizontal eddy heat fluxes [*Pedlosky, 1987; Cronin and Watts, 1996; Azevedo et al., 2008*], which will cause vertical eddy heat fluxes if they have a divergent component. Consequently, this instability process is responsible for the net transport of heat to the poles with the existence of horizontally divergent eddy heat fluxes [*Marshall and Shutts, 1981; Jayne and Marotzke, 2002*].

Energetic analyses of the WBC have been applied in several regions of the ocean, such as in the Gulf Stream [e.g., *Webster, 1961; 1965; Oort 1964; Dewar and Bane 1985; 1989a,b; Cronin and Watts, 1996; Greatbach et al., 2010; Kung and Curchitser, 2015*], the Kuroshio Current [e.g., *Nishida and White, 1981; Hall, 1991; Bishop et al., 2013*] and the Antarctic Circumpolar Current [e.g., *Bryden, 1979; Phillips and Rintoul, 2000; Walkden et al., 2008*]. However, only *Cronin and Watts [1996]* and *Bishop et al. [2013]* estimated separately the divergent and rotational components of the horizontal eddy heat flux (EHF). These results showed that the use of the total EHF component may result in an overestimation of 20 to 50% of the baroclinic conversion rate of the flow. However, both studies analyzed the respective extensions of the WBC of the Northern Hemisphere, a region in which the flow is a jet free of lateral contours and is approximately zonal. This raises the question whether the results of *Cronin and Watts [1996]* and *Bishop et al. [2013]* remain valid for the rest of the WBC, where the flow is guided by the slope and is directly influenced by bathymetric features, which does not occur in the extension zones of these currents. *Dewar and Bane [1985]* observed that the curvature of bathymetry and features such as the Charleston Bump and Cape Hatteras influence the dynamics of the Gulf Stream. The authors revealed that the eddy field draws energy from the current (e.g., via baroclinic instability) within these features and that the opposite occurs outside them, i.e., the mean flow is driven by the eddy field. In addition, the curvature of the bathymetry intensifies the energy exchanges between the eddy and mean fields, and the topographic features provide a localized mechanism to maximize the energy transfers [*Xie et al., 2007*].

In the Southern Hemisphere, the WBC that closes to the subtropical gyre is the Brazil Current (BC). The BC originates from the South Equatorial Current (SEC) bifurcation between 10°S and 14°S [Stramma, 1991; Silveira et al., 1994; Rodrigues et al., 2006] and flows along the Brazilian slope until 38°S-40°S, where the current moves away from the contour. Unlike in the Northern Hemisphere, as the BC moves away from the lateral contour, it joins the Malvinas Current, forming the Brazil-Malvinas Confluence, which is one of the most energetic global ocean regions (Figure 4.1) [Silveira et al., 2000; Chelton et al., 1990; Oliveira et al., 2009]. Silveira et al. [2004, 2008] observed that the BC is 75–80% baroclinic and is baroclinically unstable at 23°S. The main triggers for the formation of the BC instability processes in the 23°S region are attributed to a change in bathymetry orientation and the presence of an Intermediate Western Boundary Current (IWBC) opposing the BC [Campos et al., 1995; Fernandes et al., 2009]. The South Atlantic Current (SAC), an approximately zonal and lateral free contour jet that flows over the South Atlantic Subtropical Front to the east and crosses the ocean basin to the African continent [Stramma and Peterson, 1989; Peterson and Stramma, 1991], is the southern component of the subtropical gyre of the South Atlantic ocean, joining its western and eastern boundary currents.

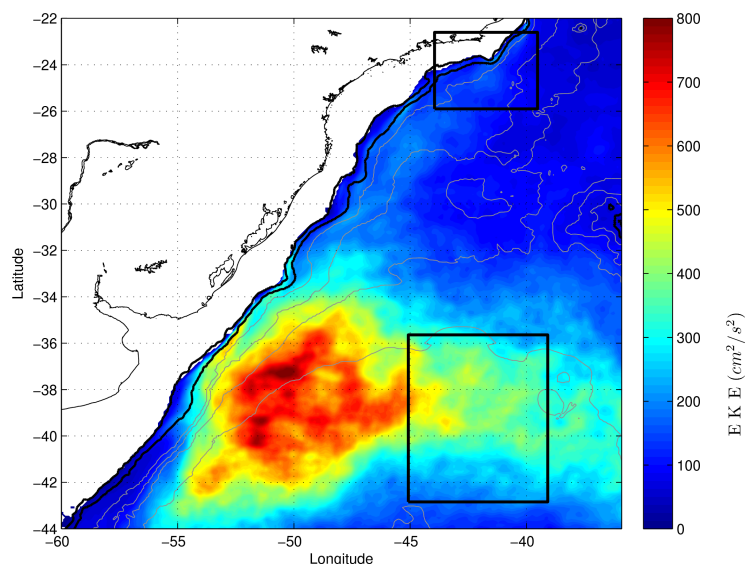


Figure 4.1: Eddy kinetic energy ($EKE = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$, cm^2/s^2) at a 200 m depth of the southwestern portion of the South Atlantic. Black rectangles demarcate regions of this analysis. Solid black (gray) lines indicate 200 and 1000 m (2000, 3000, 4000 and 5000 m) isobaths.

A central question that arises whether western boundary currents and their respective extensions have identical distributions between the divergent and rotational parcels of their respective horizontal eddy heat fluxes. This distribution affects the real (dynamic) baroclinic conversion, which will be overestimated if it is computed from the total horizontal eddy heat flux. To address this question, two currents are investigated in the present study: (i) a region of the BC path (Cabo Frio) and (ii) a free, approximately zonal jet, in this case, the SAC. It was expected that a proportionality factor between the baroclinic conversion rates for the study domains would be determined. The calculations are made using output from an oceanic model with a resolution that permits accurate modeling at the mesoscale. The present work is organized as follows: Section 2 presents a brief presentation of the theoretical framework. Section 3 describes the materials and methods, while Section 4 describes the results obtained following a decomposition of the divergent and rotational components as well as an analysis of the baroclinic conversion terms. Finally, a summary and conclusions are presented in Section 5.

4.3. Theoretical framework

A baroclinic instability process is a downgradient heat transfer process that results in isothermal relaxation. The occurrence of this process is associated with the presence of a vertical eddy heat flux (VEHF) and consequent increase of the eddy kinetic energy of the fluid through the thermal wind relation [[Pedlosky, 1987](#); [Cushman-Roisin, 1994](#); [Cronin and Watts, 1996](#)]. As the appearance of a VEHF is linked to the presence of a divergent horizontal EHF (wedge of instability), only the divergent component of the horizontal EHF is related to the formation of a baroclinic instability process [[Marshall and Shutts, 1981](#)]. The dynamic baroclinic conversion term (BCCd) is defined [[Cronin and Watts, 1996](#); [Azevedo et al., 2008](#)] as follows:

$$\text{BCCd} = \frac{-g\alpha}{\theta_z} \left(\overline{\mathbf{u}'\mathbf{T}'} \right)^d \cdot \nabla_{\mathbf{h}}(\overline{\mathbf{T}}), \quad (4.1)$$

where g is the acceleration of gravity, $\theta_z = d\theta/dz$ is the vertical derivative of the basic field ($\theta = \theta(z)$) and is related to the buoyancy frequency of the study

domain [[Pedlosky, 1987](#)] and α is the coefficient of thermal expansion. The density field is assumed to be a function of temperature field, where $\rho = \rho_0(1 - \alpha T)$. The term $(\overline{u'T'})^d$ gives the mean divergent component of the horizontal EHF, and $\nabla_h(\bar{T})$ is the horizontal gradient operator of the mean temperature field. The term BCC has the unit power per unit mass and is expressed in cm^2/s^3 or $10,000 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

According to the Helmholtz decomposition, any continuous vector field $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ can be expressed in terms of a scalar potential $\phi(\mathbf{r})$ and a vector potential $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ according to the decomposition $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \nabla\phi(\mathbf{r}) + \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$. To obtain the solution of this decomposition, it is necessary to solve the Poisson equation $\nabla^2\phi = c$ with the appropriate boundary conditions. However, there is no unique solution to the equation in the presence of open boundaries [e.g., [Fox-Kemper et al., 2003](#)]. This limitation is problematic in oceanography because *in situ* mooring series and regional modeling with mesoscale resolution have open boundaries. In addition, general oceanic circulation is, in first order, geostrophic and non-divergent, which causes the rotational component to mask the effects of the divergent, dynamically relevant component.

To circumvent this problem, [Marshall and Shutts \[1981\]](#) (hereinafter termed [[MS81](#)]) proposed a method to separate the horizontal EHF into its divergent and rotational components, which will be briefly presented below. As geostrophic flows can be represented in terms of the stream function ψ , one can assume that $\bar{\psi} = \bar{\psi}(\bar{T})$ if the streamlines are parallel to the isotherms. Hence, the mean velocity field along the mean temperature contours ($\bar{\mathbf{u}}_p$) can be written as follows:

$$\bar{\mathbf{u}}_p = \hat{\mathbf{k}} \times \nabla\psi = \frac{d\bar{\psi}}{d\bar{T}} \hat{\mathbf{k}} \times \nabla\bar{T} \quad (4.2)$$

In this case, the mean flow velocity is parallel to the isotherms that are not advecting heat. From the eddy scalar transport equation applied to temperature, followed by its multiplication by T' , we obtain

$$\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \frac{1}{2} \overline{T'^2} + \overline{\mathbf{u}'T'} \cdot \nabla\bar{T} + \overline{w'T'}\theta_z = 0 \quad (4.3)$$

