

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

Ondas Atmosféricas Equatorialmente Confinadas e Eventos de Seca na Região Nordeste
do Brasil

Fabíola de Souza Silva

Dissertação apresentada ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
para obtenção do título de Mestre em Ciências

Área: Meteorologia

Orientador:

Prof. Dr. Carlos Frederico Mendonça Raupp

São Paulo, Abril de 2013

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Carlos Frederico Mendonça Raupp, pela excelente orientação, sempre paciente e encorajador diante das dificuldades encontradas no desenvolvimento desta pesquisa. Agradeço-lhe por todo o tempo disponibilizado, bem como pelos conhecimentos a mim proporcionados, e parablenizo-o pelo comprometimento, competência e entusiasmo dedicados a este trabalho.

Aos professores do Departamento de Ciências Atmosféricas do IAG-USP, pela contribuição na obtenção e aprimoramento dos conhecimentos necessários para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos técnicos de informática e analistas de sistema do Departamento de Ciências Atmosféricas do IAG-USP, pelo suporte técnico durante o desenvolvimento desta pesquisa.

As secretárias da Pós-graduação do Departamento de Ciências Atmosféricas do IAG-USP, pelo apoio durante o desenvolvimento desta pesquisa.

Aos novos e velhos amigos, excelentes companheiros de turma, que direto ou indiretamente contribuíram em minha formação acadêmica. Os levarei para sempre em minha vida.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo apoio financeiro durante a realização desta pesquisa.

Agradeço aos meus pais, Nazarete e Heleno Lídio, por todo o carinho, ensinamentos e dedicação na minha educação, bem como pela compreensão dos momentos em que não pude estar presente.

À minha família por todo apoio recebido em todo o processo de minha formação acadêmica, desde a graduação até o mestrado.

ÍNDICE

RESUMO	vi
ABSTRACT	vii
LISTA DE FIGURAS	viii
CAPÍTULO 1	1
1. Introdução	1
1.1. Variações sazonal, sinótica e diurna do clima do NEB.....	1
1.2. Escala planetária e variações climáticas no NEB.....	3
1.2.1. El Nino/Oscilação Sul (ENOS)	4
1.2.2. Dipolo do Atlântico.....	7
1.2.3. Ocorrência simultânea do dipolo do Atlântico Tropical e do fenômeno ENOS	9
1.3. Objetivos específicos do trabalho e organização do texto.....	11
CAPÍTULO 2.....	13
2. Ondas equatorialmente confinadas.....	13
2.1. Teoria linear	13
2.2. Teoria não linear.....	16
CAPÍTULO 3.....	18
3. Metodologia	18
3.1. Sistema de equações.....	18
3.2. Solução do sistema de equações.....	21
3.3. Função forçante	24
CAPÍTULO 4.....	27
4. Resultados	27
4.1. Partição da energia	27
4.2. Análise da solução numérica no espaço físico	33
4.2.1. Forçante ENOS	33
4.2.1.1. El Nino	33
4.2.1.2. La Nina.....	36
4.2.2. Dipolo do Atlântico.....	37
4.2.3. Dipolo do Atlântico imerso no campo básico gerado pelo El Nino.....	41
4.2.4. Dipolo do Atlântico imerso no campo básico gerado pela La Nina.....	45
CAPÍTULO 5.....	49

5.1. Sumário e conclusões	49
5.2. Sugestões para trabalhos futuros	51
References Bibliográficas	53

RESUMO

Neste trabalho o impacto das anomalias de TSM no Pacífico Tropical Leste e no Atlântico Tropical no estabelecimento de padrões de circulação atmosférica favoráveis a eventos anômalos de precipitação no NEB é analisado sob a ótica das ondas equatoriais, utilizando o modelo de equações da água rasa não-linear com a aproximação do plano beta-equatorial para um estado básico em repouso, forçado por fontes de massa prescritas representativas das anomalias de TSM do Pacífico Tropical Leste (El Nino/La Nina) e Atlântico Tropical (dipolo do Atlântico).

Do ponto de vista energético, os resultados indicam que a manifestação e dominância dos modos equatoriais está intimamente relacionada à estrutura espacial, bem como à variação temporal da forçante. Além disso, foram analisadas as contribuições de cada tipo de onda no estabelecimento do padrão de circulação sobre a região Nordeste do Brasil em resposta às forçantes responsáveis por anomalias de precipitação sobre esta região. Também foram analisadas as contribuições de efeitos não lineares bem como da interação das ondas com o escoamento básico produzido por fontes de massa estacionárias no estabelecimento do padrão de circulação inibidor da precipitação sobre o NEB. Os resultados das simulações numéricas com a forçante prescrita no campo da massa representativa do fenômeno El Nino/La Nina destacam a importância das ondas Kelvin excitadas por esta forçante no estabelecimento de padrões atmosféricos responsáveis por anomalias de precipitação sobre o NEB. A análise dos efeitos não lineares da resposta do modelo à forçante do dipolo do Atlântico destaca que há uma maior propagação inter-hemisférica da energia gerada pelo aquecimento no Atlântico Tropical Norte, que por sua vez tende a intensificar o padrão do escoamento responsável por eventos anômalos de seca na região norte do NEB. Os resultados numéricos também indicam que, na presença de um campo básico gerado pela resposta não-linear estacionária à forçante do El Nino a resposta não-linear do modelo à forçante do dipolo do Atlântico mostra-se mais significativa sobre o setor do Atlântico e com um significativo impacto sobre o setor norte do continente africano, apresentando um impacto reduzido sobre a América do Sul. Na presença de um campo básico gerado pela resposta não-linear estacionária à forçante referente à La Nina, a resposta não-linear do modelo à forçante do dipolo do Atlântico mostra um maior impacto sobre a América do Sul.

ABSTRACT

The impact of SST anomalies in the eastern tropical Pacific and Atlantic Tropical oceans on the establishment of atmospheric circulation patterns conducive to anomalous precipitation events in the NEB is analyzed here from the perspective of the equatorial wave theory, using the non-linear equatorial beta-plane shallow water model equations for a basic state at rest, forced by prescribed mass sources representing SST anomalies in the eastern tropical Pacific (El Nino / La Nina) and Tropical Atlantic (Atlantic dipole).

From an energy perspective, the results indicate that the dominance of equatorial wave modes is closely related to the spatial structure and the temporal variation of the forcing. In addition, we analyzed the contribution of each type of wave in establishing the circulation pattern over the Northeast region of Brazil in response to forcings responsible for precipitation anomalies over this region. We also analyzed the contributions of nonlinear effects and the interaction of the waves with the basic flow produced by stationary sources in establishing the mass circulation pattern inhibitor of rainfall over NEB. The results of numerical simulations with a prescribed forcing in the mass field representative of the El Nino / La Nina phenomena highlight the importance of Kelvin waves excited by this forcing in setting circulation patterns accounting for atmospheric precipitation anomalies over NEB. The analysis of the nonlinear effects associated with the model response to Atlantic dipole forcing points out that there is a larger interhemispheric propagation of the energy generated by heating in the tropical north Atlantic, which in turn tends to intensify the flow pattern responsible for anomalous events of drought in northern NEB. The numerical results also indicate that, in the presence of a basic state generated by the stationary nonlinear response to El Nino forcing, the nonlinear response of the model to the forcing of the Atlantic dipole shows the most significant impact on the Atlantic sector and a significant impact on the northern sector of the African continent, with little impact on South America. Under the presence of a basic flow generated by the nonlinear response of the model to stationary forcing related to La Nina, the nonlinear response of the model to the forcing of the Atlantic dipole shows a greater impact on South America.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Resumo esquemático do (a) estado médio das células atmosféricas, e (b) da anomalia das células atmosféricas durante a fase madura do El Nino. Fonte: Wang (2002).

Figura 3.1: Curvas de dispersão das ondas equatoriais em função da frequência, ω^* , e do número de onda, k^* . Fonte: Kiladis et al. (2009).

Figura 4.1: Evolução temporal da energia em modos de Kelvin (KW) de Rossby simétrico (SRW) e anti-simétrico (ARW), mista Rossby-gravidade (MRGW), e de gravidade-inercial para oeste (WG) e para leste (EG) referente às forçantes do (a) El Nino, (b) La Nina e (c) dipolo do Atlântico, para o caso não-linear.

Figura 4.2: Evolução temporal da energia em modos de Kelvin (KW), de Rossby simétrico (SRW) e anti-simétrico (ARW), mista Rossby-gravidade (MRGW), e de gravidade-inercial para oeste (WG) e para leste (EG), referente à solução numérica na presença da forçante do El Nino, a partir de $t = 0$, e da forçante do dipolo do Atlântico, a partir de $t = 100$ dias, quando a resposta à forçante do El Nino já atingiu o estado estacionário. O painel (a) refere-se à simulação linear, enquanto o painel (b) refere-se à simulação não-linear.

Figura 4.3: Similar à Fig. 4.2, mas para a forçante da La Nina.

Figura 4.4: Distribuição espacial do campo do vento e do geopotencial referente à solução numérica linear em (a) $t = 1$ dia e em (b) $t = 6$ dias e a solução não-linear em (c) $t = 1$ dia e em (d) $t = 6$ dias com a forçante estacionária representativa do El Nino. Os campos do vento e do geopotencial são dados em $m s^{-1}$ e $m^2 s^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $h = 250m$.

Figura 4.5: Distribuição espacial do campo do vento e do geopotencial referente à solução numérica linear em (a) $t = 1$ dia e em (b) $t = 6$ dias e à solução numérica não-linear em (c) $t = 1$ dia e em (d) $t = 6$ dias com a forçante estacionária representativa da La Nina. Os campos do vento e do geopotencial são dados em $m s^{-1}$ e $m^2 s^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $h = 250m$.

Figura 4.6: Distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referente à solução numérica linear em (a) $t = 1$ dia e (b) $t = 100$ dias e à solução não linear em (c) $t = 1$ dia e (d) $t = 100$ dias, com a forçante estacionária representativa do dipolo do Atlântico. Os campos do vento e do geopotencial são dados em $m s^{-1}$ e $m^2 s^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $h = 250m$.

Figura 4.7: Distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referentes às respostas linear (a) e não-linear (c) estacionárias à forçante do El Nino, bem como referentes às respostas estacionárias linear (b) e não-linear (d) à forçante do dipolo do Atlântico. Na solução numérica referente à Fig. 4.2a, a resposta linear à forçante do dipolo do Atlântico no painel (b) se superpõe à resposta representada no painel (a), enquanto na solução numérica referente à Fig. 4.2b, a resposta não-linear à forçante do dipolo do Atlântico ilustrada em (b) está imersa no campo básico representado no painel (c). Os campos do vento e do geopotencial são dados em $m s^{-1}$ e $m^2 s^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $h = 250m$.

Figura 4.8: Distribuição espacial do campo da vorticidade relativa referente à resposta estacionária não-linear à forçante do dipolo do Atlântico imerso no campo básico gerado pela resposta estacionária não-linear à forçante do El Nino. O campo da vorticidade foi multiplicado por 10^6 .

Figura 4.9: Distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referentes às respostas linear (a) e não-linear (c) estacionárias à forçante da La Nina, bem como referentes às respostas estacionárias linear (b) e não-linear (d) à forçante do dipolo do Atlântico. Na solução numérica referente à Fig. 4.3a, a resposta linear à forçante do dipolo do Atlântico no painel (b) se superpõe à resposta representada no painel (a), enquanto na solução numérica referente à Fig. 4.3b, a resposta não-linear à forçante do dipolo do Atlântico ilustrada em (b) está imersa no campo básico representado no painel (c). Os campos do vento e do geopotencial são dados em $m s^{-1}$ e $m^2 s^{-2}$, respectivamente.

Figura 4.10: Distribuição espacial do campo da perturbação da vorticidade relativa referente à resposta estacionária não-linear à forçante do dipolo do Atlântico imersa no campo básico gerado pela resposta estacionária não-linear à forçante da La Nina. O campo da vorticidade é dado em 10^{-6} s^{-1} .

CAPÍTULO 1

1. Introdução

A variabilidade interanual da precipitação na região Nordeste do Brasil (NEB) constitui um dos grandes desafios da meteorologia devido a influencia de fenômenos atmosféricos nas mais diversas escalas espaciais e temporais. Embora localizada na região equatorial, mais precisamente entre as latitudes de 1° e $18^{\circ} 30' S$ e $34^{\circ} 20'$ e $48^{\circ} 30'$ de longitude oeste do meridiano de Greenwich (SUDENE, 2012), o NEB possui um clima bastante particular. A distribuição da chuva na região é bastante não-homogênea, apresentando uma média pluviométrica abaixo da média pluviométrica equatorial (KOUSKY e CHU, 1978), variando entre 1800 mm na costa leste a 400 mm na região central (SILVA, 2004).

Além da não-homogeneidade do regime pluviométrico no NEB, outro fator marcante com relação ao clima desta região é a existência de uma região semiárida (conhecida como polígono das secas), que apresenta precipitação média anual abaixo de 600 mm (MOURA e SHUKLA, 1981; SILVA, 2004). Com efeito, NEB apresenta o ciclo anual da precipitação caracterizado pela estação úmida compreendida entre os meses de Novembro a Abril, e a estação seca compreendendo os meses restantes do ano (MOSCATI et al., 2007). No entanto, o período que apresenta os maiores totais pluviométricos na região do semiárido do NEB é bastante curto, resumindo-se aos meses de Março e Abril (HASTENRATH, 2012). Dada à existência desta região de clima semiárido, a ocorrência de eventos anômalos de seca no NEB possui grande impacto socioeconômico em toda a região Nordeste, em especial sobre o Semiárido, levando a um interesse de pesquisadores, sobretudo dos meteorologistas, no monitoramento climático dessa região, buscando o conhecimento detalhado das condições atmosféricas, bem como dos mecanismos dinâmicos referentes aos fenômenos oceânico-atmosféricos contribuintes para as variações climáticas observadas no NEB.

1.1. Variações sazonal, sinótica e diurna do clima do NEB

A região Nordeste do Brasil (NEB) apresenta uma considerável variedade de fenômenos atmosféricos precipitantes, que contribuem para os totais pluviométricos da região.

Molion e Bernarde (2002) apresentaram uma revisão sobre os mecanismos dinâmicos responsáveis pela variabilidade da precipitação sobre o NEB. De acordo com estes autores, a precipitação no NEB é produzida por mecanismos de grande escala, responsáveis por cerca de 30% a 80% da precipitação observada, e mecanismos de meso e microescala. Dentre os mecanismos de grande escala, os autores destacaram a Zona de Convergência Intertropical (ZCIT), principal contribuinte da precipitação sobre as regiões norte e central do NEB, ocorrendo em termos médios climatológicos de forma mais intensa e regular entre os meses de Fevereiro a Abril, período no qual a ZCIT situa-se na posição mais ao sul do seu ciclo sazonal; e sistemas frontais atuantes no sul e no leste do Nordeste, ocorrendo com mais frequência no inverno do Hemisfério Sul, além de perturbações de escala sinótica no campo dos ventos Alísios em resposta a entrada de sistemas frontais em latitudes baixas, que através da convergência dos ventos de sul associados aos sistemas frontais, com os ventos de leste, provocam perturbações conhecidas como Distúrbios Ondulatórios de Leste (DOL). Segundo Silva (2011), a ocorrência desses eventos também está relacionada à confluência dos ventos Alísios de nordeste e sudeste, bem como do aprofundamento para baixos níveis de uma baixa fria ou Vórtice Ciclônico de Altos Níveis (VCAN) na alta troposfera, propagando-se para oeste. Através de um estudo detalhado da estrutura e ocorrência dos DOLs, utilizando dados do Global Precipitation Climatology Project (GPCP) e do satélite Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) para o período de 2006 a 2010, Silva (2011) constatou que os DOLs apresentam considerável contribuição na precipitação do setor leste do Nordeste, explicando mais de 50% da precipitação observada entre os estados de Alagoas e Rio Grande do Norte durante o período chuvoso da região. Como mecanismos de mesoescala, Molion e Bernarde (2002) destacam os complexos convectivos e as brisas marítimas e terrestres, enquanto circulações orográficas e pequenas células convectivas foram destacadas como os fenômenos de microescala. Estes sistemas também foram destacados por Reboita et al. (2010) como os principais sistemas precipitantes na região do NEB ao apresentar uma revisão sobre os regimes de precipitação na América do Sul.

Outro sistema atmosférico que contribui para os totais pluviométricos do NEB são os Vórtices Ciclônicos em Altos Níveis (VCAN) (FERREIRA, 2005). A formação dos VCANs é induzida pelo aquecimento devido à liberação de calor latente relacionado à precipitação na Amazônia, que induz na alta troposfera a formação da alta da Bolívia ligeiramente alongada para oeste da região do aquecimento e a consequente formação do VCAN sobre a região do NEB e regiões oceânicas adjacentes através da conservação da vorticidade absoluta (GAN e KOUSKY, 1986; RAMIREZ, 1996).

Drumond et al. (2010) analisam as principais fontes de umidade que afetam o NEB durante sua pré-estação e estação chuvosa. Usando o método lagrangeano, que é baseado no cálculo da trajetória com um modelo de dispersão de partículas, os autores destacam que embora a principal fonte de umidade para o NEB seja a ITCZ, boa parte da umidade também é proveniente do Atlântico Sul. Tal fato reafirma a necessidade de averiguar como se dá a interação oceano-atmosfera que provoca mudanças na configuração dos movimentos atmosféricos propícios ao desencadeamento de eventos extremos de precipitação na região.