The eddy potential energy (EPE) was assumed to exhibit steady state to obtain Eq. (4.3). Additionally, sources and sinks of heat and the triple correlation term $\nabla \cdot \frac{1}{2}(\overline{\mathbf{u}'T'^2})$ were disregarded. The first term on the left-hand side of Eq. (4.3) represents the mean advection of the EPE; the second term is the baroclinic conversion term (BCC), which represents the energy conversion of the mean potential energy (MPE) in the EPE; and the third term is the vertical eddy heat flux, which represents the conversion of the EPE to the eddy kinetic energy (EKE). Replacing Eq. (4.2) in Eq. (4.3) and assuming a decomposition of the form $\overline{\mathbf{u}'T'} = (\overline{\mathbf{u}'T'})^r + (\overline{\mathbf{u}'T'})^d$, it can be shown that

$$\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \frac{1}{2} \overline{T'^2} + (\overline{\mathbf{u}'T'})^r \cdot \nabla \bar{T} = 0, \quad (4.4)$$

where the rotational BCC term (BCCr) equilibrates the EPE advection term (Eq. 4.4) and the term BCCd balances the VEHF term (Eq. 4.5):

$$(\overline{\mathbf{u}'T'})^d \cdot \nabla \bar{T} + \overline{w'T'\theta_z} = 0, \quad (4.5)$$

where the rotational EHF is given by

$$(\overline{\mathbf{u}'T'})^r = \gamma \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \overline{T'^2}, \quad (4.6)$$

and the coefficient γ is given by

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{d\bar{\psi}}{d\bar{T}} \quad (4.7)$$

The rotational EHF is parallel to the isotherms variance. This component is related to the growth and spatial decay of the vortices. The divergent part of the EHF is the component that crosses the isotherms variance and is obtained by the EHF residue.

$$(\overline{\mathbf{u}'T'})^d = (\overline{\mathbf{u}'T'}) - \gamma \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \overline{T'^2}. \quad (4.8)$$

Thus, [MS81](#) provides a method to decompose the EHF into its divergent and rotational components, provided that the condition given in Eq.

(4.2) is valid. As the condition given by Eq. (4.2) is characteristic of geostrophic flows, the method is applicable to oceanic circulation, for example in the WBC. For a more detailed presentation of the method, interested readers are referred to the works of [MS81](#), [CW96](#) and [Bishop et al. \[2013\]](#).

4.4. Data and methods

Ten years (2000 to 2009) of ocean modeling output data from the Hybrid Coordinate Ocean Model (HYCOM) NCODA Reanalysis database were used. The HYCOM [[Bleck, 2002](#)] is a widely used hybrid oceanic model used in the literature [e.g., [Francisco et al., 2011](#); [Thoppil et al., 2011](#)] and is available with a spatial resolution of approximately $1/12.5^\circ$ (7-8 km), with daily outputs of zonal velocity component variables (u), southern component of velocity (v), temperature, salinity and elevation of the interpolated ocean surface to forty z-vertical levels. The model utilizes an NCODA optimal assimilation system and COADS surface flows. The available spatial and temporal resolution allows a representation of the mesoscale processes of the WBCs. Although the data output frequency is daily, five-day averages were used in the analysis. More information on the HYCOM NCODA model can be found on its homepage: <http://hycom.org>.

The model output data show that the mean horizontal velocity fields of the BC and the SAC for the ten-year modeling period are approximately parallel to the isotherms. To filter only the velocity field $\overline{\mathbf{u}}_p$ in the direction along the isotherms, the following product is applied to $\overline{\mathbf{u}}$:

$$\overline{\mathbf{u}}_p = \overline{\mathbf{u}} \cdot \left[-\hat{\mathbf{k}} \times \left(\frac{\nabla \overline{T}}{|\nabla \overline{T}|} \right) \right]. \quad (4.9)$$

The velocity field $\overline{\mathbf{u}}_p$ is used to determine the γ factor of Eq. (4.7). To calculate the baroclinic conversion (Eq. 4.1), the vertical strata were considered 50 m in the first 400 m and 100 m below 400 m. In addition, each domain has its own basic field $\theta = \theta(z)$ calculated through the area and time mean of the temperature field in the regions represented by the black rectangles in Figure 4.1.

For comparison criteria with the literature [[Brooks and Niiler, 1977](#); [Dewar and Bane, 1985](#); [CW96](#); [Müller et al., 1998](#)], the meridional EHF ($\overline{v'T'}$) was multiplied by ρc_p , where ρ is the mean density (1025 kg/m³) and c_p is the specific heat of seawater (4000 J kg/W). In this way, the eddy heat flux has units of W/m².

4.5. Results and discussion

The [MS81](#) method consists of the parameterization of the rotational component of the horizontal EHF, whose procedure depends on the γ factor. This factor is related to the spatial arrangement of streamlines and isotherms. Although the method does not necessarily depend on whether $\gamma = (1/2) d\bar{\psi}/d\bar{T}$ is constant, there is a linear relationship between the variables in large-scale geostrophic flows [[CW96](#), [Bishop et al., 2013](#)]. Figure 4.2 shows the horizontal arrangement of streamlines and isotherms for the two study domains. As the SAC is a free and approximately zonal geostrophic flow, Figure 4.2a resembles Figure 4.4 of [CW96](#) for the Gulf Stream Extension. In this case, however, although the flow reaches 1500 m depth, it is a current with a velocity of 10 cm/s.

The BC flow between 23°S and 24°S shows a change of orientation from a meridional to a zonal direction caused by bathymetry. Figure 4.2b indicates a similarity in the spatial distribution of the isotherms and streamlines, even in this scenario of a flow influenced by the bathymetry. At this depth, the mean temperature contours deviate from parallel at temperatures higher than 17.5°C. This study region (i.e., Figure 4.2b) is characterized by the presence of vorticity waves and baroclinic and barotropic instability processes [[Silveira et al., 2008](#); [Oliveira et al., 2009](#); [Mano et al., 2009](#)]. As instability processes are located in the region near the slope, temperatures higher than 17.5°C can be disregarded without eliminating the dynamically important part of the study region following the methodology of [Bishop et al. \[2013\]](#).

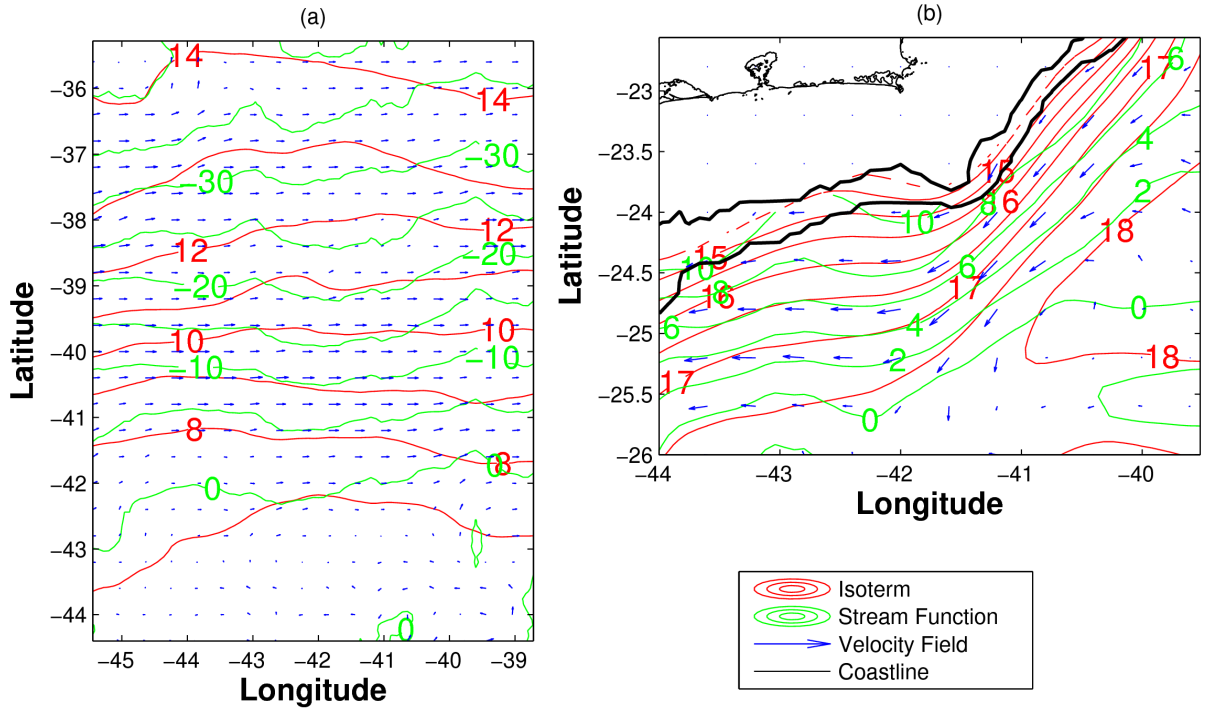


Figure 4.2: Isotherms ($^{\circ}\text{C}$), streamlines ($10^3 \text{ m}^2/\text{s}$) and vectors of the mean velocity field in the study regions (a) SAC and (b) BC at 200 m depth. In (b), the thin black solid line represents the coastline and the solid black lines in bold represent the 200 and 1000 m isobaths.

The stream function field $\bar{\psi} = \bar{\psi}(\bar{T})$ per model layer was determined from the mean velocity field decomposed along the isotherms per layer (Eq. 4.9). A linear regression line was adjusted for each of the analysis regions. Figure 4.3 shows the linear relationship between the stream function field and the temperature field in each of the study regions at 200 m depth. At 200 m depth, the SAC adjusts to a straight line with slope $\gamma_{\text{SAC}} = -0.27 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^{\circ}\text{C}$ whereas the BC flow fits a straight line with slope $\gamma_{\text{CB}} = -0.13 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^{\circ}\text{C}$. [Bishop et al. \[2013\]](#) observed that the Kuroshio Current Extension fits a straight line with a slope of 0.24 to 0.29 to a 400 m depth range, where the (absolute) value of 0.27 found here for the SAC is similar but differs from the 0.13 found for the BC in the chosen region. In the Southern Hemisphere, the γ factor changes signal because of the reversal of direction of the stream function gradient $\nabla\psi$, which now points inshore. The values obtained from γ for the SAC have a coefficient of determination, r^2 , of 0.93 to 0.98 until a depth of 1000 m. In the BC studied region, the Equatorial South Current bifurcation occurs in the subsurface by approximately 400-500 m, resulting in an inversion of the flow

direction. This phenomenon causes a misalignment between the isotherms and the current lines, which is reflected in the linearity relation between the quantities. The values of r^2 for the BC vary from 0.67 to 0.85 between 100 m and 500 m. Below this depth, in the IWBC, the r^2 values fall from 0.10 to 0.15, showing the inability of a linear fit to represent the data. Thus, the results for the BC presented in this work will be discussed based only on the depth range for which the method is considered capable of representing the data for the region, that is, from 100 to 500 m. In addition, the γ factor is related to the representativeness of the rotational EHF relative to the total EHF (Eq. 4.8). If $|\gamma_{CB}| < |\gamma_{SAC}|$, the divergent EHF field of the BC must represent a larger portion of the total EHF than in the SAC.

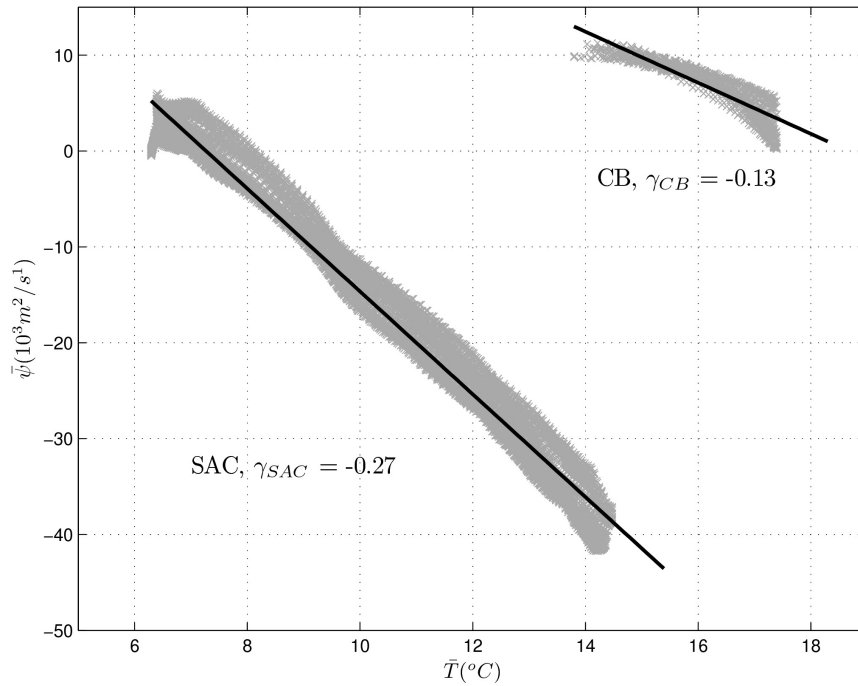


Figure 4.3: Scatterplot of the mean stream function ($10^3 \text{ m}^2/\text{s}$) versus the mean temperature ($^{\circ}\text{C}$) at a 200 m depth with a fitted regression line (solid black line) to the data for the BC and the SAC.

4.5.1 Eddy heat fluxes

Figures 4.4 and 4.5 show the total horizontal eddy heat flux at a 200 m depth for the BC and SAC as well as its divergent and rotational components. The total EHF in the SAC (Figure 4.4a) is mostly positive; that is, the EHF has

an east and northeast orientation, especially between latitudes 37°S and 40°S. At a 200 m depth, the EHF reaches a maximum value of 13 cm°C/s (535 kW/m²). In the water column, the maximum value of the southern EHF in the study region is 15 cm°C/s (611 kW/m²) and occurs at a 300 m depth at 45°W. In the BC (Figure 4.5a), the total EHF is more intense on the axis of the current and negative, carrying heat toward the southwest and the coast. The maximum southern EHF at a 200 m depth is -3.3 cm°C/s (-134 kW/m²) and occurs at approximately 23°S, before the current changes direction with the shelf orientation. In the water column, the meridional EHF has a maximum of -18.7 cm°C/s (-767 kW/m²) at a 100 m depth to the south at approximately 23°S.

The magnitude of the calculated meridional EHF agrees with the values obtained in other ocean currents. In the Florida Current, for example, [Brooks and Niiler \[1977\]](#) obtained average values of 7.9 cm°C/s (324 kW/m²). In the Gulf Stream, [Dewar and Bane \[1989a\]](#) obtained 7.6 cm°C/s (312 kW/m²) at 379 m and [CW96](#) obtained approximately 100 cm°C/s (4100 kW/m²) at 400 m. In the Brazil Current, [Müller et al. \[1998\]](#) estimated a southern EHF of -8.1 cm°C/s (332 kW/m²) at a 100 m depth using a series of moorings at 23°S.

In the SAC (Figure 4.4b,c) the magnitudes of both the rotational and the divergent components are compared to the total component but in specific regions of the study domain. The EHF rotational component should be oriented parallel to the isotherms variance and circulate anticyclonically in regions of high variance, as shown in Figure 4.4b between 41°S and 37°S. The divergent EHF component, in contrast, crosses the isotherms variance, as in the region around 44°W and 37°S, where it is more intense. The EHF rotational component is larger than its divergent component on the mean flow axis of the SAC between 40°S and 41°S, where isotherms variance of 4 and 9°C² are present. To the south, far from the axis of the SAC flow, the EHF has its value reduced.

In the BC (Figure 4.5b,c), the divergent and rotational components are more intense around the current axis. In contrast to what was observed by [Jayne and Marotzke \[2002\]](#) and [Bishop et al. \[2013\]](#), the divergent component of the BC EHF is not much smaller than the rotational component on the axis of the current. The results obtained approximate those observed by [CW96](#), where the divergent component is more intense than the rotational component. This

observed intensity difference is related to the linear adjustment to determine the γ factor. The BC had a factor that was approximately 50% relative to that observed in the SAC and by the authors cited in the Kuroshio Current Extension.

4.5.2 Baroclinic conversion

Figure 4.6 shows the baroclinic conversion fields calculated using the total EHF and its divergent and rotational components in the SAC. The gray lines represent the isotherms. Positive values of BCC indicate downgradient eddy heat flux and a baroclinic instability process. The opposite indicates a baroclinic inverse energy cascade process; that is, the mean flow is fed by the eddy field and the vortices are decaying. The SAC study region is characterized by an upgradient EHF, with the EHF pointing north. As the WBCs disengage from the western contour and change direction to the open ocean, closing the Sverdrup circulation, they generate a damped vorticity wave pattern [[Pedlosky, 1987](#)] interspersing positive and negative values from the BCC easterly, as observed by [Kang and Curchitser \[2015\]](#) in the Gulf Stream. The joining of the BC and the Malvinas Current (Brazil-Malvinas Confluence) forms this characteristic pattern, and the SAC analysis domain is located over a region of $BCC < 0$.

The energy conversion rates have a complex distribution and are concentrated on the SAC axis and north of the outflow. To the south of the 8°C isotherm, the baroclinic conversion terms are drastically reduced with the EHF magnitude. The decomposition of the EHF field reveals that the negative BCC values in the western portion of the domain are effectively drawing energy from the eddy field (Figure 4.6b) and feeding the mean flow of the SAC and that this process does not occur in the eastern portion of the domain. To the east of 40°W, the rates of BCC are related to the presence of the rotational EHF, masking the dynamic component BCCd. The values of the BCC and BCCd terms have minima at 200 m of $-1.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $-1.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and maxima of $0.8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $1.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, respectively.

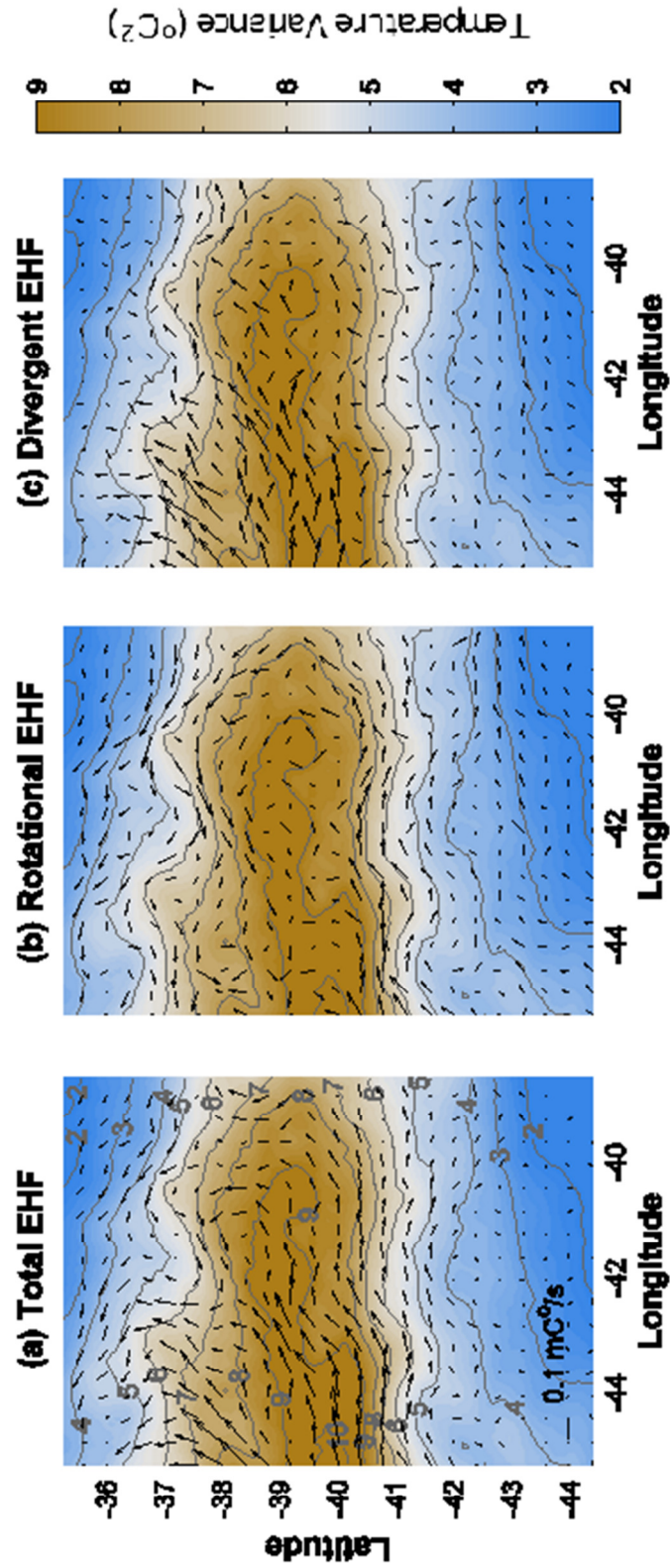


Figure 4.4: Comparison between (a) total, (b) rotational and (c) divergent horizontal eddy heat flux vectors at a 200 m depth in the SAC. Vectors are presented on the temperature variance field ($^{\circ}\text{C}^2$) and the isotherms variance (gray).