1.2. Escala planetária e variações climáticas no NEB

A convecção na região equatorial é controlada pela circulação geral da atmosfera, resultante da interação entre as superfícies continental e oceânica, e a atmosfera, onde a resposta atmosférica é quase instantânea ao estabelecimento de anomalias de temperatura da superfície do mar (TSM) (GIANNINI et al., 2001). Anomalias quentes de TSM estão diretamente relacionadas ao aumento da precipitação, que por sua vez induz o aquecimento da atmosfera através da liberação de calor latente, constituindo assim um importante mecanismo para a circulação local, bem como para a circulação geral da atmosfera. Muitos estudos têm revelado que a variabilidade interanual das chuvas no NEB, tanto em escala espacial quanto temporal, está diretamente relacionada com as mudanças nas configurações da circulação atmosférica devido à interação oceano-atmosfera no Pacífico e no Atlântico. Desta forma, além das variações sazonais, de escala sinótica e diurna, o clima da região Nordeste do Brasil também é controlado por fatores dinâmicos de escala planetária, sendo afetada por anomalias de temperatura da superfície do mar (TSM) em regiões adjacentes por meio dos chamados padrões de teleconexão. Conhecendo os problemas socioeconômicos

enfrentados pelo NEB devido à grande vulnerabilidade climática dessa região, muitos trabalhos vêm sendo desenvolvidos com o objetivo de elucidar os mecanismos dinâmicos que levam às anomalias climáticas observadas nesta região. Neste contexto, os principais controles climáticos de escala planetária para eventos anômalos de seca sobre o NEB reportados na literatura são: (i) os eventos extremos de anomalias de TSM sobre o Pacífico Tropical relacionados com o fenômeno El Niño/Oscilação Sul (ENOS) e (ii) os eventos extremos de anomalias de TSM sobre o Atlântico Tropical que comumente apresentam um padrão de variabilidade espacial na forma de dipolo meridional, sendo por esta razão tal padrão conhecido como dipolo do Atlântico.

1.2.1. El Niño/Oscilação Sul (ENOS)

Desde o início do século XX, estudos observacionais e de modelagem numérica vêm sendo desenvolvidos no intuito de relacionar anomalias climáticas observadas em regiões remotas do globo com as anomalias climáticas observadas sobre o NEB, sobretudo em relação às anomalias da temperatura da superfície do mar (TSM) e suas implicações na circulação geral da atmosfera. Sr. Gilbert Walker foi pioneiro a publicar estudos relacionados a oscilações de pressão atmosférica a nível médio do mar entre os oceanos Índico e Pacífico, denominada de Oscilação Sul (WALKER, 1924 apud KOUSKY et al., 1984). Hoje se sabe que a interação entre a Oscilação Sul e a variação da TSM no Oceano Pacífico Tropical manifesta-se através de um fenômeno acoplado oceano-atmosfera conhecido como El Niño/Oscilação Sul (ENOS).

Embora toda a região oceânica equatorial esteja sob a mesma incidência da radiação solar, a área leste do Pacífico Tropical é mais fria que a área oeste. Bjerknes (1969) inicialmente atribui este gradiente zonal da temperatura da superfície do mar a uma das células de circulação na região equatorial, a circulação de Walker, que por sua vez pode apresentar anomalias em sua circulação que estão relacionadas à Oscilação Sul. Bjerknes (1969) destaca que a intensificação da circulação de Walker está associada com um aumento da intensidade dos ventos equatoriais de leste e, conseqüentemente, com um aumento da ressurgência na costa do Peru, proporcionando um nítido contraste da temperatura da superfície entre o leste e oeste do Pacífico Equatorial. Por outro lado, a diminuição da intensidade dos ventos equatoriais de leste enfraquece a ressurgência sobre a costa do Peru e, assim, o Pacífico Equatorial Leste

torna-se anormalmente mais quente. A esta interação oceano-atmosfera foi dado o nome de El Niño/Oscilação Sul (ENOS), que é composta por uma fase quente (EL Niño), caracterizada pelo aquecimento anômalo na região leste do Pacífico Equatorial, e por uma fase fria (La Niña), caracterizada pelo resfriamento anômalo do Pacífico Equatorial Leste.

Desde os primeiros registros da ocorrência do fenômeno ENOS muitos trabalhos têm demonstrado os efeitos das anomalias de TSM do Pacífico Equatorial não só na região equatorial, mas também nos extratropicais através do estabelecimento de padrões de teleconexão (HOREL e WALLACE, 1981; KAROLY, 1989; HOERLING e KUMAR, 2002).

Utilizando dados de reanálise fornecidos pelo NCEP – NCAR para o período de 1950 a 1999, Wang (2002) apresenta uma revisão do comportamento da circulação geral da atmosfera e suas anomalias decorrentes de fontes tropicais de calor. Em virtude da variação sazonal da principal fonte de calor na região tropical, o Pacífico Tropical, em que a região mais aquecida localiza-se no Pacífico Leste durante o verão do hemisfério norte, e mais aquecido no Pacífico Oeste durante o inverno. Associado ao deslocamento leste-oeste da fonte tropical de calor, Wang (2002) observa que as células que compõem a circulação geral da atmosfera, célula equatorial zonal de Walker, célula tropical meridional de Hadley, célula extratropical meridional de Ferrel e a célula zonal de latitudes médias (MZC) variam sazonalmente conforme a variação da fonte tropical de calor. A Figura 1.1 apresenta um resumo das características das células de circulação geral em condições normais, e suas anomalias decorrentes da atuação do fenômeno El Niño para o hemisfério norte. Pode-se observar que em condições normais de TSM no Pacífico Equatorial a circulação sob o Pacífico Oeste apresenta apenas uma célula de Hadley, enquanto o Pacífico Leste apresenta três células: duas células de Hadley e uma de Ferrel. Em condições normais, as células de Hadley são caracterizadas pelo ar ascendente na região da ZCIT, divergindo na alta troposfera na direção norte e sul, e descendente sobre a região da alta subtropical sul e sobre a região fria no Pacífico Leste, a célula de Walker apresenta movimento ascendente no Pacífico Oeste e descendentes no Pacífico Leste. Já a MZC apresenta movimentos ascendentes no Pacífico Leste e descendentes no Pacífico Oeste. Durante a fase madura do fenômeno El Niño, as células de Walker e a MZC são enfraquecidas. O Pacífico Tropical Leste passa a apresentar apenas uma célula anômala de Hadley, caracterizada pela ascensão do ar na região

tropical fluindo para o norte na alta troposfera e descendendo em latitudes médias, retornando aos trópicos na baixa troposfera. A célula anômala de Hadley no Pacífico Tropical Oeste possui rotação oposta a do Pacífico Tropical Leste. Em relação à célula de Ferrel foi observado que as variações em sua circulação relacionada ao El Nino é fraca e não muito organizada. Isto se deve ao fato de que a célula de Hadley é termicamente direta enquanto a célula de Ferrel é termicamente indireta. Padrão semelhante é observado no hemisfério sul.

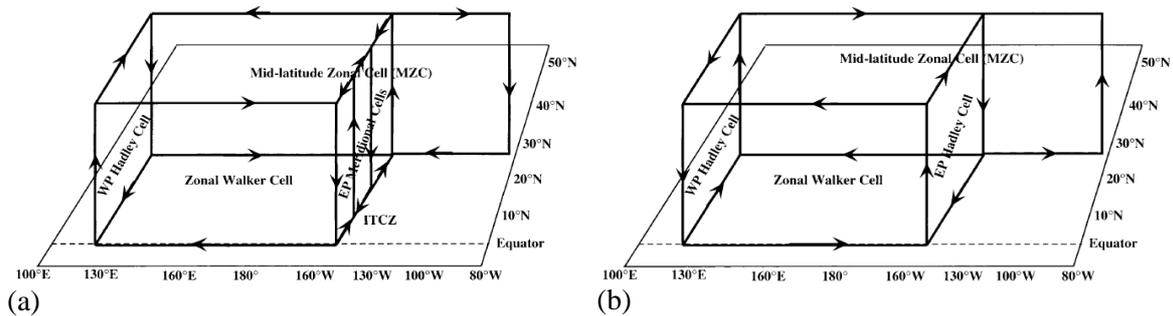


Figura 1.1: Resumo esquemático do (a) estado médio das células atmosféricas, e (b) da anomalia das células atmosféricas durante a fase madura do El Nino. Fonte: Wang (2002).

O fenômeno ENOS tem sido bastante relacionado com as variações climáticas no NEB por meio da circulação anômala de Walker, onde eventos quentes (frios) no Pacífico Equatorial Leste estariam associados a anos anormalmente secos (chuvosos) no NEB. O entendimento dos padrões atmosféricos que levam às recorrentes situações de seca registradas no NEB é de grande relevância para o desenvolvimento socioeconômico da região, levando-se em consideração a prevenção e a mitigação dos efeitos danosos registrados devido à qualidade das chuvas em decorrência do fenômeno El Nino. Neste intuito, muitos pesquisadores vêm apresentando a evolução no conhecimento das fontes/sumidouros tropicais de calor, em especial ao fenômeno ENOS, e suas implicações sobre o clima do NEB através de estudos observacionais e de modelagem numérica (KOUSKY et al., 1984; CHAVES e CAVALCANTI, 2001; COELHO e AMBRIZZI, 2002), que confirmam a estreita relação existente entre o fenômeno ENOS e a variabilidade climática no NEB. Ambos ressaltam que anomalias

positivas de TSM associadas à fase quente do fenômeno ENOS (El Niño) no Pacífico Tropical estão associadas a anomalias negativas de chuvas na região Nordeste do Brasil.

1.2.2. Dipolo do Atlântico

Além das anomalias de TSM do Pacífico Tropical relacionadas com o fenômeno ENOS, o regime pluviométrico do NEB também é significativamente modulado pela distribuição da TSM do Atlântico Tropical. A variação da TSM no Atlântico Tropical é dominada pelo ciclo anual, que consiste de um gradiente de temperatura norte-sul que é forçado diretamente pela marcha sazonal aparente do sol. A ZCIT, que por sua vez acompanha o deslocamento aparente do sol, atinge sua posição mais ao norte do equador nos meses de Junho a Agosto, e sua posição climatológica ao sul do equador nos meses de Dezembro a Fevereiro e está associada a anomalias de vento cruzando o equador. Estas anomalias no campo do vento levam a aceleração/desaceleração dos ventos alísios, que por sua vez favorece/desfavorece o processo de ressurgência, contribuindo para as anomalias de TSM nos dois hemisférios. Wu et al. (2005), em um estudo sobre a resposta da TSM no Atlântico Norte associada ao acoplamento oceano-atmosfera, conclui que, além da ZCIT, o surgimento do dipolo do Atlântico é fortemente controlado pelo “Wind-evaporative-SST feedback”: uma redução da evaporação causada por um decréscimo da velocidade do vento. Assim, entre os padrões tipicamente observados das anomalias de TSM no Oceano Atlântico destaca-se o gradiente meridional de temperatura conhecida como dipolo do Atlântico, que é caracterizado pela ocorrência de anomalias negativas de TSM ao longo do Atlântico Tropical Sul e anomalias positivas ao longo do Atlântico Tropical Norte.

Assim, além das anomalias de TSM no Pacífico Tropical, as anomalias de TSM no Atlântico Tropical na forma de dipolo têm sido bastante relacionadas, pela sociedade científica, a variabilidade do clima do NEB. Hastenrath e Heller (1977) ao analisarem uma série de 60 anos de anomalias de temperatura da superfície do mar (TSM) sobre o Atlântico Tropical e suas relações com a precipitação anual sobre o NEB mostraram que a ocorrência de eventos de seca no NEB está diretamente relacionada com o padrão de Dipolo na TSM no Atlântico Tropical. Hastenrath e Heller (1977) também mostraram que, em anos anormalmente chuvosos no NEB, o padrão das anomalias de TSM no Atlântico Tropical se inverte (dipolo invertido do Atlântico). Posteriormente, Moura e

Shukla (1981) interpretam a relação entre o dipolo do Atlântico e as anomalias de chuva no NEB analisando a solução estacionária das equações primitivas com a aproximação do plano beta-equatorial linearizadas em torno de um estado básico em repouso para o aquecimento diabático na equação da termodinâmica prescrito de forma a representar a estrutura da forçante térmica associada às anomalias referentes ao padrão do dipolo da TSM do Atlântico Tropical. Com isso, Moura e Shukla (1981) esclarecem o mecanismo dinâmico que leva à seca no NEB baseado na circulação meridional, termicamente direta, promovida pela distribuição da TSM. Os resultados dos experimentos numéricos com o modelo de circulação geral Goddard Laboratory for Atmospheric Sciences (GLAS) para anomalias de TSM prescritas, também apresentados por Moura e Shukla (1981), mostraram uma boa concordância com os resultados teóricos obtidos com o modelo simplificado. Este fato realça a importância dos modelos simplificados da circulação atmosférica de grande escala no sentido de elucidar mecanismos dinâmicos relacionados com o clima que não são claramente interpretados em modelos de circulação geral (GCMs).

Em adição, Chu (1983) através de técnicas estatísticas mostrou que a circulação atmosférica associada a eventos de seca na parte sudeste do NEB é caracterizado por fortes ventos alísios de sudeste, enquanto em anos em que é observada chuva em abundância no sudeste do NEB, os ventos alísios de sudeste são mais fracos. Chu (1983) destaca ainda que sobre o norte do NEB a chuva é modulada pelo deslocamento das altas do Atlântico Sul e Norte devido à célula de circulação meridional induzida pelas anomalias de TSM no Atlântico Tropical.

Harzallah et al. (1996), buscando verificar a variabilidade interanual da precipitação no NEB e a temperatura da superfície do mar na região tropical, através de observações e de simulações usando o modelo de circulação geral da atmosfera do Laboratório de Meteorologia Dinâmica (LMD AGCM) mostraram em seus resultados que há altas correlações entre a precipitação no NEB e as TSMs no Pacífico e Atlântico Tropical, indicando que estes são os principais moduladores da chuva na região de estudo. Resultados semelhantes foram obtidos por Uvo et al. (1998), sugerindo que o Oceano Atlântico é o principal modulador da ZCIT, que corresponde ao principal sistema meteorológico contribuinte para a qualidade da estação chuvosa do NEB.

1.2.3. Ocorrência simultânea do dipolo do Atlântico Tropical e do fenômeno ENOS

Há muito tempo vem-se documentando a importância das variações de TSM nos oceanos Pacífico e Atlântico Tropical e sua influência na variabilidade climática da região equatorial, sobretudo no clima da região Nordeste do Brasil. Além da relevante investigação da variação da TSM associada ao fenômeno El Niño/Oscilação Sul e ao dipolo do Atlântico, é também de grande relevância investigar a atuação simultânea destes fenômenos de interação oceano-atmosfera, visto que a circulação da atmosfera tropical é composta por movimentos em diferentes escalas, mas é regulada basicamente por circulações do tipo Walker, que em condições normais é caracterizada por ventos de leste em baixos níveis no Pacífico Central e movimentos ascendentes sobre a região aquecida no Pacífico Oeste, com o fluxo retornando para leste na alta troposfera, e movimento descendente sobre o Pacífico Leste (LAU e YANG, 2003), e pela célula de Hadley, que é caracterizada por movimentos ascendentes na região equatorial, divergindo em altos níveis em direção aos pólos e movimentos subsidentes nos subtropicais (WALLACE e HOBBS, 2006), que por sua vez estão diretamente relacionadas com a variação da TSM na região equatorial.

Estudos observacionais, como o apresentado por Souza et al. (2000), evidenciam a influência das anomalias de TSM na circulação de grande escala e sua relação com a qualidade da estação chuvosa na região tropical da América do Sul. Neste estudo, Souza et al. (2000) analisaram dados de reanálise referente ao período de 1991 a 1992, onde foi observada a ocorrência simultânea do aquecimento da TSM no Pacífico Tropical (El Niño) e a presença do dipolo no Atlântico no primeiro semestre de 1992. Os resultados apresentados por estes autores mostraram uma relevante mudança da circulação atmosférica em grande-escala sobre os trópicos, manifestando-se através da célula de Walker e de Hadley, apresentando uma anomalia no ramo descendente estendendo-se do nordeste da Amazônia até o sudeste do Atlântico tropical, explicando assim, a deficiência da estação chuvosa no leste da Amazônia e no NEB durante o período investigado. Em adição, Pezzi et al. (2001) e Souza et al. (2004) investigaram, respectivamente, através de experimentos numéricos com modelos de circulação geral e através de dados observados a resposta da atmosfera tropical à eventos simultâneos de anomalias de TSM no Pacífico e Atlântico tropical, favoráveis e desfavoráveis a qualidade da estação chuvosa da região tropical da América do Sul. Ambos destacam

que a ocorrência simultânea dos fenômenos El Nino e dipolo do Atlântico acarreta em um cenário desfavorável à precipitação sobre o NEB. Pezzi et al. (2001) destaca ainda que na condição em que o fenômeno ENOS apresenta-se na fase fria (La Nina), que por sua vez é favorável a qualidade da precipitação no NEB, ocorre em conjunto com o dipolo do Atlântico também é observado um cenário desfavorável a chuva na região, especialmente no interior do NEB.

Um aspecto importante a ser destacado é que, além do efeito direto das anomalias de TSM na região do Pacífico Equatorial associado ao fenômeno acoplado El Nino/Oscilação Sul (ENOS) sobre a circulação atmosférica, é necessário considerar também os efeitos indiretos, que além de influenciar na qualidade da estação chuvosa da região tropical, podem estar também associadas a anomalias de TSM em regiões oceânicas remotas. Para muitos pesquisadores, este tema tem sido fonte de muitas pesquisas no que se refere às variações da TSM relacionadas com o fenômeno ENOS e seu efeito em regiões oceânicas, sobretudo na região do Atlântico Tropical no estabelecimento do padrão de dipolo (CURTIS e HASTENRATH, 1995; NOBRE e SHUKLA, 1996).