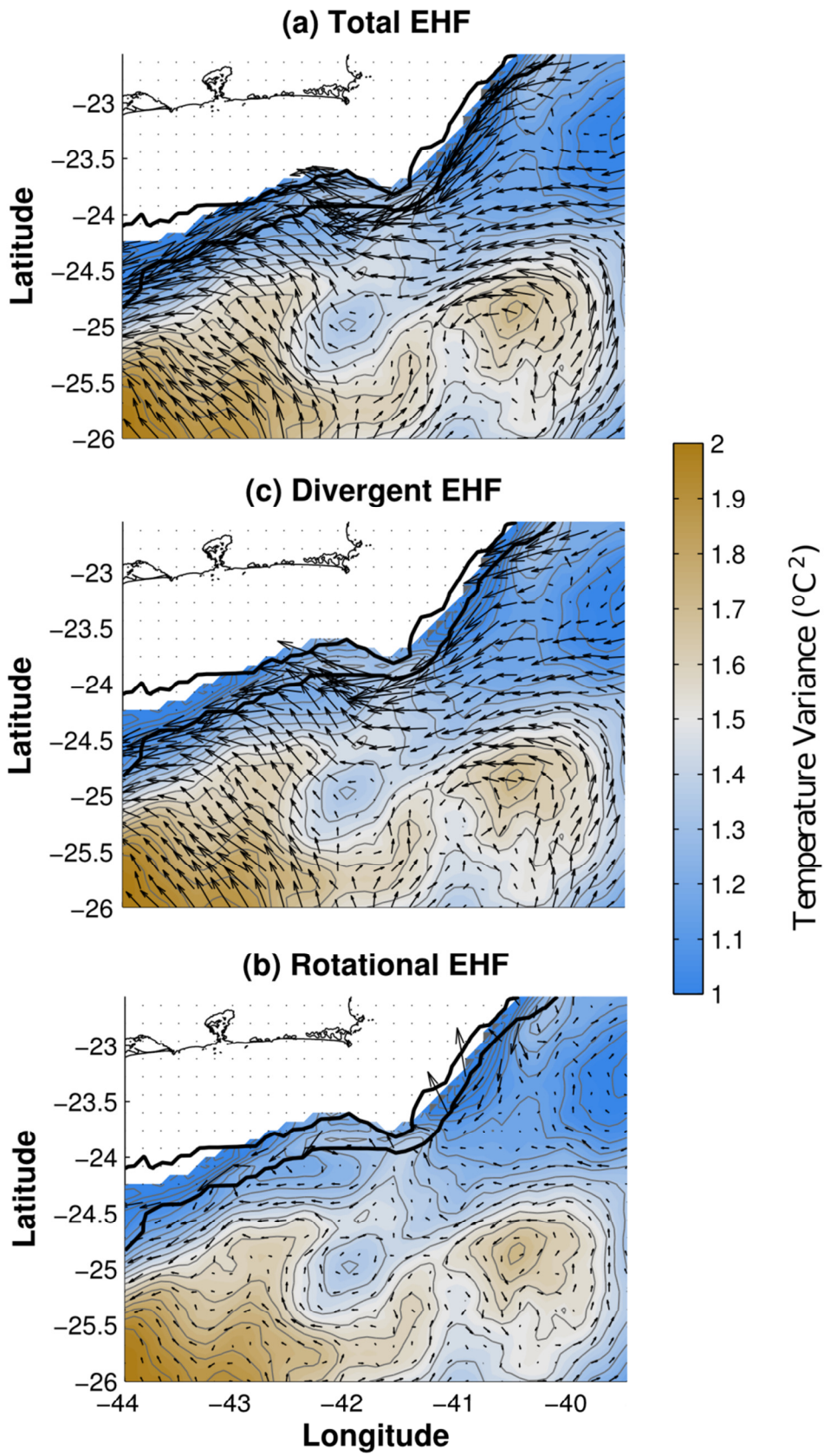


Figure 4.5: Same as Figure 4.4 but for the Brazil Current.

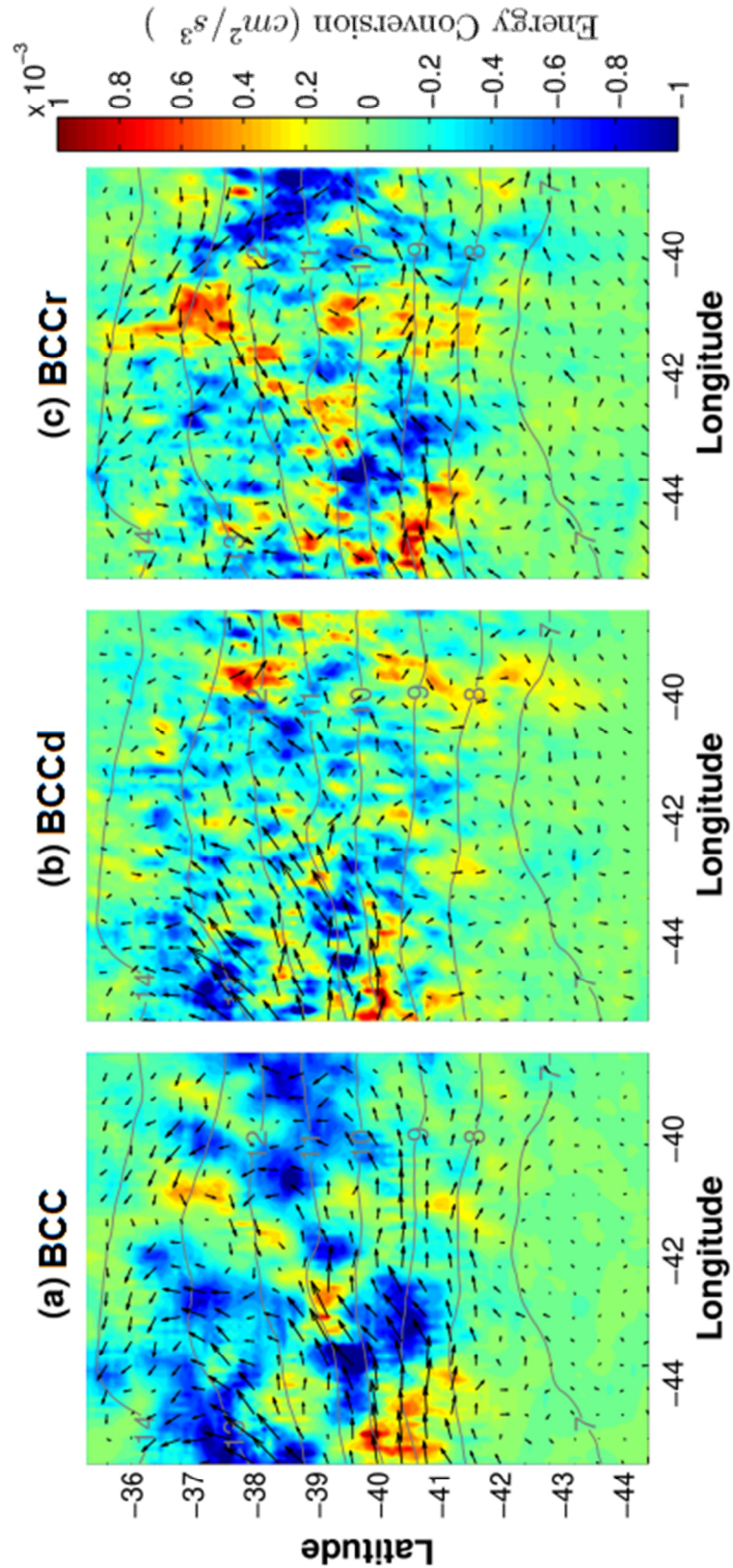


Figure 4.6: Baroclinic conversion term (BCC) in cm^2/s^3 at 200 m for the SAC obtained with the (a) total EHF, (b) divergent component and (c) rotational component. The black vectors represent the horizontal EHF used for the calculation of the BCC. The gray lines represent the isotherms ($^{\circ}\text{C}$).

Figure 4.7 is the same as Figure 4.6 except that it is for the BC. In effect, the total EHF and the divergent component in the BC study region are downgradient in the whole domain. These results indicate that the region is characterized by the formation of mesoscale processes by baroclinic instability, as reported previously [*Silveira et al., 2008; Mano et al., 2009*]. The magnitude difference between the BCCd and BCCr terms indicates that the term $BCC \sim BCCd$ (i.e., the baroclinic conversion term) can be directly measured with the total EHF, which would make little difference to the correct calculation with the divergent component of the EHF. The maximum values of BCC and BCCd in the domain at 200 m depth are $2.32 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ and $2.28 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$, respectively.

The baroclinic conversion rates observed in the BC and SAC agree with values observed in other WBCs. In the Florida Current, *Brooks and Niiler [1977]* obtained $5.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at 150 m. In the Gulf Stream, *Oort [1964]* obtained $-2.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at a depth of 100 m in Onslow Bay, and *Rosby [1987]* obtained $2.9 \pm 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ (average in water column). *Dewar and Bane [1985]* obtained $1.2 \pm 1.73 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ at approximately 250 m, and *CW96* obtained $8.7 \pm 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ for the BCC and $3.7 \pm 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ for the BCCd at 400 m, all after Cape Hatteras. *Bishop et al. [2013]* obtained a maximum of the BCCd of $10.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3$ in the Kuroshio Current.

Figure 4.8 shows the horizontal mean of the BCC terms in the BC and SAC in each study region. In absolute terms, the mean BCCd varied from 48 to 71% in the two study regions, whereas the BCC ranged from 83 to 123%, with an average of 58% and 97% for the SAC (below 250 m) and the BC, respectively. *Bishop et al. [2013]* observed that the BCCd term ranges from 60 to 80% of the BCC in the Kuroshio Current Extension, and *CW96* found a BCCd of approximately 50% of the BCC in the Gulf Stream Extension. Because it is a current more similar to the extensions of the Gulf Currents and Kuroshio, the SAC results agree with the values already observed in the literature for these two currents. However, the calculations in the BC considered region indicate that, on average, the estimates of the baroclinic conversion rates performed with the total component of the EHF essentially coincide with those calculated with its divergent component.

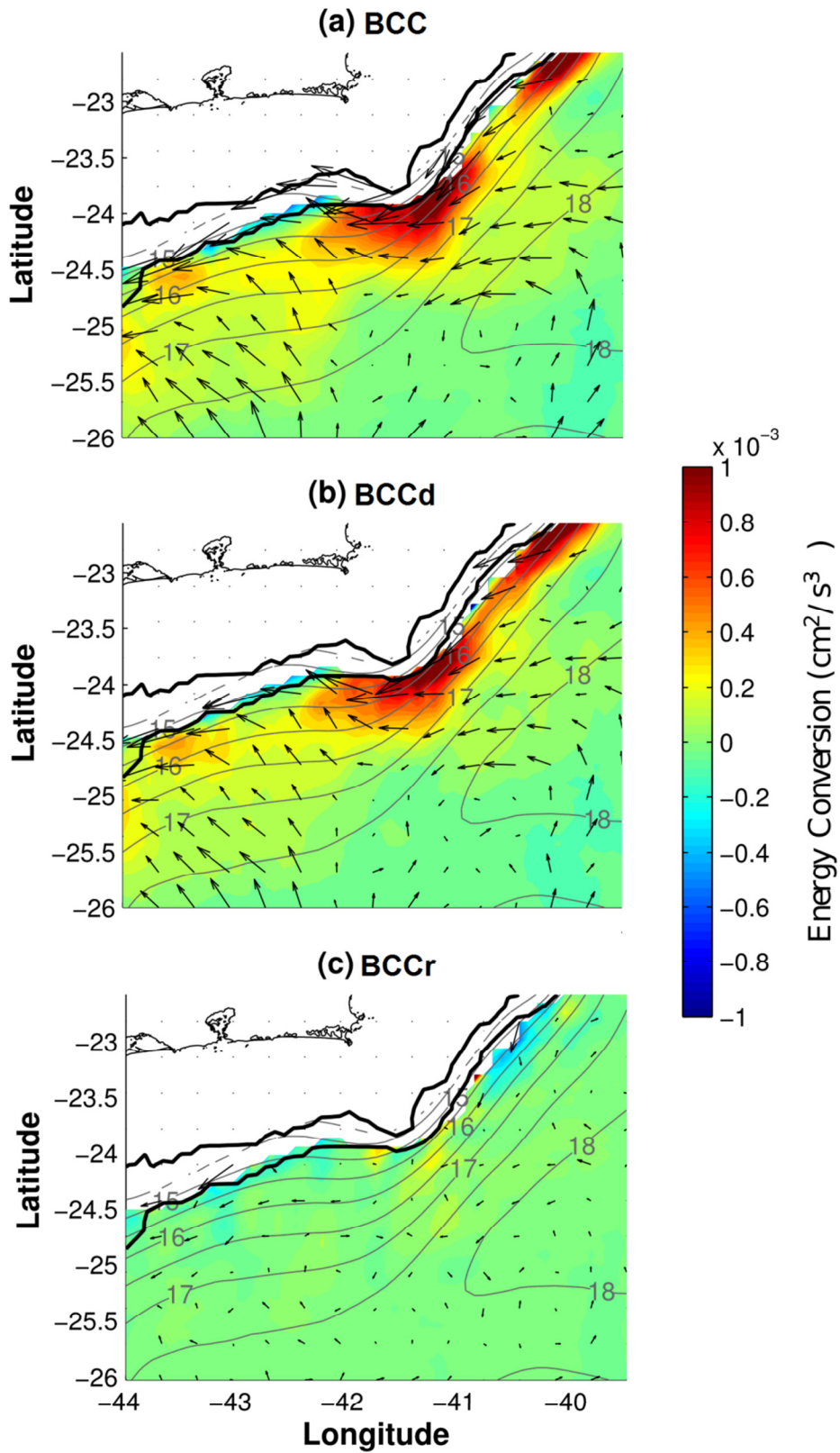


Figure 4.7: Same as Figure 4.6 but for the Brazil Current. The thin black solid line represents the coastline, and the solid black lines in bold represent the 200 and 1000 m isobaths.

The decomposition of the EHF in its divergent and rotational components has been studied extensively, and several methods have been used to establish this decomposition [MS81; Jayne and Marotzke, 2002; Eden *et al.*, 2007; Smith *et al.*, 2008]. To date, works have been successful with this decomposition through the use of CPIES (Current Pressure Inverted Echo-Sounder) [Bishop *et al.*, 2013; Watts *et al.*, 2016]. Bishop *et al.* [2013] showed that the background (barotropic) velocity of the Kuroshio Current was able to cross isotherms, which was related to the divergent EHF component. Bishop and Bryan [2013] succeeded in decomposing the EHF into its divergent and rotational components using data from the POP ocean model (horizontal resolution of $\sim 0.1^\circ$) by applying the same methodology used with CPIES. However, the scenario observed in the Kuroshio Current Extension, or even in the Gulf Stream Extension, is not equivalent to the Brazil Current. The vertical structure of the water column in the BC is 75-80% baroclinic [Silveira *et al.*, 2004], and a background velocity with barotropic characteristic without vertical shear is not evident. This structure makes it impossible to determine an internal and external EHF component, as proposed by the works that used CPIES.

However, the barotropic structure is present in the SAC, and the separation of the velocity field by subtraction of a reference velocity [Bishop *et al.*, 2013; Bishop and Bryan, 2013; Watts *et al.*, 2016] leads to results similar to the decomposition of the mean velocity field along the isotherms. Subtracting a reference velocity at a 3000 m depth yielded $\gamma_{\text{SAC}} = -0.25 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^\circ\text{C}$ (not shown) with respect to $\gamma_{\text{SAC}} = -0.27 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^\circ\text{C}$ (Figure 4.3) using the velocity decomposed along the isotherms (Eq. 4.9). The reference velocity chosen at a 3000 m depth in the SAC has the characteristic of crossing the isotherms, as observed in the background velocities analyzed in the extension of the Kuroshio Current [Bishop *et al.*, 2013] and the Antarctic Circumpolar Current in the Drake Passage [Watts *et al.*, 2016]. Consequently, the mean absolute BCCd for the SAC ranged from 52 to 70% of the BCC for the domain analyzed using $\gamma_{\text{SAC}} = -0.25 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^\circ\text{C}$ (not shown). Thus, it is possible to affirm that the application of the two methodologies does not lead to significant differences in the results and that the fundamental characteristics already observed for the divergent component of the EHF are observed in the SAC.

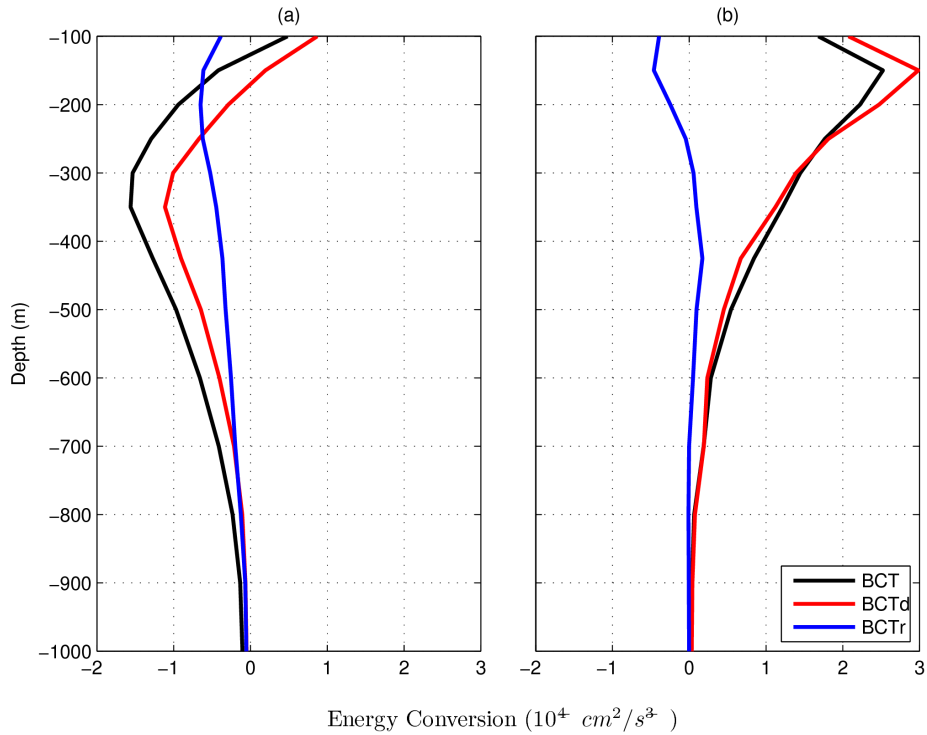


Figure 4.8: Mean vertical profile of the baroclinic conversion term ($10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}^3$) in the (a) SAC and (b) the BC; BCC (black), BCCd (red) and BCCr (blue).