Enfield e Mayer (1997) observaram que grande parte da variabilidade da TSM no Atlântico Norte está associada com o fenômeno ENOS, tornando-se mais aquecido após alguns meses da fase madura do fenômeno quente no Pacífico Equatorial. As análises do fluxo em superfície mostraram que a relação entre o ENOS e o Atlântico ocorre como resultado da redução em superfície dos alísios de nordeste que reduz a perda de calor latente e sensível, bem como o resfriamento devido à mistura nesta região. Posteriormente, Hastenrath (2000) ao analisar anomalias de circulação na alta troposfera para o mês de janeiro em que o Pacífico esteve anormalmente mais aquecido destaca que, durante o El Nino, um trem de ondas se estende do Pacífico Equatorial Leste em direção ao Atlântico Tropical Norte, afetando a topografia e a divergência/convergência na alta troposfera, e assim o movimento vertical sobre o Atlântico Norte, levando ao enfraquecimento do gradiente meridional de pressão no lado equatorial da alta subtropical do Atlântico Norte e, com isso, há um enfraquecimento dos alísios ao norte do equador, mantendo a ZCIT anormalmente posicionada ao norte do equador, conduzindo a secas no NEB. Resultados semelhantes foram obtidos por Giannini et al. (2001) através de simulações do comportamento da atmosfera forçada pelas TSMs do Pacífico e Atlântico Tropical, usando o modelo

Community Climate Model versão 3 (CCM3). Em um estudo apresentado por Kucharski et al. (2008) foi reforçada a hipótese do mecanismo de teleconexão entre o Pacífico e Atlântico tropical anteriormente mencionado por Hastenrath (2000).

1.3. Objetivos específicos do trabalho e organização do texto

Dessa forma, vários estudos observacionais e de modelagem numérica têm demonstrado o papel das TSMs do Atlântico Tropical e Pacífico Equatorial como importantes controles climáticos para eventos anômalos de chuva no NEB. Conseqüentemente, o objetivo deste trabalho consiste em analisar com mais detalhe os mecanismos dinâmicos associados com estes controles climáticos com base na teoria da dinâmica da atmosfera. Mas especificamente, como a região NEB localiza-se na faixa tropical do globo terrestre e os controles climáticos citados acima envolvem forçantes térmicas tropicais associadas com anomalias de TSM, pretende-se analisar os mecanismos dinâmicos relacionados com tais controles sob a ótica da teoria de ondas equatorialmente confinadas. Conseqüentemente, este trabalho tem por objetivo específico analisar o impacto do aquecimento anômalo da TSM no Pacífico Tropical Leste relacionado ao fenômeno ENOS e do dipolo da TSM do Atlântico Tropical no estabelecimento de padrões de circulação atmosférica favoráveis à inibição da precipitação sobre o NEB sob a ótica das ondas equatoriais, que será discutida no Capítulo 2. Com este intuito, será utilizado o modelo de equações da água rasa não-linear com a aproximação do plano beta-equatorial para um estado básico em repouso, forçado por fontes prescritas no campo da massa representativas das forçantes térmicas decorrentes da liberação de calor latente associadas com anomalias de TSM no Pacífico Tropical Leste e no Atlântico Tropical, como será discutido no Capítulo 3. No Capítulo 4 serão discutidos os resultados dos experimentos numéricos com as forçantes descritas no Capítulo 3 e com isso será estendida a análise teórica realizada por Moura e Shukla (1981), com a investigação sob a ótica das ondas equatoriais de possíveis efeitos não lineares na resposta da atmosfera tropical à forçante do dipolo do Atlântico, bem como a influência do estado básico referente às ondas estacionariamente forçadas pela fonte (sumidouro) de massa representativa da fase quente (fria) do fenômeno ENOS na resposta não-linear da atmosfera tropical à forçante térmica do dipolo do Atlântico. Como será mostrado mais adiante, este estudo possibilita um melhor entendimento, com

base na teoria da dinâmica da atmosfera, de como a interação entre as anomalias climáticas induzidas pelas forçantes associadas ao fenômeno ENOS e ao dipolo do Atlântico pode levar a diferentes padrões climáticos na América do Sul e regiões vizinhas. Finalmente, no Capítulo 5 serão apresentadas as conclusões obtidas através deste estudo, bem como algumas sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

2. Ondas equatorialmente confinadas

2.1. Teoria linear

Os primeiros estudos realizados sobre os efeitos de fontes de calor na circulação atmosférica datam da década de 40, quando Charney e Eliassen (1949) deram detalhadas informações do comportamento da atmosfera na presença de forçantes térmicas. Além das mudanças na circulação atmosférica local, o aquecimento diabático relacionado com a precipitação dá origem a significativas respostas em regiões remotas do globo, através da dispersão de energia devido à excitação de trens de ondas (HOSKINS e KAROLY, 1981).

No entanto, a teoria de ondas para a região equatorial foi desenvolvida primeiramente por Matsuno (1966) ao determinar um conjunto completo de modos normais das equações da água rasa com a aproximação do plano beta-equatorial e linearizadas com relação a um estado básico em repouso, sendo válidas para movimentos próximos ao equador e para pequenas alturas equivalentes (modos verticais mais internos da dinâmica atmosférica). Além das ondas planetárias ou de Rossby e de gravidade-inerciais, Matsuno (1966) também obtém como solução característica outros dois tipos de modos que são exclusivamente característicos da região equatorial, os modos de Kelvin e mistos Rossby-gravidade. Posteriormente, a teoria de ondas equatorialmente confinadas foi amplamente aplicada para analisar o comportamento da atmosfera tropical, visando interpretar dinamicamente os padrões de circulação observados nesta região. Neste contexto, Gill (1981), buscando por melhor entendimento da circulação na região equatorial resultante do forçamento da atmosfera por fontes térmicas, apresentou um estudo analítico usando o sistema de equações da água rasa com a aproximação do plano beta-equatorial e a aproximação de onda longa forçado por fontes prescritas no campo da massa. Gill (1981) destaca que, em termos da teoria de ondas equatorialmente confinadas, em virtude da presença da fonte de massa no caso em que a forçante é considerada simétrica em relação ao equador, grande parte da energia propaga-se na direção leste em função da excitação dos modos de Kelvin, enquanto que o comportamento dispersivo observado a oeste da forçante é atribuída às ondas de Rossby. No caso em que a forçante é considerada anti-simétrica em relação ao equador, Gill (1981) destaca que não há resposta do modelo à forçante à leste da

mesma, por falta da excitação dos modos de Kelvin. Isto se dá devido ao fato de que as ondas de Kelvin possuem estrutura meridional simétrica e, portanto, não são excitadas no caso em que a forçante possui estrutura meridional anti-simétrica. No entanto, na região oeste da forçante nota-se que a dispersão da energia é causada pelos modos de Rossby anti-simétricos.

Motivados por resultados anteriores da aplicação da modelagem numérica no estudo de oscilações atmosféricas, Chang e Lim (1988) estenderam a teoria linear de ondas equatorialmente confinadas de modo a incluir o acoplamento dessas ondas com o aquecimento da atmosfera devido à liberação de calor latente, com foco nos modos de Kelvin. Para tanto, Chang e Lim (1988) assumiram uma parametrização do tipo Wave-CISK (instabilidade condicional de segunda espécie) e esta extensão da teoria linear teve como objetivo investigar um possível mecanismo dinâmico para a Oscilação de 30-50 dias. Zhang e Webster (1989) estenderam a teoria de Matsuno (1966) para o caso de um escoamento básico zonal geostrófico com cisalhamento meridional. Para tanto, eles também empregaram as equações da água rasa lineares no plano beta-equatorial para estudar o efeito do fluxo básico zonal com cisalhamento meridional nos modos equatorialmente confinados. Nos resultados apresentados por Zhang e Webster (1989) foi mostrado que, na presença de um campo básico cisalhante há uma modificação na frequência dos modos, onde a frequência dos modos com propagação para oeste mostrou-se maior para o caso em que o campo básico cisalhante é de leste quando comparado com um campo básico cisalhante de oeste. Porém a frequência é menor para os modos que se propagam para leste. Além disso, Zhang e Webster (1989) destacam que para um campo básico cisalhante a estrutura meridional dos modos com propagação para leste não é significativamente afetada, enquanto que os modos com propagação para oeste são consideravelmente menos confinados equatorialmente quando comparados com a estrutura dos modos onde foi mantido um campo básico em repouso. Desta forma, a teoria de ondas equatorialmente confinadas tem sido amplamente utilizada com o intuito de elucidar mecanismos dinâmicos relacionados a aspectos essenciais do clima, como no estudo apresentado por Gill (1981), buscando por melhores entendimentos da circulação na região equatorial resultante do forçamento da atmosfera por fontes térmicas.

Com o decorrer do tempo, aplicações numéricas dos modos normais das equações da água rasa baseadas no desenvolvimento dos modelos, sobretudo espectrais,

nos quais as variáveis de estado do modelo, componentes zonal e meridional do vento e o geopotencial, são expandidas em série das autofunções do operador linearizado, surgiram na tentativa de ampliar o entendimento do comportamento dinâmico da atmosfera. No caso das equações da água rasa em coordenadas esféricas, as autofunções do operador linear correspondem às chamadas funções de Hough (KASAHARA, 1976). Silva Dias et al. (1983; 1987) aplicaram um modelo espectral em que as equações espectrais resultantes da expansão em série das equações da água rasa lineares no plano beta-equatorial puderam ser resolvidas analiticamente para forçantes especificadas no campo da massa, representativas do aquecimento da atmosfera associado à liberação de calor latente devido a precipitação convectiva da Amazônia/Brasil Central, que ocorrem preferencialmente durante o período do verão austral.

DeMaria (1985), ao investigar a resposta da atmosfera tropical através da solução pelo método espectral das equações primitivas em coordenadas isobáricas no plano beta-equatorial linearizadas em torno de um estado básico em repouso e forçadas por uma fonte de calor de tal forma a representar a convecção observada na América do Sul durante o verão do hemisfério sul, destaca que este modelo representa satisfatoriamente alguns aspectos da circulação atmosférica, como por exemplo, a alta da Bolívia na atmosfera tropical. DeMaria (1985) também faz uma comparação entre a resposta do modelo forçado pelo estado básico e por uma forçante transiente. O autor observa que a região com movimentos ascendentes ficou restrita a região da forçante, enquanto no caso da forçante transiente a região de movimentos ascendentes se propaga para longe da fonte, atribuindo essa propagação às ondas de Kelvin que são mais excitadas pela forçante transiente.

Recentemente, foi apresentada por Kiladis et al. (2009) uma revisão sobre a teoria linear de ondas equatoriais, no qual foi renovado o interesse nas aplicações dos modos normais das equações da água rasa no plano beta-equatorial com a constatação observacional da importância desses modos equatoriais na organização da atividade convectiva nos trópicos. Anteriormente, Wheeler e Kiladis (1999) também observaram através da análise espectral de radiação de onda longa emergente (OLR) as ondas planetárias que se propagam zonalmente dentro da região de convecção profunda nos trópicos. Na análise apresentada por Wheeler e Kiladis (1999) foi possível a identificação dos modos equatoriais de Kelvin, misto Rossby-gravidade, Rossby, e os modos de gravidade inerciais de oeste e de leste, além da oscilação de Madden-Julian.

2.2. Teoria não linear

Já na década de 60, Lorenz (1963) desperta a atenção para a natureza não-linear das equações que regem os movimentos forçados na atmosfera e sua importância para estudos mais realísticos da circulação atmosférica, bem como para a acurácia das aplicações dessas equações nos modelos de previsão. Desta forma, o sistema de equações da água rasa no plano beta-equatorial não-linear vem sendo aplicado em estudos do comportamento da atmosfera tropical forçada por fontes térmicas, sobretudo na última década, buscando entender melhor os efeitos relacionados a não linearidade das equações.

Neste contexto, um trabalho bastante relevante para os propósitos do presente estudo foi desenvolvido por Raupp e Silva Dias (2004). Raupp e Silva Dias (2004), usando um modelo espectral das equações da água rasa no plano beta-equatorial não-linear, apresentaram um estudo sobre os processos de propagação de energia através da região equatorial na presença de uma fonte de massa prescrita de forma a representar aproximadamente o efeito de fontes tropicais de calor localizadas no continente americano. Neste estudo, Raupp e Silva Dias (2004) mostram a importância de interações entre os modos permitidos pelo modelo na propagação inter-hemisférica da energia gerada pela fonte de calor, evidenciando o papel das ondas de Kelvin que, ao interagir com os modos de Rossby mais curtos, que dispersam a energia para leste, proporcionam uma maior extensão meridional desses modos, em virtude do escoamento zonal de oeste associado com a onda de Kelvin excitada pela fonte de massa, que diminui o confinamento equatorial dos modos de Rossby de curta escala espacial. Com relação às ondas longas de Rossby que dispersam a energia para oeste da fonte, Raupp e Silva Dias (2004) apontam que o impacto das ondas de Kelvin é pouco significativo sobre esses modos em decorrência dessas últimas atingirem o setor oeste da fonte somente após percorrerem quase todo o domínio zonal do modelo e, conseqüentemente, dissiparem uma grande parte de sua energia em virtude de sua quebra.

Num trabalho subsequente, Raupp e Silva Dias (2005) analisaram através de experimentos numéricos com um modelo espectral não-linear das equações da água rasa no plano beta-equatorial o papel de fontes tropicais de calor na excitação das ondas mistas Rossby-gravidade com número zonal 4-5, que correspondem a um dos sinais

significativos encontrados na análise espectral da radiação de onda longa emergente realizada por Wheeler e Kiladis (1999). Eles destacam o papel da não-linearidade associada com a interação entre as ondas mistas Rossby-gravidade e os modos de Rossby, que proporciona a excitação desses modos mistos Rossby-gravidade com números de onda zonal 4-5 tipicamente observados na atmosfera tropical. Posteriormente, Raupp e Silva Dias (2006) verificaram nas equações da água-rasa no plano beta-equatorial a existência de tripletos ressonantes envolvendo uma onda de Rossby, uma onda mista Rossby-gravidade e um modo geostrófico (modo de Rossby com número de onda zonal nulo) que podem estar associadas com a excitação das ondas mistas verificadas em Raupp e Silva Dias (2005). Desta forma, pode-se concluir a partir de Raupp e Silva Dias (2004; 2005; 2006) que os mecanismos de transferência inter-hemisférica de energia são essencialmente não-lineares, uma vez que a não linearidade age na quebra da independência entre os modos, possibilitando assim a troca de energia entre eles bem como a modificação de suas frequências características que pode resultar na redução do confinamento equatorial.

CAPÍTULO 3

3. Metodologia

3.1. Sistema de equações

O sistema de equações da água rasa não-linear com a aproximação do plano beta-equatorial para um estado básico em repouso, que por sua vez governam a evolução de uma camada de fluido homogênea, incompressível e em equilíbrio hidrostático, para movimentos confinados na região equatorial, pode ser escrito da seguinte forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v + \frac{\partial \phi}{\partial x} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \kappa u + F_u - \nu \nabla^4 u \quad (1a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u + \frac{\partial \phi}{\partial y} = - \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \kappa v + F_v - \nu \nabla^4 v \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \left(u \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \kappa \phi + F_\phi - \nu \nabla^4 \phi \quad (1c)$$

onde u e v correspondem às componentes zonal e meridional da perturbação do campo do vento, respectivamente, e $\phi = gh$ corresponde à perturbação do geopotencial na superfície livre, sendo h a perturbação da altura da superfície livre em relação ao seu valor não perturbado representado por H (também conhecida como altura equivalente). $c = (gH)^{1/2}$ representa a velocidade característica de propagação das ondas lineares, β refere-se ao gradiente do parâmetro de Coriolis no equador ($y = 0$) e será suposto constante ($\beta \approx 2,3 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$). O termo F_ϕ representa uma fonte de massa que pode ser fisicamente interpretada como uma fonte de calor e os termos F_u e F_v representam forçantes no campo do vento. Os termos de amortecimento linear $-\kappa u$, $-\kappa v$ e $-\kappa \phi$ constituem a maneira mais simples de representar efeitos dissipativos, sendo κ o coeficiente de dissipação do tipo Rayleigh e o coeficiente de resfriamento Newtoniano (supostos constantes e iguais no presente modelo). Em (1), $\nabla^4 = \partial^4 / \partial x^4 + \partial^4 / \partial y^4$, e o termo de difusão bi-harmônica correspondente é incluído no presente modelo de modo a

desempenhar o papel de um filtro, amortecendo de forma seletiva as ondas mais curtas com o intuito de garantir a regularidade da solução, uma vez que soluções descontínuas, tais como ondas de choque, podem surgir nas equações da água rasa não-lineares em decorrência da quebra da onda de Kelvin (BOYD, 1980; RIPA, 1982). A forma vetorial do conjunto de equações (1) é dada por