The marked intensity differences between the divergent and rotational components of the EHF in the study region involving the BC must be carefully considered. In spite of being a region with contrasting characteristics relative to the other works that decomposed the divergent and rotational components, the conditions for the application of the MS81 method were satisfied in the dynamically important current depth range (100-500 m). These results highlight the inequalities between the BC dynamics north of the SEC bifurcation and the dynamics of extensions such as the SAC and the Gulf Stream, where the rotational component is of the same order as or greater than the divergent component. The discrepancy between the currents probably relates not only to the structure of the mass field of the flow (e.g., the BC-IWBC system) but also to local factors such as the interaction with bathymetry [Campos *et al.*, 1995]. Quasi-stationary waves were observed in the BC region between 20°S and 23°S [Silveira *et al.*, 2008]. Numerical studies have shown that the presence of topographic features serve as a localized mechanism for favoring unstable processes [Xie *et al.*, 2007]. Abernathey and Cessy [2014] have shown through a quasi-geostrophic analytical model that stationary

topographic waves induced by bathymetry are responsible for an intensification of the temperature gradient around the bathymetric features, providing a local source of potential energy that becomes converted into eddy kinetic energy (i.e., eddies). The intensification of the mean temperature gradient is clear in Figure 4.2b and coincides with one of the regions of higher baroclinic conversion of the BC (Figure 4.7a,b).

4.6. Summary and conclusion

This work investigated the spatial distribution of a divergent horizontal eddy heat flux (EHF) in the Cabo Frio region where it passes the BC and SAC regions (Figure 4.1). Further, this work estimated the proportionality of the baroclinic conversion term using only the divergent component of the EHF relative to the baroclinic conversion term using the total EHF. The divergent component has great dynamic importance in the energy balance of the ocean because it is the EHF component that is related to the formation of mesoscale processes and liquid transport of heat to the poles. Two currents were analyzed: (i) the BC region, a shallow WBC with a predominantly baroclinic characteristic under the influence of the bathymetry orientation change at 23°S, and (ii) the SAC, an approximately zonal free jet that is similar to the extensions of the Gulf Stream and the Kuroshio Current. For this purpose, ten years of HYCOM ocean modeling output with a spatial resolution of 1/12.5° (7-8 km) and five-day averages were used. The EHF decomposition was based on the [MS81](#) method.

The BC and SAC velocity fields were decomposed along the isotherms, and it was observed that the streamlines are approximately parallel to the isotherms in both currents. The linear regression adjustment lines for the BC and SAC presented different angular coefficients γ , with $|\gamma_{CB}| < |\gamma_{SAC}|$. The linear adjustments indicated determination coefficients from 0.93 to 0.98 until a 1000 m depth for the SAC and from 0.67 to 0.85 between 100 m and 500 m for the BC. The BC results were calculated only for these depth ranges.

The total eddy heat fluxes led to a complex spatial distribution; however, the maximum value of the meridional EHF in the SAC was 15 cm°C/s (611 kW/m²) at a 300 m depth at 45°W and -3.3 cm°C/s (-134 kW/m²) at 23°S to

a 200 m depth in the BC. The divergent component of the EHF in the BC was predominantly downgradient, whereas it was upgradient in the SAC. Thus, the EHF indicates the presence of baroclinic instability in the BC and a baroclinic inverse energy cascade in the SAC. In absolute terms, the mean BCCd for the study regions varied from 48 to 71% and from 83 to 123% of the BCC term, with an average of 58% for the SAC (below 250 m) and 97% for the BC.

The magnitude difference between the divergent and rotational EHF of the BC and SAC is attributed to the local characteristics of the BC flow as the vertical structure of the mass field and, in particular, its interaction with the bathymetry.

Capítulo V: Conclusão

Este estudo investigou a interação entre os fluxos médio e turbulento na Corrente do Brasil e Corrente do Atlântico Sul utilizando análise energética. Através da decomposição do fluxo de calor turbulento horizontal em suas componentes divergente e rotacional, este trabalho comparou a proporção entre os termos de conversão baroclínica e conversão baroclínica, onde a primeira é uma corrente que tem forte interação da batimetria e a segunda é um jato livre aproximadamente zonal. Devido à falta de observações *in situ* e dados em subsuperfície que permitam construir os campos de energia no Atlântico Sudoeste, foram utilizados dez anos de uma modelagem numérica do modelo global HYCOM NCODA Reanalysis, com resolução espacial de $1/12,5^\circ$ e médias de cinco dias. Os fluxos de calor turbulentos horizontais foram separados em suas componentes divergente e rotacional através do método de [Marshall and Shutts \[1981\]](#).

Este trabalho reiterou as observações de *Müller et al. [1998]* e *Rocha et al. [2014]* quanto ao espessamento vertical da Corrente do Brasil ao longo do seu trajeto para sul, a qual tem o seu transporte intensificado em aproximadamente dez vezes (de 2 Sv para 19,7 Sv) no trajeto compreendido entre 20°S a 36°S. Este espessamento se deve ao aporte da Corrente de Contorno Intermediária devido à bifurcação da Corrente Sul Equatorial em subsuperfície ocorrer em aproximadamente 27°S. Com relação às interações entre os fluxos médio e turbulento da Corrente do Brasil observou-se que:

- a. As taxas de conversão de energia da Corrente do Brasil apresentaram uma distribuição espacial complexa, porém com intensidade equivalente às Correntes de Contorno Oeste do Hemisfério Norte. Os termos de conversão de energia ficam confinados nos primeiros 700 m da coluna d'água, apesar da corrente ultrapassar os 1000 m ao sul do domínio. O termo de conversão barotrópica é intenso na porção superficial da coluna d'água enquanto os termos de conversão baroclínica e fluxo de calor turbulento vertical são intensos em subsuperfície.
- b. Os campos de energia cinética média e energia cinética turbulenta mantêm o mesmo padrão superficial em subsuperfície, porém com sua intensidade reduzida. A energia cinética turbulenta da Corrente do Brasil varia latitudinalmente no domínio de estudo de 250 cm²/s² a 748 cm²/s² e a energia cinética média de 495 cm²/s² a 2030 cm²/s² com valores maiores nas regiões do Cabo de São Tomé e Cone do Rio Grande.
- c. As regiões de Cabo de São Tomé, Cabo Frio, Cabo de Santa Marta e Cone do Rio Grande apresentam conversões de energia barotrópica e baroclínica. As maiores taxas de conversão de energia no trajeto da Corrente do Brasil estão localizadas sobre as feições batimétricas de Cabo de São Tomé, Cabo Frio e Cone do Rio Grande. O termo CBT variou de -2.95 ± 1.56 a $1.29 \pm 0.47 \times 10^{-3}$ cm²/s³, enquanto CBC variou de -1.48 ± 1.06 a $5.60 \pm 1.71 \times 10^{-3}$ cm²/s³ e VEHF de -2.63 ± 1.94 a $1.27 \pm 1.78 \times 10^{-3}$ cm²/s³.
- d. Ao sul do Cabo de Santa Marta existe uma região com intenso processo de cascata inversa de energia tanto barotrópica quanto baroclínica,

similarmente ao que ocorre após o Charleston Bump no Oceano Atlântico Norte associado à Corrente do Golfo.

- e. O Cone do Rio Grande (33,5°S) é uma região caracterizada por apresentar processos de instabilidade mista. Nesta latitude a energia é drenada da Corrente do Brasil a 150 m de profundidade pelo trabalho dos Tensores de Reynolds sobre o cisalhamento médio da corrente (instabilidade barotrópica) e pelo fluxo de calor turbulento contra o gradiente de temperatura médio a 300-350 m (instabilidade baroclínica).

Estes resultados permitiram concluir que a Corrente do Brasil é marcada por processos de instabilidade mista, barotrópica e baroclínica simultaneamente, com processos de instabilidade baroclínica mais intensos. A integração vertical do termo de conversão barotrópica e termo de conversão baroclínica mostraram um padrão oscilatório provavelmente relacionado à interação com a batimetria. Além disso, a Corrente do Brasil é potencialmente baroclinicamente instável em todo o seu trajeto de 20°S a 36°S e verificou-se através da teoria de instabilidade linear quasi-geostrófica que a Corrente Brasil satisfaz os critérios de instabilidade baroclínica em todo o domínio de estudo.

Com relação à análise dos fluxos de calor turbulentos, observou-se que:

- f. Os fluxos de calor turbulentos totais da Corrente do Atlântico Sul possuem uma distribuição espacial complexa, apresentando locais onde o fluxo de calor turbulento é contrário ao gradiente de temperatura médio (instabilidade baroclínica) e locais onde o fluxo de calor turbulento é a favor do gradiente de temperatura médio, isto é, ocorrência um processo de cascata inversa de energia. O fluxo de calor turbulento meridional máximo na região de análise foi de 15 cm°C/s (611 kW/m²) à 300 m de profundidade em 45°O.
- g. Os fluxos de calor turbulentos da Corrente do Brasil tem orientação predominantemente contra o gradiente de temperatura médio na região de Cabo Frio. O valor máximo do fluxo de calor turbulento meridional observado na região de análise foi de -3,3 cm°C/s (-134 kW/m²) em 23°S a 200 m de profundidade.

- h. As linhas de corrente e isotermas são aproximadamente paralelas tanto na Corrente do Brasil como na Corrente do Atlântico Sul. Os valores do coeficiente angular da reta de regressão linear entre os campos de função corrente e temperatura médio obtidos para as regiões de estudo a 200 m de profundidade foram de $\gamma_{CB} = -0,27 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^\circ \text{ C}$ e $\gamma_{CAS} = -0,13 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^\circ \text{ C}$.
- i. Em termos absolutos, o termo de conversão baroclínica dinâmico da Corrente do Brasil na região de Cabo Frio é aproximadamente igual ao termo de conversão baroclínica. O termo de conversão baroclínica dinâmico médio para as regiões de estudos variaram de 48 a 71% e de 83 a 123% do termo de conversão baroclínica, com uma média de 58% para a Corrente do Atlântico Sul (abaixo de 250 m) e de 97% para a Corrente do Brasil, respectivamente. A diferença de magnitude observada entre os fluxos de calor turbulento divergente e rotacional da Corrente do Brasil e Corrente do Atlântico Sul é atribuída às características locais do escoamento da Corrente do Brasil como a estrutura vertical do campo de massa e, principalmente, à interação com a batimetria.

Isso nos permitiu concluir que, considerando os resultados obtidos apenas em Cabo Frio, a proporção entre os termos de conversão baroclínica e conversão baroclínica dinâmico é diferente em uma Corrente do Contorno Oeste sobre uma feição batimétrica e a extensão da mesma Corrente de Contorno Oeste. A utilização do fluxo de calor turbulento total para estimar o termo de conversão baroclínica na Corrente do Brasil em Cabo Frio não implica em uma superestimação da taxa de conversão de energia, uma vez que o fluxo de calor turbulento total na região é aproximadamente divergente.

Por fim, destaca-se que a metodologia empregada nesta pesquisa possui duas limitações que estão diretamente relacionadas, principalmente, à adoção de duas suposições: (i) o campo de densidade é função somente do campo de temperatura e (ii) o termo de conversão de energia *não-local* foi negligenciado. As duas suposições foram adotadas pelo fato da região de estudo estar em latitude subtropical. Nestas latitudes o campo de densidade é

dominado pelo campo de temperatura [e.g., *Talley et al., 2011*] e as taxas de conversão de energia são predominantemente locais [*Chen et al., 2014*].

5.1 Trabalhos Futuros

Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que o Oceano Atlântico Sul contém diversas lacunas de conhecimento sobre a energética de suas correntes oceânicas e que o transporte de calor turbulento no oceano depende de características locais da circulação. Dessa forma, são sugeridos os seguintes temas para trabalhos futuros que desejem ampliar a pesquisa na área desta tese:

- Analisar a variabilidade temporal das taxas de conversão de energia da Corrente do Brasil;
- Analisar de maneira mais detalhada a influência da batimetria na dinâmica das Correntes de Contorno Oeste, em especial no comportamento de isóbatas, isotermas e linhas de corrente;
- Analisar a intensidade e as características dos fluxos de calor turbulentos divergentes em outras regiões de Correntes de Contorno Oeste e no oceano global.

Referências Bibliográficas

- Arfken, G. B., and H. J. Weber, (2005), *Mathematical methods for physicists*, Elsevier Academic Press, 6^a Edição.
- Assireu, A. T., M. R. Stevenson, and J. L. Stech (2003), Surface circulation and kinetic energy in the SW Atlantic obtained by drifters, *Cont. Shelf Res.*, 23, 145 – 157, doi:10.1016/S0278-4343(02)00190-5.
- Aubernathey, R. and P. Cessi, (2014), Topographic enhancement of eddy efficiency in baroclinic equilibration, *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 2107-2126, doi: 10.1175/JPO-D-14-0014.1.
- Azevedo, J. L. L., L. R. de Oliveira, J. F. de Souza, I. D. Soares, and M. M. Mata (2008), Os Processos de Conversão de Energia no Oceano: Uma Revisão do Diagrama de Lorenz, *Braz. J. Geophys.* 26(2): 153-172.
- Bishop, S. P., and K. A. Donohue (2013), Divergent eddy heat fluxes in the Kuroshio Extension at 143°–149°E, Part I: Mean structure, *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 1533–1550.
- Bishop, S. P., and F. O. Bryan (2013), A Comparison of Mesoscale Eddy Heat Fluxes from Observations and a High-Resolution Ocean Model Simulation of the Kuroshio Extension, *J. Phys. Oceanogr.*, 43, 2563-2570.
- Bleck, R., (2002), An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnal-cartesian coordinates, *Ocean Model.*, 37, 55-88.
- Brooks, I. H., and P. P. Niiler (1977), Energetics of the Florida Current, *J. Mar. Res.*, 35, 163 – 191.
- Brooks, D. A., and J. N. Bane, (1978), Gulf Stream deflection by a bottom feature off Charleston, South Carolina, *Science*, 201(4362), 1225-1226.
- Bryden, H. L. (1979), Poleward heat flux and conversion of available potential energy in Drake Passage, *J. Mar. Res.*, 37,1-22.
- Bryden, H. L. (1982), Sources of eddy energy in the Gulf Stream recirculation region, *J. Mar. Res.*, 40, 1047–1068.
- Campos, E. J. D., J. E. Gonçalves, and Y. Ikeda (1995), Water mass structure and geostrophic circulation in the South Brazil Bight—Summer of 1991, *J. Geophys. Res.*, 100(C9), 253–250.

- 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, doi:10.1029/JC095iC10p17877.
- Chen, R., G. R. Flierl, and C. Wunsch, (2014), A description of local and nonlocal eddy–mean flow interaction in a global eddy permitting state estimate. *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 2336–2352, doi:10.1175/JPO-D-14-0009.1
- Cronin, M., and D. R. Watts (1996), Eddy-mean flow interaction in the Gulf Stream at 68°W, Part I: Eddy energetics, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 2107 – 2130, doi:10.1175/1520-0485(1996)026<2107:EFIITG>2.0.CO;2.
- Cummings, J.A., (2005), Operational multivariate ocean data assimilation. *Quart. J. Royal Met. Soc.*, Part C, 131(613), 3583-3604.
- Cummings, J.A. and O.M. Smedstad (2013), Variational data analysis for the global ocean. In: S.K. Park and L. Xu (Eds.), *Data Assimilation for Atmospheric, Oceanic and Hydrologic Applications Vol. II.*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, doi:10.1007/978-3-642-35088-7_13.
- Cushman-Roisin, B. (1994), *Introduction to geophysical fluid dynamics*, Prentice-Hall, Inc.
- Dewar, W. K., and J. M. Bane (1985), Subsurface energetics of the Gulf Stream near the Charleston Bump, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1771– 1788.
- Dewar, W. K., and J. M. Bane (1989a), Gulf Stream dynamics. Part I: Mean flow dynamics at 73°W, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 1558– 1573.
- Dewar, W. K., and J. M. Bane (1989b), Gulf Stream dynamics. Part II: Eddy energetics at 73°W, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 1574 –1587, doi:10.1175/ 1520-0485(1989)019<1574:GSDPIE>2.0.CO;2.
- Ducet, N., and P. Y. L. Traon (2001), A comparison of surface eddy kinetic energy and Reynolds stresses in the Gulf Stream and the Kuroshio Current systems from merged TOPEX/Poseidon and ERS-1/2 altimetric data, *J. Geophys. Res.*, 106, 16 603–16 622, doi:10.1029/2000JC000205.
- Eden, C., R. J. Greatbatch, and D. Olbers (2007), Interpreting eddy fluxes, *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 1282-1296.
- Fernandes, A. M., I. C. Silveira, L. Calado, E. J. Campos, and A. M. Paiva (2009), A two-layer approximation to the Brazil Current intermediate western boundary current system between 20°S and 28°S, *Ocean Model.*, 29(2), 154–158, doi:10.1016/j.ocemod.2009.03.008.

- Ferrari, R. and C. Wunsch (2009), Ocean circulation kinetic energy: reservoirs, sources and sinks, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 41, 253-282.
- Ferrari, R. and D. Ferreira (2011), What processes drive the ocean heat transport?, *Ocean Model.*, 38, 171-186.
- Fox-Kemper, B., R. Ferrari, and J. Pedlosky (2003), On the indeterminacy of rotational and divergent eddy heat fluxes, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 478-483.
- Francisco, C. P. F., I. C. A. Silveira, and E. J. Campos (2011), Dynamics of the Brazil-Malvinas Confluence: Energy conversions, *Journal of Physics: Conference Series*, 285, doi:10.1088/1742-6596/285/1/012045.
- Gabioux, M., V. S. Costa, J. M. A. C. Souza, B. F. Oliveira, and A. M. Paiva (2013), Modeling the South Atlantic Ocean from medium to high-resolution., *Braz. J. Geophys.* 31(2): 229-242.
- 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 Res.*, 21, 499-528.
- Gill, A. E., (1982), *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, Inc. San Diego, California.
- Gordon, A. L., and C. H. Greengrove, (1986) Geostrophic circulation of the Brazil-Falkland confluence. *Deep-Sea Res.*, 33(5), 573-585.
- Greatbach, X. Zhai, M. Claus, L. Czeschel W., and Rath (2010), Transport driven by eddy momentum fluxes in the Gulf Stream Extension region, *Geophys. Res. Lett.*, 37, L24401, doi:10.1029/2010GL045473.
- Grodsky, S. A., J. A. Carton, C. Provost, J. Servain, J. A. Lorenzetti, and M. J. McPhaden (2005), Tropical instability waves at 0°N, 23°W in the Atlantic: A case study using Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA) mooring data, *J. Geophys. Res.*, 110, C08010, doi: 10.1029/2005JC002941.
- Gula, J. M., J. M. Molemaker, and J. C. McWilliam (2015), Gulf Stream dynamics along southeastern U.S. seaboard, *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 690-715.
- Hall, M. M. (1986) Assessing the energetics and dynamics for the Gulf Stream at 68°W from moored current measurements. *J. Mar. Res.*, 44, 423-433.
- Hall, M., (1991), Energetics of the Kuroshio Extension at 358N, 1528E, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 958–975.