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \Omega \xi = F - \kappa \xi + N(\xi, \xi) \quad (2)$$

após a adimensionalização das equações (1), usando as escalas $[L] = (c/\beta)^{1/2}$ e $[T] = (1/c\beta)^{1/2}$ de comprimento e tempo, respectivamente, e escala vertical H , onde $\xi = [u(x,y,t), v(x,y,t), \phi(x,y,t)]^T$ representa o vetor estado do modelo, $F = [F_u, F_v, F_\phi]^T$ é o vetor

forçante e $\Omega = \begin{bmatrix} 0 & -y & \frac{\partial}{\partial x} \\ y & 0 & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \end{bmatrix}$ corresponde ao operador linear associado ao modelo. O

termo vetorial $N(\xi, \xi)$ no lado direito de (2) contém os termos não lineares e de difusão

bi-harmônica nas equações (1) e é dado por $N(\xi, \xi) = \begin{bmatrix} -(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}) - \nu \nabla^4 u \\ -(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y}) - \nu \nabla^4 v \\ -(u \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial \phi}{\partial y}) - \phi \nabla \cdot V - \nu \nabla^4 \phi \end{bmatrix}$,

onde $V = (u, v)^T$ representa o campo de velocidade. Os modos normais representados por $\xi_{k,n,r}(x,y,t)$ correspondem às soluções de ondas lineares livres das equações (1-2), ou seja, soluções do tipo $\xi_{k,n,r}(y)e^{ikx+i\omega t}$ na ausência dos termos forçantes, dissipativos e não lineares, isto é, com os termos no lado direito de (2) desprezados, e sujeitas a certas condições de fronteira apropriadas. Como o interesse deste trabalho consiste em estudar estruturas globais, adotou-se como condição de fronteira em x (direção zonal) a suposição de soluções periódicas, com um período dado pelo perímetro equatorial da Terra $L_x \approx 40.000$ Km, que é condizente com a esfericidade da mesma. No caso da aproximação do plano beta-equatorial, a condição de fronteira apropriada consiste em

supor soluções confinadas em torno do equador, ou seja, $\xi_{k,n,r}(y) \rightarrow 0$ conforme $|y| \rightarrow \infty$. A condição de fronteira em x resulta na quantização do espectro do número de onda zonal, ou seja, $k = \frac{2\pi}{L_x} \alpha$, $\alpha = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, enquanto a condição em y implica que as autofunções da estrutura meridional sejam dadas pelas funções parabólicas cilíndricas (Matsuno, 1966; Silva Dias e Schubert, 1979). Com relação aos possíveis modos de oscilação no tempo, Matsuno (1966) mostra que as soluções de (2) com as condições de fronteira especificadas acima existem desde que ω e k satisfaçam à relação de dispersão:

$$\omega_k^2 - k^2 + \frac{k}{\omega_k} = 2n + 1 \quad (3)$$

onde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ é o “número quântico” meridional, indicando a ordem das funções parabólicas cilíndricas e, portanto, distinguindo a estrutura meridional dos modos equatoriais. Dados os valores de k e n , a relação acima é uma equação algébrica de terceiro grau para ω_k e indica a presença de três tipos básicos de ondas: $\omega_{k,n,1}$, que correspondem às ondas lentas (isto é, baixa frequência e, portanto, quase-geostrófica) associados aos modos de Rossby; $\omega_{k,n,2}$, que correspondem às ondas de gravidade-inerciais com propagação para oeste ($\omega_{k,n,2} > 0$) e $\omega_{k,n,3}$, que representam as ondas de gravidade-inerciais que se propagam para leste ($\omega_{k,n,3} < 0$). Em adição a estes três tipos básicos de ondas, Matsuno (1966) mostra que o sistema (1) linearizado e sem forçantes e termos dissipativos, com as condições de contorno aqui especificadas, admite um tipo de solução com componente meridional do vento identicamente nula, denominada onda de Kelvin, para a qual $\omega_{k,-1,3} = -k$. Matsuno (1966) também discute o caso $n=0$, mostrando que uma das soluções da relação cúbica (4) fornece uma solução com comportamento de onda do tipo Rossby para k grande (i.e., ω_k pequeno e, portanto, quase-geostrófica) e no tipo gravidade-inercial para k pequeno (alta frequência). Tal solução é denominada onda mista de Rossby-gravidade. Outro aspecto importante acerca dos modos normais do sistema (1) é que para o número quântico meridional ímpar as dependências meridionais dos campos u e ϕ são funções pares, enquanto a dependência meridional de v é uma função ímpar. Tais modos são chamados de modos simétricos. Por outro lado, para n par os campos de u e ϕ têm estruturas anti-simétricas

em relação ao equador, enquanto v tem uma estrutura simétrica, sendo tais modos denominados modos anti-simétricos. As curvas de dispersão das soluções características do sistema (1) são ilustradas na Figura 3.1.

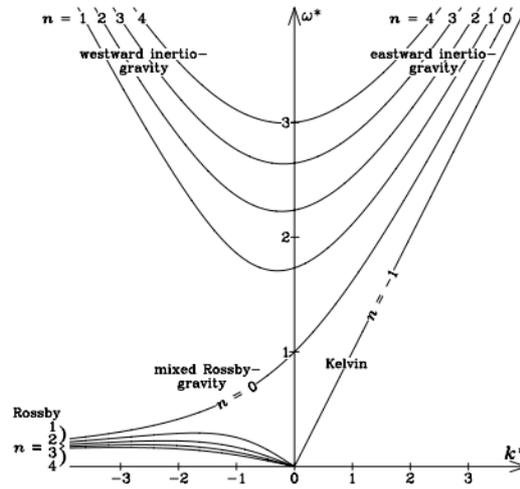


Figura 3.1: Curvas de dispersão das ondas equatoriais em função da frequência, ω^* , e do número de onda, k^* . Fonte: Kiladis et al. (2009).

3.2. Solução do sistema de equações

Uma vez que o operador linear Ω em (2) é um operador anti-hermitiano (ver SILVA DIAS et al., 1983), segue que os autovalores deste operador são imaginários puros (e, portanto, as auto-frequências $\omega_{k,n,r}$ em (3) são reais, representando oscilações neutras) e as autofunções referentes aos modos equatoriais formam um conjunto ortogonal e completo. Logo, dada a ortogonalidade e completeza destas autofunções no domínio $[0, L_x] \times (-\infty, +\infty)$, é possível representar uma função vetorial qualquer $G(x,y,t) = [g_1(x,y,t), g_2(x,y,t), g_3(x,y,t)]^T$ numa série destas autofunções, isto é,

$$G(x, y, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-1}^{+\infty} \sum_{r=1}^3 g_{k,n,r}(t) \xi_{k,n,r}(y) e^{ikx} \quad (4)$$

onde o coeficiente de expansão em (4) é obtido pela projeção ortogonal do vetor $G(x,y,t)$ nesta base, ou seja

$$g_{k,n,r}(t) = \langle G_k(y, t) \cdot \xi_{k,n,r}(y) \rangle \quad (5)$$

com o produto interno $\langle \bullet \rangle$ definido por

$$\langle G_k(y, t) \cdot \xi_{k,n,r}(y) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} [g_{1k}(y, t)u_{k,n,r}^*(y) + g_{2k}(y, t)v_{k,n,r}^*(y) + g_{3k}(y, t)\phi_{k,n,r}^*(y)] dy \quad (6)$$

onde o sobrescrito “*” indica o complexo conjugado e o vetor $G_k(y, t) = [g_{1k}(y, t), g_{2k}(y, t), g_{3k}(y, t)]^T$ é o coeficiente de Fourier da expansão da dependência zonal da função $G(x, y, t)$, dado por

$$G_k(y, t) = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} G(x, y, t) e^{-ikx} dx \quad (7)$$

O índice r nas equações (4)-(5) acima indica o tipo de onda, adotando-se como convenção $r = 1$ para oscilações do tipo Rossby, $r = 2$ para oscilações do tipo gravidade-inerciais para oeste e $r = 3$ para oscilações de gravidade-inerciais para leste. A expansão representada pela equação (4) permite substituir o vetor estado do sistema (2), assim como o vetor forçante F e o termo não linear N , pelas suas respectivas séries:

$$\xi(x, y, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-1}^{+\infty} \sum_{r=1}^3 c_{k,n,r}(t) \xi_{k,n,r}(y) e^{ikx} \quad (8a)$$

$$F(x, y, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-1}^{+\infty} \sum_{r=1}^3 f_{k,n,r}(t) \xi_{k,n,r}(y) e^{ikx} \quad (8b)$$

$$N(x, y, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-1}^{+\infty} \sum_{r=1}^3 \eta_{k,n,r}(t) \xi_{k,n,r}(y) e^{ikx} \quad (8c)$$

A definição dos coeficientes $c_{k,n,r}$, $f_{k,n,r}$ e $\eta_{k,n,r}$ é análoga à definição do coeficiente $g_{k,n,r}$ dada pelas equações (5)-(7). Substituindo a equação (8) em (2) e projetando em cada um dos modos normais permitidos pelo modelo resulta no seguinte sistema de equações diferenciais ordinárias para os coeficientes de expansão $c_{k,n,r}(t)$:

$$\frac{dc_{k,n,r}(t)}{dt} - i\omega_{k,n,r}c_{k,n,r}(t) = f_{k,n,r} - \kappa c_{k,n,r}(t) + \eta_{k,n,r} \quad (9)$$

para cada k , n e r .

O sistema (9) representa um conjunto de osciladores harmônicos forçados, amortecidos e acoplados, onde o acoplamento entre cada modo (k,n,r) se dá por meio do termo não-linear $\eta_{k,n,r}$. No caso linear, isto é, $\eta_{k,n,r} = 0$, cada modo evolui independentemente dos demais e a solução analítica de (9) é dada por

$$c_{k,n,r}(t) = c_{k,n,r}(0)e^{i\omega_{k,n,r}t - \kappa t} + \int_0^t f_{k,n,r}(s)e^{-(i\omega_{k,n,r} - \kappa)(s-t)} ds \quad (10)$$

onde $c_{k,n,r}(0)$ é o coeficiente de expansão da condição inicial $\xi(x,y,0)$. Portanto, a evolução futura do vetor estado ξ depende da projeção da condição inicial e do comportamento da forçante F no decorrer do tempo. No caso de uma forçante estacionária, a solução (10) pode ser escrita como:

$$c_{k,n,r}(t) = c_{k,n,r}(0)e^{i\omega_{k,n,r}t - \kappa t} + f_{k,n,r} \left[\frac{e^{(i\omega_{k,n,r} - \kappa)t} - 1}{i\omega_{k,n,r} - \kappa} \right] \quad (11)$$

No caso não-linear, o método de integração numérica da equação (9) consiste na utilização da solução exata da parte linear dada por (11). Neste caso, supõe-se que o termo não-linear $\eta_{k,n,r}$ seja constante durante o intervalo de tempo $2\Delta t$, sendo Δt o passo de integração no tempo. Este procedimento é razoável desde que o passo de tempo Δt seja suficientemente pequeno em comparação com a escala de variação típica do termo não-linear. Tem-se, então, que a equação (11) com o termo não-linear $\eta_{k,n,r}$ somado a $f_{k,n,r}$, pode ser aplicada em cada intervalo de tempo $2\Delta t$, partindo-se da solução em $t - \Delta t$ de modo a obter a solução no tempo $t + \Delta t$:

$$c_{k,n,r}^{m+1} = c_{k,n,r}^{m-1} e^{(i\omega_{k,n,r-k})2\Delta t} + (f_{k,n,r}^m + \eta_{k,n,r}^m) \left[\frac{e^{(i\omega_{k,n,r-k})2\Delta t} - 1}{i\omega_{k,n,r-k}} \right] \quad (12)$$

Em (12), o sobre-índice “m” refere-se à discretização no tempo. Obtendo o coeficiente de expansão do vetor estado através da solução numérica dada por (12), a solução numérica no espaço físico é obtida diretamente de (8a). O cálculo das projeções representadas pelas equações (5)-(7) é feita utilizando o método da quadratura de Gauss-Hermite para o cálculo numérico da integral referente à equação (6), bem como rotinas de FFT (transformada rápida de Fourier) para a integral em (7).

3.3. Função forçante

Conforme mencionado anteriormente, o objetivo dos experimentos numéricos com o modelo espectral descrito na seção anterior deste capítulo consiste em explorar com mais detalhes no âmbito da teoria de ondas equatorialmente confinadas os mecanismos dinâmicos associados com a atuação dos principais controles climáticos de baixa frequência responsáveis por eventos anômalos de precipitação sobre a região Nordeste do Brasil (NEB), sendo estes: (i) a forçante térmica associada com as anomalias de TSM do Atlântico Tropical, conhecida como dipolo do Atlântico e (ii) a forçante térmica associada com as fases extremas do fenômeno ENOS.

Nos resultados aqui apresentados, também foi suposto uma altura equivalente $H = 250\text{m}$, que corresponde ao modo baroclínico das equações primitivas que é

preferencialmente forçado por fontes tropicais de calor associados à liberação de calor latente devido à convecção profunda (GILL, 1981; DEMARIA, 1985). Dessa forma, o problema de valor inicial forçado obtido através do sistema de equações da água rasa para o caso não linear com a aproximação do plano beta-equatorial, foi resolvido numericamente usando o método descrito anteriormente, com passo de tempo $\Delta t = 10$ min. Foi utilizada nas integrações numéricas uma condição inicial em repouso e sem perturbação no campo do geopotencial. Para as simulações numéricas aqui apresentadas, fixou-se um coeficiente de decaimento linear de $1/15$ dias⁻¹. Adicionalmente, fixou-se o coeficiente de difusividade ν de modo a produzir um termo de decaimento da ordem de poucas horas para as ondas mais curtas retidas no truncamento da série representada por (8a).

Representando o aquecimento/resfriamento anômalo do Pacífico Tropical Leste como observado em uma situação em que há atuação do fenômeno El Niño/La Niña, a função forçante foi definida como:

$$F(x, y) = Q_0 e^{-\left(\frac{x-x_0}{r_x}\right)^2 - \left(\frac{y-y_0}{r_y}\right)^2} \quad (13)$$

com $r_x = 2000\text{Km}$, $r_y = 800\text{Km}$, $x_0 = 120^\circ\text{W}$, $y_0 = 0$ e $Q_0 = 5\text{K/dia}$.

A função forçante que visa representar o gradiente meridional de temperatura, decorrente do aquecimento anômalo das águas do Atlântico Tropical Norte e o resfriamento anômalo das águas do Atlântico Tropical Sul, com estrutura anti-simétrica em relação ao equador, assim como observado em uma situação de atuação do dipolo do Atlântico foi definida como:

$$F(x, y) = Q_0 e^{-\left(\frac{x-x_0}{r_x}\right)^2 - \left(\frac{y-y_0}{r_y}\right)^2} - \frac{Q_0}{2} e^{-\left(\frac{x-x_0}{r_x}\right)^2 - \left(\frac{y+y_0}{r_y}\right)^2} \quad (14)$$

com $r_x = 1500$ km e $r_y = 800$ km, $x_0 = 25^\circ\text{W}$ e $y_0 = 10^\circ\text{N}$. Nas simulações numéricas com a presença somente da forçante do dipolo do Atlântico, o parâmetro Q_0 foi escolhido de modo a representar uma taxa de aquecimento de 10K/dia , visando

representar hipoteticamente a ocorrência de um evento extremo de aquecimento das águas do Atlântico Tropical Norte com o intuito de analisar o potencial impacto de efeitos não-lineares na atuação da forçante do dipolo do Atlântico. Por outro lado, nas simulações contendo ambas forçantes (El Nino ou La Nina e dipolo do Atlântico), o parâmetro Q_0 em (14) foi definido de modo a representar uma taxa de aquecimento de 2,5K/dia (metade da taxa de aquecimento/resfriamento relacionada à forçante do El Nino/La Nina), com o intuito de simular uma situação onde as anomalias referentes à forçante do dipolo do Atlântico estejam imersas no campo básico produzido pela resposta estacionária à forçante do El Nino/La Nina, como será discutido mais adiante.

CAPÍTULO 4

4. Resultados

4.1. Partição da energia

Através da aplicação do Teorema de Parseval a energia total do sistema, gerada a partir da fonte de calor, pode ser calculada pela seguinte relação;

$$T = \int_0^{L_x} \int_{-\infty}^{+\infty} (u^2 + v^2 + \phi^2) dx dy = \sum_k \sum_n \sum_r |c_{k,n,r}(t)|^2 \quad (15)$$

onde $c_{k,n,r}(t)$ é dado por (12).

Desta forma, o computo da energia espectral total do sistema através dos coeficientes de expansão $c_{k,n,r}(t)$ possibilita analisar algumas características da solução através da partição da energia entre os diferentes modos. Assim, a energia total de cada onda em todos os números de onda zonal e modos meridionais para um determinado tempo pode ser obtida da seguinte forma:

$$WRS = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{n=\text{ímpar}}^{\infty} |c_{k,n,1}(t)|^2 \quad (16a)$$

$$WRA = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{n=\text{par}}^{\infty} |c_{k,n,1}(t)|^2 \quad (16b)$$

$$WK = \sum_{k=-\infty}^{\infty} |c_{k,-1,3}(t)|^2 \quad (16c)$$

$$WG = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} |c_{k,n,2}(t)|^2 \quad (16d)$$

$$EG = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} |c_{k,n,3}(t)|^2 \quad (16e)$$

$$WMRG = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{r=1}^2 |c_{k,0,r}(t)|^2 \quad (16f)$$

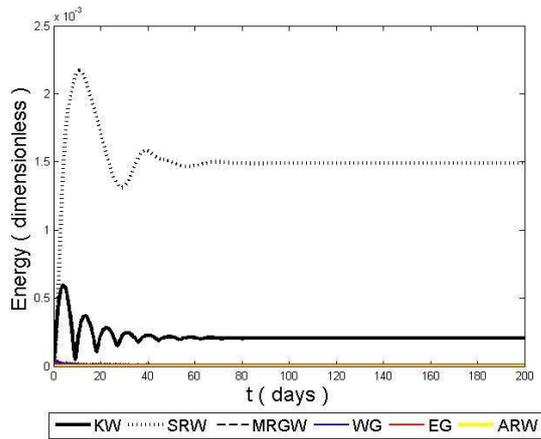
Assim, as equações (15) e (16) medem, respectivamente, a energia total do sistema (T) e as energias associadas aos modos de Rossby simétricos (WRS) e anti-simétricos (WRA), Kelvin (WK), gravidade-inercial para oeste (WG), gravidade-inercial para leste (EG) e as ondas mistas de Rossby-gravidade (WMRG).

Neste contexto, na Figura 4.1 são apresentados os gráficos referentes à evolução temporal da energia de cada modo excitado pelas forçantes representativas do El Nino (Fig. 4.1a) e da La Nina (Fig. 4.1b), ambas com estrutura meridional simétrica, e do dipolo do Atlântico (Fig. 4.1c) que possui estrutura meridional predominantemente anti-simétrica em relação ao equador.