- Hood, C. A., and J. M. Bane (1983), Subsurface energetics of the Gulf Stream cyclonic frontal zone off Onslow Bay, North Carolina, *J. Geophys. Res.*, 88, 4651–4662, doi:10.1029/JC088iC08p04651.
- Hughes, C. W. (2000), A theoretical reason to expect inviscid western boundary currents in realistic oceans, *Ocean Model.*, 2, 73-83.
- Hughes, C. W., and B. A. Cuevas (2001), Why western boundary currents in realistic oceans are inviscid: a link between form stress and bottom pressure torques, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 2871-2885.
- Jayne, S. R. and J. Marotzke (2002), The Oceanic Eddy Heat Transport, *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 3328–3345.
- Johns, W. E. (1988), One-dimensional baroclinically unstable waves on the Gulf Stream potential vorticity gradient near Cape Hatteras, *Dyn. Atmos. Oceans*, 11, 323–350.
- Kang, D., and E. Curchitser (2015), Energetics of eddy-mean flow interaction in the Gulf Stream region, *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 1103-1120.
- Kundu, P. K., I. M. Cohen and D. R. Dowling (2012), Fluid Mechanics, Fifth Edition. ISBN: 978-0-12-382100-3.
- Lima, M. O., M. Cirano, M. M. Mata, M. Goes, M. Goni, M. Baringer (2016), An assessment of the Brazil Current baroclinic structure and variability near 22° S in Distinct Ocean Forecasting and Analysis Systems, *Ocean Dynamics*, doi:10.1007/s10236-016-0959-6.
- Lorenz, E. (1955), Available Potential Energy and Maintenance of the General Circulation, *Tellus*, 7: 157–167.
- Mano, M. F., A. M. Paiva, A. R. Torres Jr., and A. L. G. A. Coutinho (2009), Energy flux to a cyclonic eddy off Cabo Frio, Brazil, *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 2999–3010, doi:10.1175/2009JPO4026.1.
- Mascarenhas Jr., A. S., L. B. Miranda, N. J. Rock, (1971) A study of oceanographic conditions in the region of Cabo Frio. In Costlow, J. D., ed. Fertility of the sea, New York, Gordon and Breach, 1, 285-308.
- Mata, M., S. Wiffels, J. Church, and M. Tomczak (2006), Eddy Shedding and energy conversions in the East Australian Current, *J. Geophys. Res.*, 111(C09034), 1-18, doi: 10.1029/2006JC003592.
- Marshall, J., and G. Shutts (1981), A note on rotational and divergent eddy fluxes, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1677–1679.

- Miller, J. L., and T. N. Lee, (1995a) Gulf Stream meanders in the South Atlantic Bight 1. Scaling and energetics, *J. Geophys. Res.*, 100(C4), 6687-6704.
- Miller, J. L., and T. N. Lee, (1995b) Gulf Stream meanders in the South Atlantic Bight 2. Momentum Balances, *J. Geophys. Res.*, 100(C4), 6705-6723.
- Müller, T. J., Y. Ikeda, N. Zangenber, and L. V. Nonato (1998), Direct measurements of western boundary currents off Brazil between 20°S and 28°S, *J. Geophys. Res.*, 103 (C3), 5429–5437.
- Nikurashin, M., G. K. Vallis and A. Adcroft, (2013), Routes to energy dissipation for geostrophic flows in the Southern Ocean, *Nature Geosci.*, 6, 48-51.
- Nishida, H., and W. White (1981), Horizontal Eddy Fluxes of Momentum and Kinetic Energy in the Near-Surface of the Kuroshio Extension, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 160-170.
- Oliveira, L. R., A. R. Piola, M. M. Mata, and I. D. Soares (2009), Brazil Current surface circulation and energetics observed from drifting buoys, *J. Geophys. Res.*, 114, C10006, doi:10.1029/2008JC004900.
- Oort, A. H., (1964), Computations of the eddy heat and density transports across the Gulf Stream, *Tellus*, 16, 55-63.
- Orlanski, I., (1969), The influence of bottom topography on the stability of jets in a baroclinic fluid, *J. Atmos. Sci.*, 26, 1216–1232.
- Orlanski, I., and M. D. Cox (1973), Baroclinic instability in the ocean currents, *Geophysical Fluid Dynamics*, Vol. 4, 297-332.
- Pedlosky, J. (1987), *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer study ed., Springer, New York.
- Peterson, R. G., and D. Stramma (1991), Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean, *Prog. Oceanog.*, 26, 1-73.
- Piola, A. R., H. A. Figueroa, and A. Bianchi (1987), Some aspects of the surface circulation of 20°S revealed by first GARP global experiment drifters, *J. Geophys. Res.*, 92 (C5), 5101–5114.
- Rocha, C. B., I. C. A. Silveira, B. M. Castro, and J. A. M. Lima (2014), Vertical structure, energetics, and dynamics of the Brazil Current System at 22°S–28°S, *J. Geophys. Res.*, 119, 52-69, doi:10.1002/2013JC009143.
- Rodrigues, R. R., L. M. Rothstein, and M. Wimbush (2006), Seasonal Variability of South Equatorial Current Bifurcation in the Atlantic Ocean: A Numerical Study, *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 16-30.

- Rosby, T. (1987), On the energetics of the Gulf stream at 73°W, *J. Mar. Res.*, 45, 59 – 82, doi:10.1357/002224087788400918.
- 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, doi:10.1175/1520-0485(2000)030<3050:EVAEFD>2.0.CO;2.
- Samelson, R. M., (2011) The theory of large-scale ocean circulation, Cambridge University Press, New York.
- Sato, R. M. (2014), O meandramento ciclônico da Corrente do Brasil ao largo do Cabo de Santa Marta (~28,5°S), Dissertação de mestrado – USP.
- Sato, R. M., I. C. A. Silveira, W. C. Belo, and O. O. Moller (2014), Brazil Current's propagating cyclonic meanders off Cape Santa Marta (28,5°S), Ocean Sciences Meeting – 23-28 February 2014 – Honolulu, Hawaii, USA – Poster.
- Schmid, C., H. Schäfer, G. Podestá, and W. Zenk (1995), The Vitória eddy and its relation to the Brazil Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2532-2546.
- Schmitz, W. J., and P. P. Niiler, (1969), A note on the kinetic energy exchange between fluctuations and the mean flow in the surface layer of the Florida Current, *Tellus*, 11, 814-819.
- Scot, R. B., and F. Wang (2005), Direct Evidence of an Oceanic Inverse Kinetic Energy Cascade from Satellite Altimetry, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 1650-1666, doi: <http://dx.doi.org/10.1175/JPO2771.1>.
- Silveira, I. C. A., L. B. Miranda, and W. S. Brown (1994), On the origins of the North Brazil Current, *J. Geophys. Res.*, 99, C11, 22501-22512.
- Silveira, I. C. A., A. C. K. Schmidt, E. J. D. Campos, S. S. Godoi, and Y. Ikeda (2000), A Corrente do Brasil ao Largo da Costa Leste brasileira, *Rev. Bras. Oceanogr.*, 48(2), 171–183.
- Silveira, I. C. A., L. Calado, B. M. Castro, M. Cirano, J. A. M. Lima, and A. D. S. Mascarenhas (2004), On the baroclinic structure of the Brazil Current intermediate western boundary current system at 22°-23°S, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L14308, doi:10.1029/2004GL020036.
- Silveira, I. C. A., J. A. M. Lima, A. C. K. Schmidt, W. Ceccopieri, A. Sartori, C. P. F. Franscisco, and R. F. C. Fontes (2008), Is the meander growth in the

- Brazil Current system off southeast Brazil due to baroclinic instability?, *Dyn. Atmos. Oceans*, 45, 187 – 207, doi:10.1016/j.dynatmoce. 2008.01.002.
- Smith, J. R. (2008), Vorticity and divergence of surface velocities near shore, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 1450-1468.
- Soutelino, R. G., (2008) A origem da Corrente do Brasil, Dissertação de mestrado – USP.
- Soutelino, R. G., A. Gangopadhyay and I. C. A. da Silveira, (2013) The roles of vertical shear and topography on the eddy formation near the site of origin of the Brazil Current. *Cont. Shelf. Res.*, 70, 46-60, doi: <https://doi.org/10.1016/j.csr.2013.10.001>.
- Stammer, D. (1997), Global Characteristics of Ocean Variability Estimated from Regional TOPEX/POSEIDON Altimeter Measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1743–1769.
- Stommel, H. (1965), The Gulf Stream: a physical and dynamical description. Berkley, University of California Press, 248p.
- Stramma, D., and R. G. Peterson (1989), The South Atlantic Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 846-859.
- Stramma, L. (1991), Geostrophic transport of South Equatorial Current in the Atlantic, *J. Mar. Research*. 4, 281-294.
- Stramma, D., and M. England, (1999) On the water masses and mean circulation of the South Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 104(C9), 20863-20883.
- Talley, L. D., Pickard, G. L., Emery, W. J. and Swift, J. H., (2011), *Descriptive Physical Oceanography*, Sixth Edition, Elsevier.
- Thoppil, P. G., J. G. Richman, and P. J. Hogan (2011), Energetics of a global ocean circulation model compared to observations, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L15607, doi:10.1029/2011GL048347.
- Von Storch, J., C. Eden, I. Fast, H. Haak, D. Hernandez-Deckers, E. Maier-Reimer, J. Marotzke, and D. Stammer (2012), An estimate of the Lorenz energy cycle for the world ocean based on the 1^o/10 STORM/NCEP simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 42, 2185–2205, doi: 10.1175/JPO-D-12-079.1.

- Xie, L., X. Liu, and L. Pietrafesa (2007), Effect of bathymetric Curvature on Gulf Stream variability in the vicinity of the Charleston Bump, *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 452-475, doi:10.1175/JPO2995.1.
- Walkden, G. J., K. J. Heywood, and D. P. Stevens (2008), Eddy heat fluxes from direct current measurements of the Antarctic Polar Front in Shag Rocks Passage, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L06602, doi:10.1029/2007GL032767.
- Waterman, S. and S. R. Jayne (2011), Eddy-mean flow interactions in the along-stream development of a western boundary current jet: an idealized model study. *J. Phys. Oceanogr.*, 41, 682-707, doi: 10.1175/2010JPO4477.1.
- Watts, R. D., K. L. Tracey, and K. A. Donohue (2016), Estimates of eddy heat flux crossing the Antarctic Circumpolar Current from observations in Drake Passage, *J. Phys. Oceanog.*, .doi: <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-16-0029.1>
- Webster, F., (1961), The effect of meanders on the kinetic energy balance of the Gulf Stream, *Tellus*, 13, 392–401, doi:10.1111/j.2153-3490.1961.tb00100.x.
- Webster, F. (1965), Measurements of eddy fluxes of momentum in the surface layer of the Gulf Stream. *Tellus*, 17, 239–245.
- Wilkin, J. L., and 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.*, 99(C4), 7903–7916, doi: 10.1029/93JC03505
- Wunsch, C. (1999), Where do ocean eddy heat fluxes matter?, *J. Geophys. Res.*, 104, C6, 13235-13249.