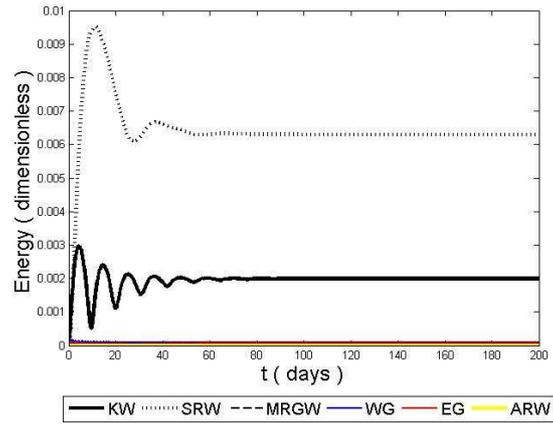
Podemos notar na Fig. 4.1a que os modos mais excitados pela forçante térmica do El Nino são os modos de Rossby simétricos (modo meridional ímpar) e de Kelvin, onde se observa que a energia projetada em ambos os modos cresce ressonantemente com o tempo até atingir um certo nível e em seguida decai até atingir o estado estacionário devido ao termo de dissipação linear. Sabendo que a projeção de energia em um determinado modo num determinado tempo está diretamente relacionada às características da forçante, ou seja, depende da estrutura espacial bem como da frequência de oscilação da mesma, pode-se dizer que a maior excitação das ondas de Kelvin e de Rossby simétricas é devido à estacionariedade da forçante, ou seja, a forçante possui frequência nula. Desta forma, os modos mais ressonantes são os que apresentam frequência mais baixa, como é o caso dos modos de Rossby e das ondas longas de Kelvin. Os modos de gravidade-inerciais com propagação para leste e para oeste apresentam uma resposta à forçante muito menor que as respostas dos modos de Kelvin e Rossby simétrico. Isto se deve basicamente à alta frequência desses modos, que difere muito da frequência temporal da forçante estacionária. No caso das ondas mista de Rossby-gravidade e Rossby anti-simétrico, a resposta à forçante é nula pois a projeção $f_{k,n,r} = 0$ para estes modos devido à estrutura anti-simétrica desses modos em relação ao equador.

Na Fig. 4.1b observa-se que as energias referentes a cada modo excitados pela forçante da La Nina apresentam basicamente o mesmo comportamento observado para o caso da forçante do El Nino.

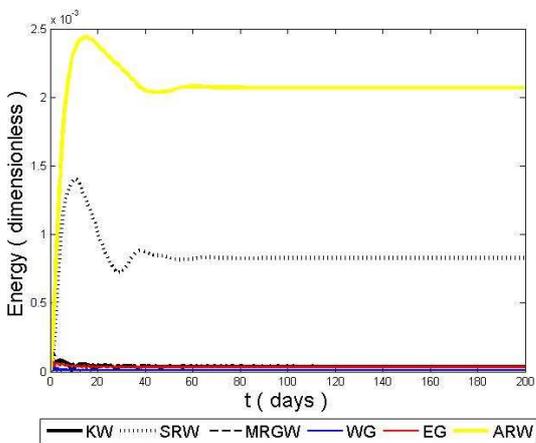
No caso da forçante do dipolo do Atlântico (Fig. 4.1c), que apresenta estrutura meridional predominantemente anti-simétrica, podemos observar que há uma pequena projeção de energia no modo de Kelvin, bem como uma excitação dos modos de Rossby simétricos. Isto pode ser atribuído ao fato desta forçante não ser totalmente anti-simétrica em relação ao equador, e sim, representada por um gradiente meridional de massa. Esta pequena excitação dos modos de Kelvin e a menor excitação dos modos de Rossby simétricos em comparação aos modos de Rossby anti-simétricos estão relacionadas ao fato de que a estrutura espacial da função forçante dada por (14) apresenta uma maior projeção (representada pelo coeficiente $f_{k,n,r}$) nos modos equatoriais que possuem estrutura meridional anti-simétrica com relação ao equador, ou seja, o modo meridional com n par. Por outro lado, uma vez que a forçante do dipolo do Atlântico também é estacionária, ambos os modos de Rossby simétricos e anti-simétricos e as ondas longas de Kelvin apresentam ressonância próxima com a forçante, explicando a predominância energética desses modos, restando às ondas de gravidade-inercial com propagação para leste e para oeste uma pequena projeção da energia logo no início da integração. No caso das ondas mistas de Rossby-gravidade, também se observa que estes modos são pouco excitados por esta forçante, sendo mais expressiva no início da integração, indicando que, devido às suas frequências temporais mais altas, estes modos não possuem ressonância próxima com a forçante, ao contrario dos modos de Rossby e das ondas longas de Kelvin. No entanto, apesar do menor nível energético das ondas de gravidade-inerciais e das ondas mistas de Rossby-gravidade em relação aos modos de Rossby e Kelvin, a atividade desses modos rápidos é mais evidente ao analisar a solução numérica referente à Fig. 4.1c no espaço físico, onde tais modos rápidos desempenham um papel importante na extensão inter-hemisférica das ondas longas de Rossby excitadas pelo aquecimento no Atlântico Tropical Norte, como será mostrado na Seção 4.2.2.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.1: Evolução temporal da energia em modos de Kelvin (KW) de Rossby simétrico (SRW) e anti-simétrico (ARW), mista Rossby-gravidade (MRGW), e de gravidade-inercial para oeste (WG) e para leste (EG) referente às forçantes do (a) El Niño, (b) La Niña e (c) dipolo do Atlântico, para o caso não-linear.

Na Figura 4.2 são apresentados os gráficos referentes à evolução temporal da energia de cada modo para uma simulação numérica na qual a forçante do El Niño é inicializada em $t = 0$ a partir de uma condição inicial sem movimento e perturbação no geopotencial e, após a solução referente à resposta do modelo à tal forçante atingir o estado estacionário, a forçante do dipolo do Atlântico é inserida (em aproximadamente $t = 100$ dias). Na Fig. 4.2a é mostrada a solução numérica linear referente a tal experimento, enquanto a Fig. 4.2b mostra a solução numérica não-linear. É importante destacar que na simulação linear, como não há acoplamento entre os modos, as respostas às forçantes do El Niño e do dipolo do Atlântico apenas se superpõem. Por outro lado, o mesmo não ocorre na solução numérica onde os termos não-lineares (representados pelo coeficiente $\eta_{k,n,r}$ em (9)) são mantidos. Neste caso, a solução

estacionária à forçante do El Nino age como um campo básico no qual as perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico estão imersas.

Consequentemente, comparando os gráficos da energia dos modos obtidos através das simulações com o modelo de equações linear (Fig. 4.2a) e não-linear (Fig. 4.2b), podemos observar que após a inicialização da forçante do dipolo do Atlântico para o caso da resposta não linear do modelo, há uma inversão na quantidade de energia projetada nos modos de Rossby com estrutura simétrica e anti-simétrica, onde observa-se que os modos de Rossby anti-simétricos atingem um menor nível energético no caso da resposta não-linear do modelo. No entanto, os demais modos não apresentam mudanças significativas. Assim, para o caso não-linear referente à Fig. 4.2, pode-se concluir que na fase transiente das perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico, a interação dos modos de Rossby anti-simétricos preferencialmente excitados pela forçante do dipolo do Atlântico (Figuras 4.1c e 4.2a) com o campo básico referente à resposta estacionária do modelo à forçante do El Nino (basicamente composta por modos de Rossby e ondas longas de Kelvin) leva à transferência de energia dos modos de Rossby anti-simétricos para os modos de Rossby simétricos, fazendo com que estes últimos predominem energeticamente para a solução estacionária.

Ao fazer a mesma análise para o caso dos gráficos referentes à energia de cada modo excitado pela forçante do dipolo do Atlântico após a resposta do modelo à forçante da La Nina atingir o estado estacionário, onde as duas forçantes também apresentam estruturas meridionais diferentes, podemos observar que as projeções da energia nos modos permitidos pelo modelo são similares para os casos linear (Fig. 4.3a) e não-linear (Fig. 4.3b). Porém, no caso da resposta não-linear (Fig. 4.3b) a projeção de energia nos modos de Rossby anti-simétricos excitados pela forçante do dipolo do Atlântico é ainda menor do que para o caso da resposta linear (Fig.4.3a). Esta diferença também pode ser claramente observada na solução numérica no espaço físico, onde as perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico imersas no campo básico referente à resposta estacionária do modelo à forçante da La Nina são mais simétricas em relação ao equador em comparação com as perturbações geradas pelo dipolo do Atlântico imersas no campo básico gerado pela forçante do El Nino, como será mostrado mais adiante.

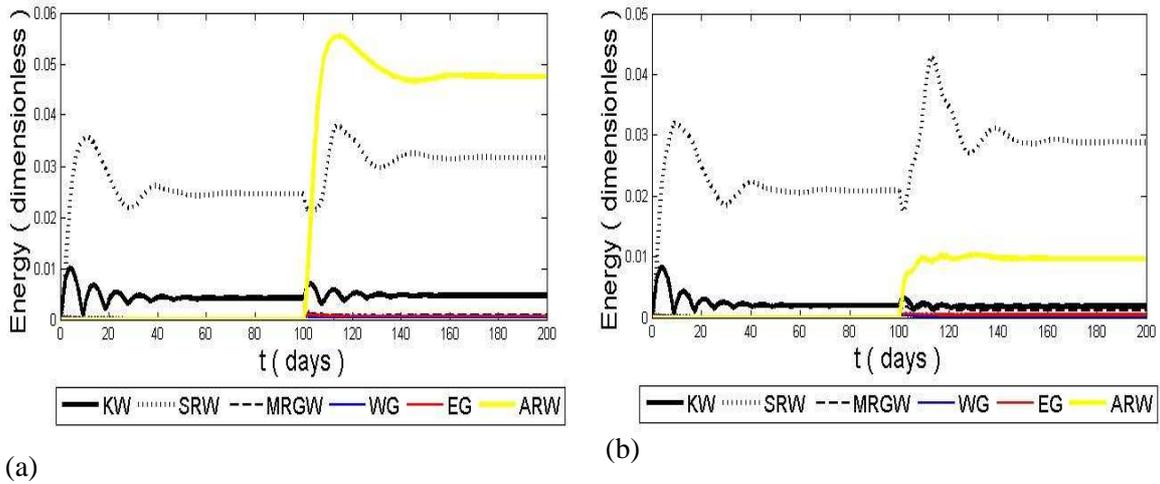


Figura 4.2: Evolução temporal da energia em modos de Kelvin (KW), de Rossby simétrico (SRW) e anti-simétrico (ARW), mista Rossby-gravidade (MRGW), e de gravidade-inercial para oeste (WG) e para leste (EG), referente à solução numérica na presença da forçante do El Niño, a partir de $t = 0$, e da forçante do dipolo do Atlântico, a partir de $t = 100$ dias, quando a resposta à forçante do El Niño já atingiu o estado estacionário. O painel (a) refere-se à simulação linear, enquanto o painel (b) refere-se à simulação não-linear.

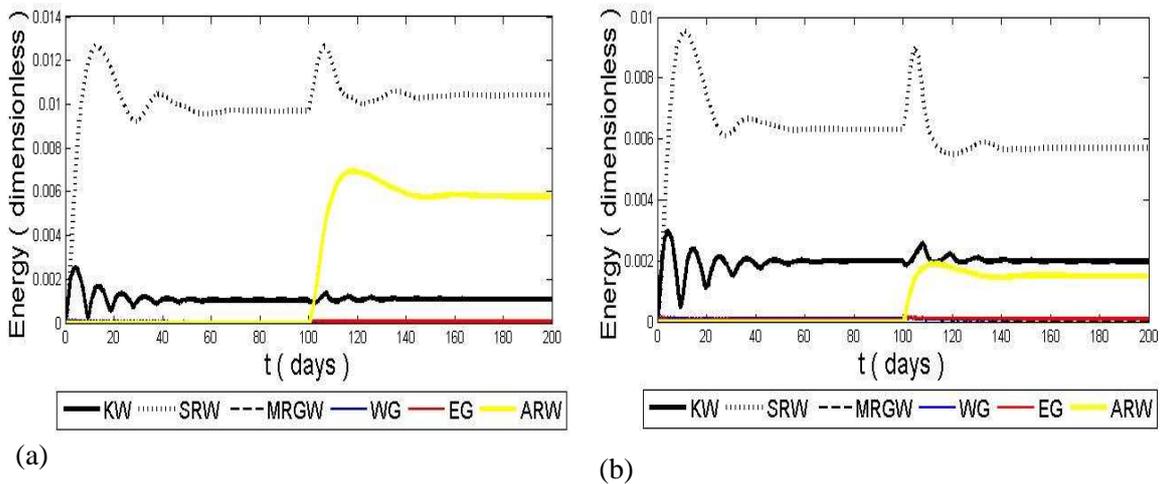


Figura 4.3: Similar à Fig. 4.2, mas para a forçante da La Niña.

4.2. Análise da solução numérica no espaço físico

4.2.1. Forçante ENOS

4.2.1.1. El Nino

A Figura 4.4 mostra a distribuição espacial do campo do vento e do geopotencial correspondente à resposta linear (Figs. 4.4a e 4.4b) e à resposta não-linear (Figs. 4.4c e 4.4d) do modelo forçado pela fonte de massa descrita por (13), que representa o aquecimento anômalo do Pacífico Tropical Leste como observado em uma situação em que há atuação do fenômeno El Nino. A resposta não-linear do modelo ilustrada nas Figs. 4.4c e 4.4d corresponde à solução numérica mostrada na Fig. 4.1a. Neste caso, foi suposto um valor de Q_0 de 5 K/dia.

Além da simetria em relação ao equador da resposta, nota-se nesta figura a intensa divergência sobre a região da forçante térmica em resposta ao aquecimento proporcionado pela fonte de calor (Fig. 4.4a e 4.4c). Esta configuração é observada devido à atuação das ondas de gravidade-inerciais, cuja principal característica é a intensa divergência no local da forçante como discutido por Matsuno (1966), visando restabelecer o ajuste da atmosfera local à imposição súbita da fonte de calor a partir do instante inicial $t = 0$ (até este instante a atmosfera encontrava-se em repouso), uma vez que esta foi perturbada em decorrência do aquecimento da coluna vertical em virtude da presença da fonte de calor devido à liberação de calor latente decorrente da convecção profunda. Este aquecimento da coluna vertical sobre a região da forçante leva a um abaixamento da pressão e a um conseqüente movimento convergente na baixa troposfera e, conseqüentemente, leva ao aumento da pressão e ao comportamento divergente na alta troposfera. Do ponto de vista energético, nos primeiros instantes da integração, em que a atmosfera está se ajustando em virtude da presença da forçante, todos os modos possuem praticamente a mesma energia (Fig. 4.1a). No entanto, esta forte divergência sobre o local da forçante rapidamente é suavizada devido ao fato destes modos rápidos não serem ressonantes com a forçante, como foi observado na Fig. 4.1a, ou seja, caracterizados por sua alta frequência, os modos de gravidade inerciais diferem muito da frequência temporal nula da forçante estacionária.

Com o decorrer do tempo é observado que o vento, inicialmente dirigido para os polos, direciona-se para leste no setor leste da posição da forçante tornando-se

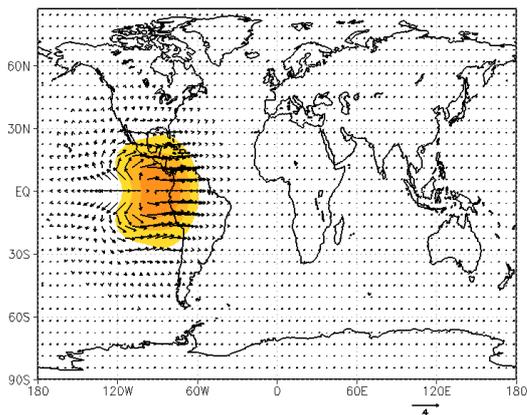
puramente zonal, apresentando maior amplitude exatamente sobre o equador. Além disso, observa-se que a perturbação inicial propaga-se em grande parte para a direção leste. Esta configuração é característica das ondas de Kelvin, que com o passar do tempo passam a contribuir de forma expressiva para a resposta forçada do modelo (Fig. 4.4b e 4.4d).

O comportamento dispersivo a oeste da forçante é característico da onda de Rossby com propagação para oeste. Outra característica a ser observada é a propagação para oeste dos anti-ciclones nos dois hemisférios, que estão relacionados a excitação dos modos de Rossby simétricos, que, como vimos na solução numérica apresentada na Fig. 4.1a, são bastante excitadas por esta forçante. No entanto, é notável a diferença na intensidade da propagação da energia em virtude da onda de Rossby ao comparar com a propagação decorrente da onda de Kelvin, o que permite reafirmar que a onda de Kelvin é a grande responsável pela propagação para distâncias mais longas da forçante do geopotencial nas condições consideradas nesta simulação. Esta maior extensão zonal da resposta a leste da forçante deve-se ao fato das ondas de Kelvin serem não-dispersivas, ou seja, sua velocidade de grupo, que é a responsável pela propagação da energia, não depende do número de onda (k). Por outro lado, a velocidade de grupo das ondas de Rossby possui dependência com o número de onda (Fig. 3.1), sendo estas, portanto consideradas dispersivas, tendendo à velocidade de grupo para zero à medida que o comprimento de onda diminui (k aumenta). Além disso, a velocidade de propagação das ondas de Kelvin é aproximadamente três vezes maior que a velocidade de propagação das ondas de Rossby (GILL, 1981).

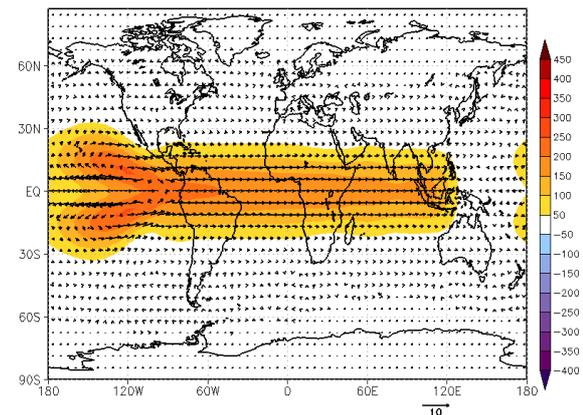
Comparando a resposta linear (Figs. 4.4a, 4.4b) e a resposta não-linear (Figs. 4.4c, 4.4d) do modelo à forçante do El Niño, podemos observar que a principal diferença entre as respostas do modelo é que no caso não-linear há uma maior nitidez dos anticiclones nos dois hemisférios a oeste da posição da forçante, mostrando-se também mais afastados do centro da forçante. É importante destacar que a resposta do modelo linear ilustrada nas Figs. 4.4a e 4.4b representa essencialmente a solução obtida por Gill (1981), mas com algumas correções devido ao fato de Gill (1981) ter assumido a aproximação de onda longa e, portanto, ter excluído as ondas de gravidade-inerciais e as ondas de Rossby mais curtas, que dispersam energia para leste. Adicionalmente, além dessas correções em relação à solução obtida por Gill (1981), a solução numérica

ilustrada nas Figuras 4.4c e 4.4d incluem ainda algumas correções devidas aos termos não-lineares.

A variação da temperatura na superfície do mar devido, principalmente, aos efeitos das correntes oceânicas dirigidas pelo vento, produz circulações zonais na atmosfera, em particular, a circulação de Walker. Na atmosfera tropical, a célula de Walker é dominante e apresenta uma circulação zonal termicamente direta. Em condições normais, esta célula possui um ramo ascendente sobre o continente da América do Sul, e um ramo descendente sobre o oceano adjacente. No entanto, na presença de anomalias de TSM no Pacífico Tropical Leste, é observado que esta circulação é deslocada para oeste, com movimentos ascendentes sobre o Pacífico e por consequência apresenta subsidência sobre o NEB. Isto pode ser observado ao analisar os resultados do modelo mostrados na Fig. 4.4, onde a convergência na alta troposfera observada sobre o NEB associada à onda de Kelvin, considerando a estrutura vertical do primeiro modo baroclínico, significa divergência em baixos níveis ou subsidência no NEB. Esta anomalia na circulação de Walker pode ser explicada em termos da propagação das ondas de Kelvin, pois a manifestação destas ondas na alta troposfera leva formação de ventos de leste na baixa troposfera em direção à região aquecida, favorecendo o surgimento desta anomalia.



(a)



(b)

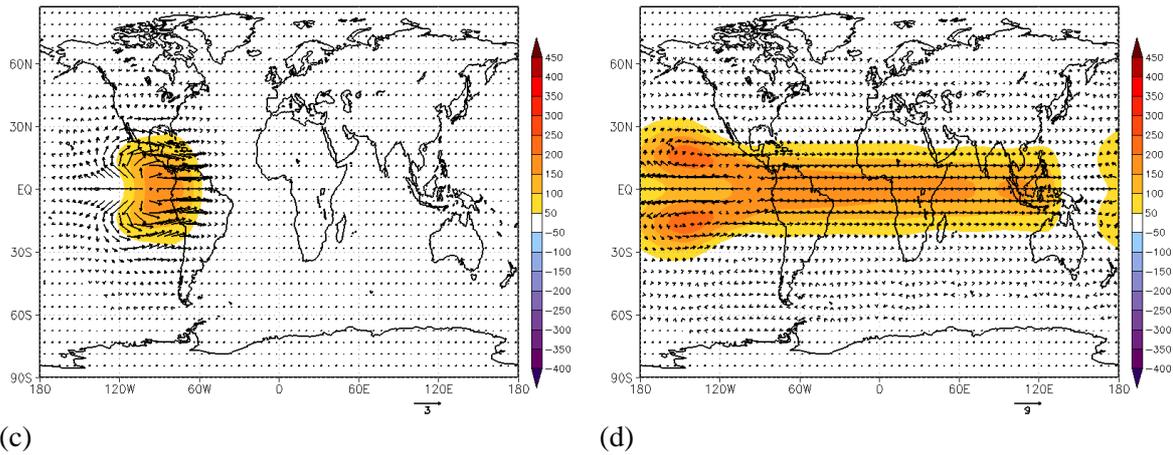


Figura 4.4: Distribuição espacial do campo do vento e do geopotencial referente à solução numérica linear em (a) $t = 1$ dia e em (b) $t = 6$ dias e a solução não-linear em (c) $t = 1$ dia e em (d) $t = 6$ dias com a forçante estacionária representativa do El Nino. Os campos do vento e do geopotencial são dados em m s^{-1} e $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $H = 250\text{m}$.

4.2.1.2. La Nina

A Figura 4.5 mostra a distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial correspondentes à resposta linear (Figs. 4.5a e 4.5b) e à resposta não-linear (Figs. 4.5c e 4.5d) do modelo a um sumidouro de calor, também descrito por (13), mas com Q_0 definido de modo a representar uma taxa de resfriamento diabático de -5 K/dia , representando o resfriamento anômalo do Pacífico Tropical Leste como observado em uma situação em que há atuação do fenômeno La Nina. A resposta não-linear do modelo ilustrada nas Figs. 4.5c e 4.5d corresponde à solução numérica apresentada na Fig. 4.1b.

Comparando a resposta linear (Figs. 4.5a e 4.5b) e a resposta não-linear (Figs. 4.5c e 4.5d) do modelo à forçante La Nina, podemos observar que a principal diferença entre as respostas é que no caso não-linear há também uma maior nitidez dos ciclones nos dois hemisférios a oeste da posição da forçante, assim como foi observado na resposta não-linear do modelo à forçante do El Nino.

Nota-se que a resposta do modelo a esta forçante é basicamente a resposta observada devido à forçante do El Nino, porém com o sinal contrario. Isso indica que os ventos de leste na alta troposfera levando a ventos de oeste na baixa troposfera em

direção ao continente, favorece o ramo ascendente da célula de Walker, que por sua vez favorece o surgimento de anomalias positivas de chuva na região Nordeste de Brasil.

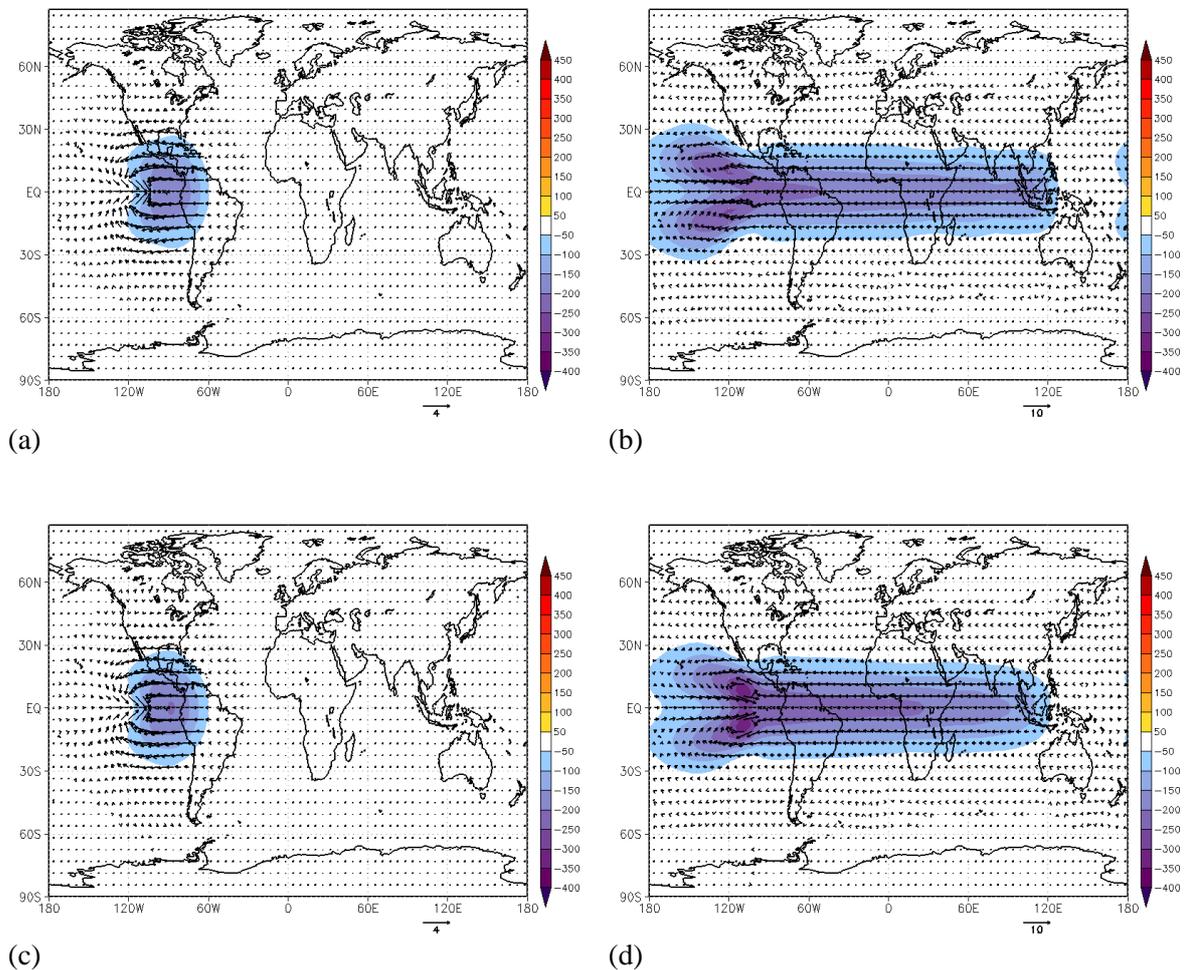


Figura 4.5: Distribuição espacial do campo do vento e do geopotencial referente à solução numérica linear em (a) $t = 1$ dia e em (b) $t = 6$ dias e à solução numérica não-linear em (c) $t = 1$ dia e em (d) $t = 6$ dias com a forçante estacionária representativa da La Nina. Os campos do vento e do geopotencial são dados em m s^{-1} e $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $H = 250\text{m}$.

4.2.2. Dipolo do Atlântico

A Figura 4.6 representa o comportamento da atmosfera devido ao aquecimento / resfriamento diabático em decorrência do gradiente de temperatura anômalo no Atlântico Tropical representado pela função forçante descrita por (14), apresentando estrutura predominantemente anti-simétrica em relação ao equador, e estacionária, cuja energética da solução numérica ilustrada nos painéis c e d (não-linear) é apresentada na

Fig. 4.1c. Neste caso, foi suposto um valor de Q_0 de modo a representar uma taxa de aquecimento de 10K/dia, visando simular hipoteticamente a ocorrência de um evento extremo de aquecimento das águas do Atlântico Tropical Norte com o intuito de analisar o potencial impacto de efeitos não-lineares na atuação da forçante do dipolo do Atlântico.

Nota-se através da Figura 4.6 que há na atmosfera em resposta à forçante do dipolo do Atlântico uma intensa divergência sobre a região em que a perturbação do geopotencial é positiva, acompanhada de movimento convergente sobre a região com perturbação negativa no hemisfério oposto (Figs. 4.6a e 4.6c). Esta configuração, assim como observada nos casos anteriores, também é atribuída à manifestação das ondas de gravidade-inerciais. De fato, como observado na Fig. 4.1c, a contribuição destes modos é mais pronunciada nos instantes iniciais da integração.

Além da forte divergência sobre o local da forçante com sinal positivo, observa-se também uma forte corrente meridional, termicamente direta, com origem no sistema de alta pressão ao sul da perturbação positiva, tornando-se mais intensa após cruzar o equador. Outra característica importante é a circulação ciclônica na alta troposfera sobre a região com perturbação negativa do geopotencial. Desta forma, a circulação em resposta a esta forçante gera movimento ascendentes sobre o Atlântico Tropical Norte e movimento subsidente sobre o Atlântico Tropical Sul e sobre o NEB. No decorrer do tempo observa-se que a perturbação inicial sofre um alongamento na direção oeste (Figs. 4.6b e 4.6d), em virtude da dispersão da energia pelas ondas longas de Rossby.

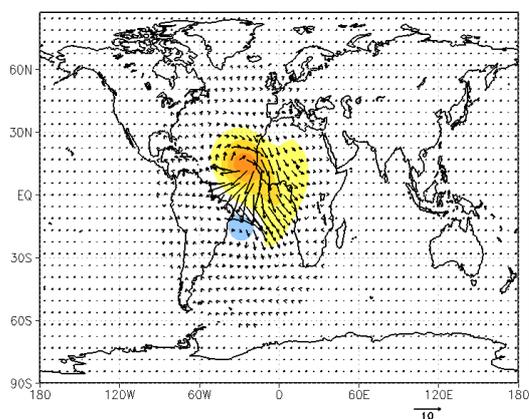
Em termos da teoria de ondas equatorialmente confinadas pode-se dizer que a estrutura espacial da resposta da circulação atmosférica em virtude do aquecimento anômalo do Atlântico Tropical Norte é devido à manifestação das ondas de Rossby com estrutura anti-simétrica em relação ao equador, que explica o alongamento da perturbação para oeste. O forte escoamento em direção à região da perturbação com sinal negativo está relacionado à manifestação das ondas mistas de Rossby-gravidade, no qual a predominância da componente meridional sobre a zonal é uma das características deste modo, assim como a estrutura simétrica da componente meridional do vento com máximo no equador (MATSUNO, 1966).

No entanto, a solução apresentada na Figura 4.6 indica que a resposta da atmosfera à forçante a leste da mesma é muito pequena devido a pouca atuação da onda

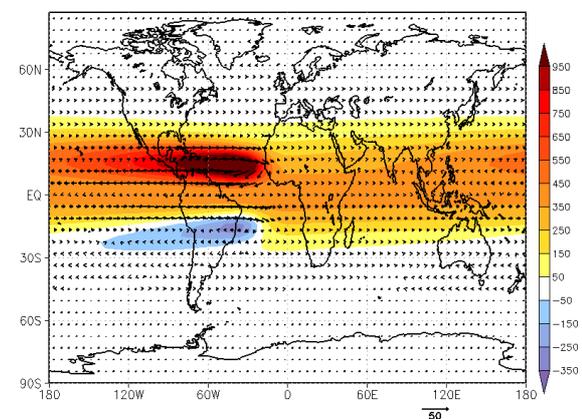
de Kelvin nesta simulação, o que já havíamos observado ao analisar a contribuição energética deste modo para a solução (Fig. 4.1c), diferentemente da resposta da atmosfera forçada pelos fenômenos El Niño e La Niña como havia observado anteriormente (Figs. 4.4 e 4.5). Isto se dá devido ao fato de que a forçante predominantemente anti-simétrica representada por (14) projeta predominantemente nos modos equatoriais que possuem estrutura meridional anti-simétrica com relação ao equador, ou seja, o modo meridional com n par. Na região a oeste da forçante, nota-se que a dispersão da perturbação no campo do geopotencial em decorrência da presença da fonte de massa é causada pelos modos de Rossby anti-simétricos, como mencionado anteriormente. No entanto, nota-se que esta dispersão é um tanto limitada, em comparação com a dispersão para oeste da energia gerada pela forçante do El Niño/La Niña. Dado que a frequência dos modos de Rossby é uma função monotônica decrescente do modo meridional n (Fig. 3.1), o primeiro modo de Rossby simétrico ($n = 1$) tem frequência temporal maior que o primeiro modo de Rossby anti-simétrico ($n = 2$); o segundo modo de Rossby simétrico ($n = 3$) tem frequência temporal maior que o segundo modo de Rossby anti-simétrico ($n = 4$) e assim por diante, para qualquer número de onda zonal k . Conseqüentemente, os modos de Rossby simétricos em relação ao equador (n ímpar) possuem velocidade de propagação maior que os modos de Rossby anti-simétricos e, conseqüentemente, sabendo que a forçante anti-simétrica excita preferencialmente os modos anti-simétricos em relação ao equador (n par), podemos dizer que a limitação na dispersão da energia para oeste da forçante no campo do geopotencial deve-se ao fato de esta ser resultante da lenta propagação dos modos de Rossby anti-simétricos, responsáveis pela dispersão da perturbação imposta pela estrutura da forçante.

A simulação linear (Figs. 4.6a e 4.6b) representa essencialmente o resultado obtido por Moura e Shukla (1981) (ver a Fig. 8a desta referência), mas com o sinal trocado em relação àquele trabalho, representando, portanto a estrutura das anomalias dos campos do vento e geopotencial na alta troposfera. Para o caso não-linear (Figs. 4.6c e 4.6d), observa-se uma maior propagação da energia gerada pelo aquecimento no Hemisfério Norte (HN) para o Hemisfério Sul (HS), evidenciada pela maior magnitude relativa do anticiclone no HS em relação ao anticiclone no HN, em comparação com a simulação linear. Estes anticiclones simétricos em relação ao equador estão associados aos modos simétricos de Rossby com escala zonal planetária excitados pela forçante

dada por (14), como observado na solução numérica apresentada na Fig. 4.1c. Note que esta excitação dos modos simétricos ocorre, pois a forçante definida em (14) não é totalmente anti-simétrica em relação ao equador, como discutido anteriormente. Esta maior propagação inter-hemisférica da energia no caso não-linear pode ser atribuída às ondas de gravidade inerciais e às ondas mistas de Rossby-gravidade, que geram a componente divergente no campo do vento, que por sua vez leva a uma maior advecção de vorticidade para o hemisfério oposto (RAUPP e SILVA DIAS, 2004). Conseqüentemente, em resposta a esta propagação inter-hemisférica da energia, a subsidência sobre a área de resfriamento no Atlântico Tropical Sul fica mais intensa, porém, mais confinada na região oceânica. Outra característica importante é o vento de nordeste cruzando o equador que é mais pronunciado na resposta não-linear. Assumindo a estrutura vertical do primeiro modo baroclínico, ou seja, do modo vertical caracterizado por uma única inversão de fase ao longo da troposfera, que ocorre na média troposfera (que é condizente com o valor de $H = 250\text{m}$ aqui considerado), este padrão de ventos de nordeste cruzando o equador implica numa intensificação anômala dos ventos alísios de sudeste na baixa troposfera em resposta à forçante do dipolo do Atlântico, onde uma das implicações é o desfavorecimento do deslocamento da ZCIT para sul da sua posição climatológica. Sendo a ZCIT o principal sistema responsável pela qualidade da estação chuvosa na região Nordeste do Brasil é importante salientar que esta configuração possibilita a ocorrência de eventos anômalos de seca sobre o NEB.



(a)



(b)

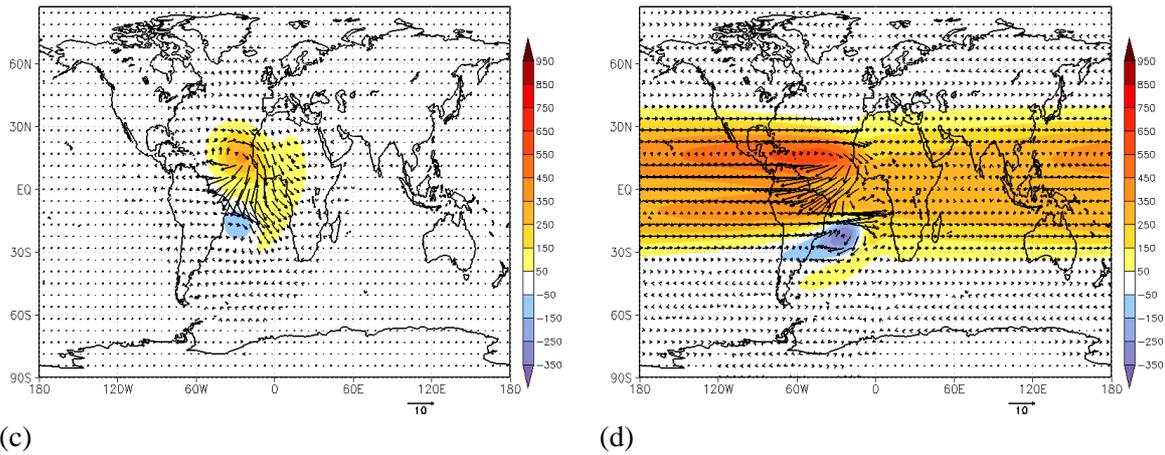


Figura 4.6: Distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referente à solução numérica linear em (a) $t = 1$ dia e (b) $t = 100$ dias e à solução não linear em (c) $t = 1$ dia e (d) $t = 100$ dias, com a forçante estacionária representativa do dipolo do Atlântico. Os campos do vento e do geopotencial são dados em m s^{-1} e $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $H = 250\text{m}$.

4.2.3. Dipolo do Atlântico imerso no campo básico gerado pelo El Nino

As Figuras 4.7a e 4.7b mostram a distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial correspondentes à solução numérica da Fig. 4.2a (linear), enquanto as Figs. 4.7c e 4.7d mostram a distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referentes à solução numérica da Fig. 4.2b (não-linear). Em ambos os casos, a estrutura espacial dos campos é ilustrada em $t = 80$ dias (Figs. 4.7a e 4.7c) e em $t = 180$ dias (Figs. 4.7b e 4.7d). Como discutido na seção anterior deste capítulo, nas simulações numéricas ilustradas nas Figuras 4.2 e 4.7, a solução numérica é inicializada em $t = 0$ a partir de uma condição inicial sem movimento e perturbação no geopotencial na presença da forçante térmica do El Nino e, após a solução referente à resposta do modelo à tal forçante atingir o estado estacionário, a forçante do dipolo do Atlântico é iniciada (em aproximadamente $t = 100$ dias). Após certo período (aproximadamente 60 dias, de acordo com a Fig. 4.2, ou seja, em $t \approx 160$ dias), a resposta do modelo à forçante do dipolo do Atlântico atinge um estado estacionário. Assim, para analisar as anomalias em relação à resposta estacionária à forçante do El Nino gerada pela forçante do dipolo do Atlântico, as Figuras 4.7b e 4.7d mostram a diferença entre as soluções em $t = 180$ dias e em $t = 80$ dias. Como discutido anteriormente, na simulação linear não há

acoplamento entre os modos e, conseqüentemente, as respostas às forçantes do El Nino e do dipolo do Atlântico apenas se superpõem. Com isso, as anomalias dos campos do vento e geopotencial ilustradas na Fig. 4.7b apresentam um padrão de variabilidade espacial similar às perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico mostradas na Fig. 4.6b, diferindo apenas pela magnitude em função da diferença da amplitude Q_0 da forçante utilizada nos dois experimentos. Por outro lado, na simulação numérica não-linear, a solução não-linear estacionária à forçante do El Nino, ilustrada na Fig. 4.7c, age como um campo básico no qual as perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico estão imersas.

De fato, comparando as Figuras 4.7b e 4.7d, onde as perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico estão superpostas (Fig. 4.7b) e imersas (Fig. 4.7d) no campo básico gerado pela forçante do El Nino, podemos observar diferenças significativas no que se refere à propagação da perturbação e intensidade da solução, bem como uma maior extensão meridional da solução para o caso não-linear.

Comparando a Fig. 4.7b com a Fig. 4.7d nota-se claramente que a solução ilustrada na Fig. 4.7d apresenta uma menor extensão para oeste dos anticiclones nos dois hemisféricos associados com as ondas longas de Rossby excitadas pela forçante do dipolo do Atlântico, assim como uma maior inclinação para noroeste (NW) do eixo do anticiclone do HN e uma maior inclinação para sudoeste (SW) do eixo do cavado no HS associado com a resposta ao resfriamento no Atlântico Tropical Sul, além de também se observar uma menor extensão para oeste deste cavado na Fig. 4.7d. Tais aspectos também são observados ao comparar a resposta não-linear à forçante do dipolo do Atlântico imersa no campo básico gerado pela resposta não-linear estacionária à forçante do El Nino (Fig. 4.7d) com a resposta não-linear à forçante do dipolo do Atlântico imersa num campo básico em repouso (Fig. 4.6d). Estes fatores revelam o efeito shift-Doppler do campo básico de oeste devido às ondas de Kelvin geradas pela fonte do ElNino sobre as frequências dos modos de Rossby excitados pela forçante do dipolo do Atlântico. Adicionalmente, verifica-se através do campo da perturbação da vorticidade relativa referente à resposta à forçante do dipolo do Atlântico imersa no campo básico gerado pela resposta estacionária à forçante do El Nino (Fig. 4.8) a maior extensão meridional da solução mostrada na Fig. 4.7d, que mostra um notável trem de ondas propagando-se na forma de arco originado na região da fonte de massa até a região do continente africano no HN. Este padrão evidencia o papel do campo básico de

oeste devido às ondas de Kelvin excitadas pelo ElNiño no aumento da latitude crítica e, portanto, na redução do confinamento equatorial dos modos de Rossby. De fato, os modos equatoriais de Rossby apresentam uma redução no confinamento equatorial (aumentando a latitude crítica, que corresponde à latitude na qual a estrutura meridional dos modos muda de oscilatória para evanescente) quando imersas num campo básico de oeste na região equatorial (ZHANG e WEBSTER, 1989).

Desta forma, os resultados sugerem que as anomalias geradas pelo dipolo do Atlântico na presença do campo básico gerado pela resposta estacionária não-linear à forçante do El Niño, terão maior atuação na região do Atlântico Tropical e do setor norte do continente africano, e o impacto sobre a América do Sul será menor, restringindo-se basicamente ao norte do NEB. No contexto da teoria não-linear de ondas equatoriais, Raupp e Silva Dias (2004), ao integrar numericamente as equações governantes dadas por (1)-(2) com somente uma fonte de massa prescrita (fonte representando a convecção na Amazônia/Brasil Central), verificaram o papel das ondas de Kelvin excitadas pela fonte na redução do confinamento equatorial apenas das ondas de Rossby mais curtas, que dispersam energia no mesmo sentido das ondas de Kelvin (para leste da fonte). De acordo com Raupp e Silva Dias (2004), o papel das ondas de Kelvin na modificação da frequência característica (e, portanto, na redução do confinamento equatorial) das ondas de Rossby mais longas, que dispersam a energia para oeste da fonte, é limitada em função da significativa perda de energia dos modos de Kelvin em função da quebra não-linear desses modos ao percorrerem uma longa distância (atravessando todo cinturão equatorial) até atingir o setor oeste da fonte. Assim, os resultados apresentados aqui representam uma extensão dos resultados obtidos por Raupp e Silva Dias (2004), pois considerando duas fontes de massa, com a fonte simétrica localizada a oeste e próxima da fonte anti-simétrica, foi possível verificar os efeitos da interação entre a onda de Kelvin e as ondas longas de Rossby. Neste caso, verificou-se que o campo básico de oeste resultante da atividade das ondas de Kelvin retarda a propagação da energia das ondas longas de Rossby, além de reduzir o confinamento equatorial dessas últimas, resultando em possíveis implicações para o impacto local e remoto das anomalias forçadas pelo dipolo do Atlântico durante a fase quente do fenômeno ENOS.

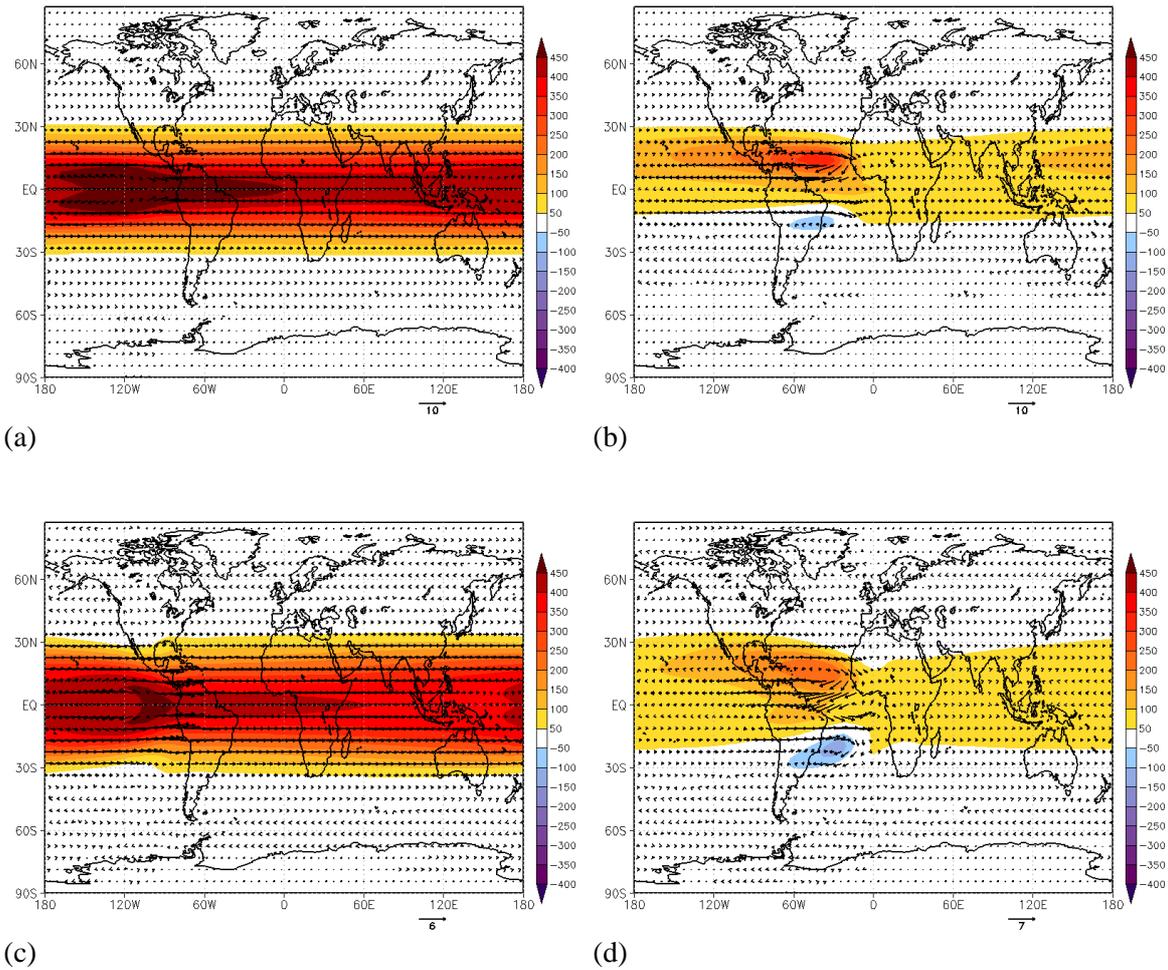


Figura 4.7: Distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referentes às respostas linear (a) e não-linear (c) estacionárias à forçante do El Nino, bem como referentes às respostas estacionárias linear (b) e não-linear (d) à forçante do dipolo do Atlântico. Na solução numérica referente à Fig. 4.2a, a resposta linear à forçante do dipolo do Atlântico no painel (b) se superpõe à resposta representada no painel (a), enquanto na solução numérica referente à Fig. 4.2b, a resposta não-linear à forçante do dipolo do Atlântico ilustrada em (d) está imersa no campo básico representado no painel (c). Os campos do vento e do geopotencial são dados em m s^{-1} e m^2s^{-2} , respectivamente, usando as escalas de velocidade e geopotencial dadas, respectivamente, por $(gH)^{1/2}$ e gH , para $H = 250\text{m}$.

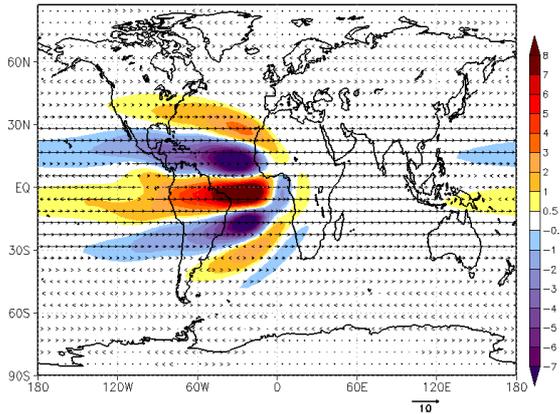


Figura 4.8: Distribuição espacial do campo da perturbação da vorticidade relativa referente à resposta estacionária não-linear à forçante do dipolo do Atlântico imersa no campo básico gerado pela resposta estacionária não-linear à forçante do El Nino. O campo da vorticidade é dado em 10^{-6} s^{-1} .

4.2.4. Dipolo do Atlântico imerso no campo básico gerado pela La Nina

As Figuras 4.9a e 4.9b mostram a distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial correspondentes à solução numérica da Fig. 4.3a (linear), enquanto as Figs. 4.9c e 4.9d mostram a distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referentes à solução numérica da Fig. 4.3b (não-linear). Assim como descrito na seção anterior deste capítulo, em ambos os casos, a estrutura espacial dos campos é ilustrada em $t = 80$ dias (Figs. 4.9a e 4.9c) e em $t = 180$ dias (Figs. 4.9b e 4.9d). Como discutido na seção anterior deste capítulo, nas simulações numéricas ilustradas nas Figuras 4.3 e 4.9, a solução numérica é inicializada em $t = 0$ a partir de uma condição inicial sem movimento e perturbação no geopotencial na presença da forçante térmica da La Nina e, após a solução referente à resposta do modelo a tal forçante atingir o estado estacionário, a forçante do dipolo do Atlântico é iniciada (em aproximadamente $t = 100$ dias). Após certo período (aproximadamente 60 dias, de acordo com a Fig. 4.3, ou seja, em $t \approx 160$ dias), a resposta do modelo à forçante do dipolo do Atlântico atinge um estado estacionário. Assim, para analisar as anomalias em relação à resposta estacionária à forçante da La Nina gerada pela forçante do dipolo do Atlântico, as Figuras 4.9b e 4.9d mostram a diferença entre as soluções em $t = 180$ dias e em $t = 80$ dias. Como discutido na seção anterior deste capítulo, as anomalias dos campos do vento e geopotencial ilustradas na Fig. 4.9b também apresentam um padrão de variabilidade espacial similar às perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico mostradas na Fig. 4.6b, diferindo apenas pela magnitude em função da diferença da amplitude Q_0 da forçante utilizada nos dois experimentos. Por outro lado, na simulação numérica não-linear, a solução não-linear estacionária à forçante da La

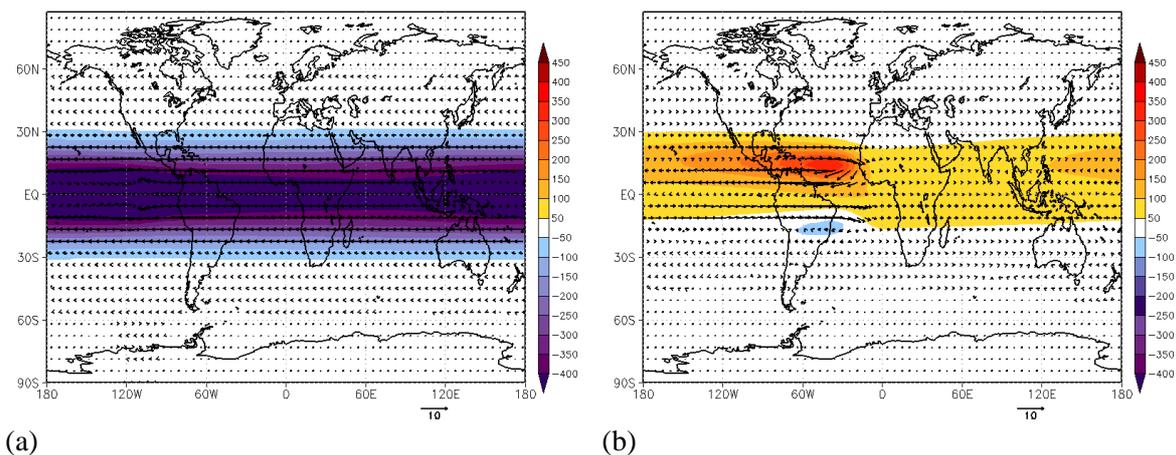
Nina, ilustrada na Fig. 4.9c, age como um campo básico no qual as perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico estão imersas.

No caso da resposta linear (Fig. 4.9b), onde as perturbações geradas pela forçante do dipolo do Atlântico estão superpostas às perturbações geradas pela forçante da La Nina, nota-se que o padrão observado apresenta-se semelhante à resposta linear do modelo forçado pelo dipolo do Atlântico superposto à resposta do modelo gerado pela forçante do El Nino (Fig. 4.7b). Já ao comparar a respostas linear (Fig. 4.9b) e não-linear (Fig. 4.9d) do modelo forçado pelo dipolo do Atlântico superposto e imerso, respectivamente, no campo básico gerado pela La Nina, podemos observar que a solução não-linear (Fig. 4.9d) apresenta-se mais alongada para oeste da forçante do dipolo do Atlântico, bem como uma maior extensão meridional da solução no caso não-linear no setor oeste da forçante da LaNiña. Esta maior extensão meridional da solução não-linear no setor oeste da forçante da LaNiña está associada ao fluxo de oeste gerado pela resposta estacionária não-linear à forçante da La Nina no setor oeste desta forçante, que reduz o confinamento equatorial dos modos de Rossby excitados pela forçante do dipolo do Atlântico.

Ao comparar as Figuras 4.9d, 4.7d e 4.6d nota-se que o escoamento básico de leste associado com as ondas de Kelvin excitadas pela forçante da La Nina atua de modo a intensificar a propagação para oeste das ondas longas de Rossby geradas pela forçante do dipolo do Atlântico, além de aumentar o confinamento equatorial desses modos, como verificado pela maior extensão para oeste do anticiclone no hemisfério norte na Fig. 4.9d. No entanto, quando a perturbação gerada pelo dipolo do Atlântico chega à região onde o campo básico é de oeste (devido às ondas longas de Rossby excitadas pela forçante da La Nina), há uma maior propagação inter-hemisférica da energia, sobretudo no Pacífico Tropical Leste. De fato, na presença de um duto de oeste, ondas de Rossby com escala zonal menor que a largura do duto apresentam maior propagação meridional, inclusive inter-hemisférica, como mostrado por Webster e Holton (1982). Esta maior propagação inter-hemisférica da energia na região do Pacífico Leste associada com a perturbação induzida pela forçante do dipolo do Atlântico, na presença do campo básico gerado pela forçante da La Nina, induz o fortalecimento do jato subtropical na região do Pacífico Leste, como ilustrado na Fig. 4.9d. Esta intensificação anômala do jato subtropical induzida pela forçante do dipolo do Atlântico, em consequência da maior extensão meridional das ondas longas de

Rossby no Pacífico Leste, por sua vez pode potencialmente contribuir para maior entrada de sistemas transientes no sul e sudeste do Brasil devido ao estabelecimento de um guia de ondas para as ondas de Rossby com escalas intermediárias (AMBRIZZI et al., 1995).

Outro fato importante a ser destacado nas simulações aqui apresentadas é que, embora o dipolo do Atlântico esteja imerso num campo básico favorável a precipitação na região Nordeste do Brasil e no Atlântico Tropical, os resultados sugerem que as anomalias geradas pelo dipolo do Atlântico ainda serão observadas, e terão maior atuação na região da América do Sul quando imersas no campo básico gerado pela forçante da La Nina, em comparação com as anomalias induzidas pela forçante do dipolo do Atlântico imersas no campo básico gerado pela forçante do El Nino. Esta maior extensão para oeste das anomalias geradas pela forçante do dipolo do Atlântico quando imersas no campo básico gerado pela forçante da LaNiña, que conseqüentemente implica num maior impacto na America do Sul, também pode ser verificada através do campo da perturbação da vorticidade relativa referente à resposta à forçante do dipolo do Atlântico imersa no campo básico gerado pela resposta estacionária à forçante da La Nina (Fig. 4.10).



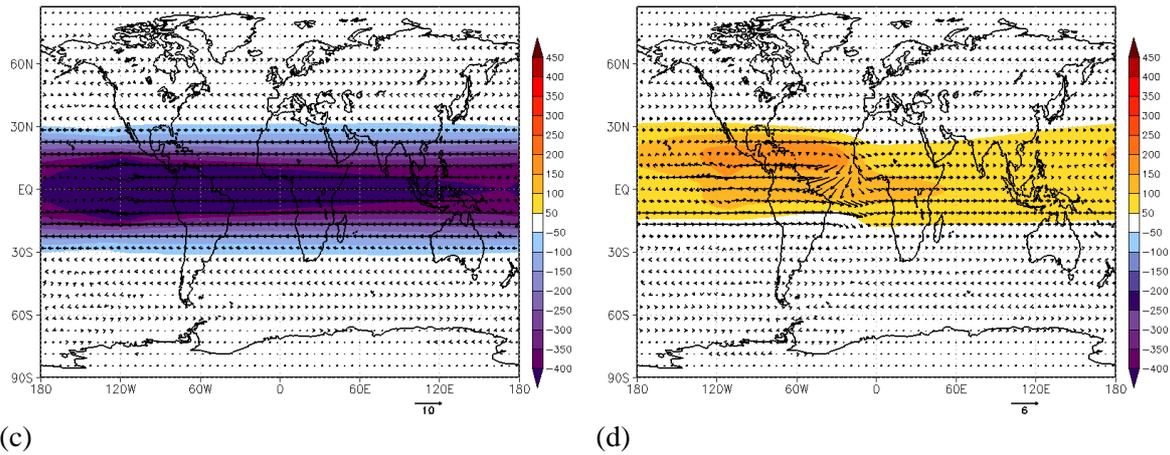


Figura 4.9: Distribuição espacial dos campos do vento e do geopotencial referentes às respostas linear (a) e não-linear (c) estacionárias à forçante da La Nina, bem como referentes às respostas estacionárias linear (b) e não-linear (d) à forçante do dipolo do Atlântico. Na solução numérica referente à Fig. 4.3a, a resposta linear à forçante do dipolo do Atlântico no painel (b) se superpõe à resposta representada no painel (a), enquanto na solução numérica referente à Fig. 4.3b, a resposta não-linear à forçante do dipolo do Atlântico ilustrada em (d) está imersa no campo básico representado no painel (c). Os campos do vento e do geopotencial são dados em m s^{-1} e m^2s^{-2} , respectivamente.

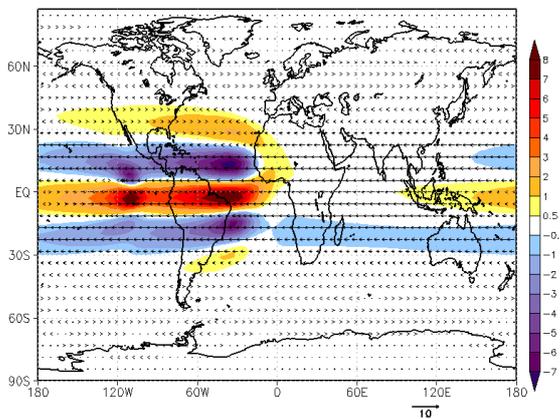


Figura 4.10: Distribuição espacial do campo da perturbação da vorticidade relativa referente à resposta estacionária não-linear à forçante do dipolo do Atlântico imersa no campo básico gerado pela resposta estacionária não-linear à forçante da La Nina. O campo da vorticidade é dado em 10^{-6} s^{-1} .

CAPÍTULO 5

5.1. Sumário e conclusões

O presente trabalho teve por objetivo estudar os mecanismos dinâmicos associados com eventos anômalos de seca na região Nordeste do Brasil sob a ótica da teoria de ondas atmosféricas equatorialmente confinadas. Os experimentos numéricos foram realizados utilizando fontes estacionárias prescritas no campo da massa representativas de forçantes térmicas associadas com anomalias de temperatura da superfície do mar no Atlântico Tropical, conhecida como dipolo do Atlântico, e com a forçante térmica associada com as fases extremas do fenômeno ENOS, que têm sido mostradas através da literatura apresentar um impacto significativo nas anomalias climáticas sobre a região Nordeste do Brasil.

O objetivo proposto neste trabalho foi abordado através da análise da solução numérica das equações da água rasa não-lineares com a aproximação do plano beta-equatorial, obtidas através do método espectral que utiliza como funções base as próprias soluções características (modos normais) das equações linearizadas, que correspondem às ondas equatoriais obtidas por Matsuno (1966). Na integração do sistema de EDOs que governa a evolução temporal dos coeficientes de expansão utilizou-se um esquema semi-analítico centrado no tempo, que supõe que os termos não-lineares sejam constantes durante um passo de tempo, de modo a se obter a solução exata da parte linear durante este passo de integração. Nas simulações numéricas aqui apresentadas utilizou-se uma altura equivalente de 250m referente ao modo baroclínico caracterizado por uma única inversão de fase ao longo da troposfera, que ocorre na média troposfera. Este modo baroclínico corresponde ao modo vertical mais excitado pela convecção profunda na atmosfera tropical. Um termo de decaimento linear foi adicionado às equações governantes para que a solução atinja um estado permanente na presença de uma ou mais forçantes. Para as simulações numéricas aqui apresentadas, fixou-se um coeficiente de decaimento linear de $1/15 \text{ dias}^{-1}$.

A análise da partição da energia total do sistema nos diferentes modos permitidos pelo sistema de equações da água rasa permitiu elucidar quais modos são responsáveis pelos diferentes aspectos referentes à solução numérica no espaço físico em resposta às

forçantes aqui consideradas. Os resultados indicam que a manifestação e dominância dos modos equatoriais esta intimamente relacionada à estrutura espacial bem como à variação temporal da forçante.

Além disso, foram analisadas as contribuições de cada tipo de onda no estabelecimento do padrão de circulação sobre a região Nordeste do Brasil, em resposta às forçantes responsáveis por anomalias de precipitação sobre esta região. Além disso, foram analisadas as contribuições de efeitos não-lineares bem como da interação das ondas com o escoamento básico produzido por fontes de massa estacionárias no estabelecimento do padrão de circulação inibidor da precipitação sobre o NEB, buscando com este estudo elucidar os mecanismos dinâmicos fundamentais, com base na teoria da dinâmica da atmosfera, associados com os controles climáticos da seca sobre o Nordeste Brasileiro reportados na literatura.

Os resultados obtidos através das simulações numéricas aqui apresentadas destacam que:

- A propagação das ondas de Kelvin na alta troposfera excitadas pela forçante sobre o Pacífico Tropical Leste como observado quando há atuação do fenômeno El Niño/La Niña leva à formação de ventos de leste/oeste na baixa troposfera em direção à região aquecida, favorecendo o surgimento/fortalecimento da circulação anômala de Walker com ramo subsidente/ascendente sobre o NEB.
- A não-linearidade da resposta do modelo à forçante do dipolo do Atlântico leva a uma maior propagação inter-hemisférica da energia gerada pelo aquecimento no Atlântico Tropical Norte, que por sua vez tende a intensificar o padrão do escoamento responsável por eventos anômalos de seca na região norte do NEB.
- Na presença de um campo básico gerado pela resposta não-linear estacionária à forçante do El Niño, a resposta não-linear do modelo à forçante do dipolo do Atlântico mostra-se mais significativa sobre o setor do Atlântico e com um significativo impacto sobre o setor norte do continente africano, apresentando um impacto reduzido sobre a América do Sul. Este aspecto deve-se ao papel do campo básico de oeste associado com as ondas de Kelvin excitadas pela forçante do El Niño na redução da velocidade de grupo para oeste das ondas longas de Rossby excitadas pela forçante do dipolo do Atlântico, bem como ao efeito deste

campo básico de oeste na redução do confinamento equatorial dessas ondas de Rossby.

- Na presença de um campo básico gerado pela resposta não-linear estacionária do modelo à forçante referente à La Nina, a resposta não-linear do modelo à forçante do dipolo do Atlântico mostra um maior impacto sobre a América do Sul. Em especial, o campo básico de leste referente à excitação das ondas de Kelvin geradas pela forçante da La Nina intensifica a velocidade de grupo para oeste das ondas de longas Rossby excitadas pela forçante do dipolo do Atlântico. Estas ondas, ao atingirem a região de ventos de oeste decorrentes da resposta induzida pelas ondas longas de Rossby excitadas pela forçante da La Nina, apresentam uma significativa propagação inter-hemisférica da energia, levando à intensificação de um anticiclone sobre a região do Pacífico Tropical Leste. Isto sugere que durante eventos de La Nina *as anomalias associadas com o dipolo do Atlântico* tendem a favorecer a intensificação anômala do jato subtropical e, conseqüentemente, uma propagação anômala de sistemas frontais para a região sul/sudeste do Brasil, além de também induzirem a eventos anômalos de seca na região norte do NEB.

5.2. Sugestões para trabalhos futuros

Diante dos resultados aqui apresentados ficou clara a importância da realização de estudos relacionados à resposta da atmosfera a fontes de calor na região tropical através da aplicação da teoria não-linear de ondas equatorialmente confinadas, bem como, dos padrões de teleconexão estabelecidos através do forçamento da atmosfera devido ao aquecimento diabático e suas implicações em regiões remotas do globo, sobretudo na região Nordeste do Brasil.

Desta forma, uma sugestão para trabalhos futuros seria analisar a dinâmica dos movimentos forçados na atmosfera devido à liberação de calor latente relacionada à convecção na região da Amazônia atuando em conjunto com a fonte do dipolo do Atlântico para investigar como o dipolo do Atlântico interage com as ondas equatoriais excitadas pela convecção na Amazônia, visto que, no estudo apresentado por Silva Dias et al. (1983) foi apresentado os efeitos da liberação de calor latente sobre a região da Amazônia em decorrência da convecção profunda, fazendo uso do modelo de equações

da água rasa linearizadas no plano beta-equatorial, sobre a ótica da propagação de ondas equatoriais confinadas. Os resultados encontrados por Silva Dias et al. (1983) indicam que a liberação de calor latente relacionada à atividade convectiva sobre a Amazônia está associada com a alta da Bolívia, que por sua vez induz a formação do cavado observado em altos níveis sobre a região do NEB e regiões oceânicas adjacentes. Além disso, de acordo com Raupp e Silva Dias (2006), é possível a existência de tripletos ressonantes envolvendo um modo de Rossby, Kelvin e misto Rossby-gravidade. Logo, é possível que as ondas de Kelvin excitadas pela fonte amazônica, juntamente com o modo de Rossby anti-simétrico excitado pela forçante do dipolo do Atlântico, intensifique a onda mista de Rossby-gravidade gerada pela fonte do dipolo do Atlântico. Tal situação pode implicar numa extensão mais ao sul do cavado responsável pela seca no NEB. Esta abordagem estaria incluída numa questão mais geral das ciências atmosféricas, que é a interação ZCIT/Convecção amazônica ou até mesmo ZCIT/Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS) ao representar na forçante prescrita a extensão do aquecimento na Amazônia para sudeste de forma a representar a ZCAS.

Outro ponto sugerido para trabalhos futuros seria uma análise observacional para verificar o possível impacto do dipolo do Atlântico durante a fase quente do ENOS (El Niño) sobre o continente africano, bem como da influência do dipolo do Atlântico durante a fase fria do ENOS (La Niña) sobre a América do Sul, como sugeriu os experimentos numéricos aqui apresentados.

References Bibliográficas

AMBRIZZI, T.; HOSKINS, B. J.; HSU, H.-H. Rossby wave propagation and teleconnection patterns in the Austral winter. **J. Atmos. Sci**, 52, p. 3661-3672, 1995.

BJERKNES, J. Atmospheric Teleconnections from the Equatorial Pacific. **Monthly Weather Review**. v. 97, n. 3, 1969.

BOYD, J. P. The nonlinear equatorial Kelvin wave. **J. Phys. Oceanogr.** v. 10, p. 1-11, 1980

CHANG, C. P.; LIM, H. Kelvin wave-CISK: a possible mechanism for the 30-50 day oscillations. **Journal of the Atmospheric Sciences**. v. 45, nº 11, p. 1709-1720, 1988.

CHARNEY, J. G.; ELIASSEN, A. A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. **Tellus**, v. 1, p. 38-54, 1949.

CHAVES, R. R.; CAVALCANTI, I. F. A. Atmospheric Circulation Features Associated with Rainfall Variability over Southern Northeast Brazil. **Monthly Weather Review**. v.129, p. 2614-2626, 2001.

CHU, Pao-Shin. Diagnostic Studies of Rainfall Anomalies in Northeast Brasil. **Monthly Weather Review**, 1983.

COELHO, C. A. S.; UVO, C. B.; AMBRIZZI, T. Exploring the impacts of the tropical Pacific SST on the precipitation patterns over South America during ENSO periods. **Theor. Appl. Climatol.** v. 71, p. 185-197, 2002.

CURTIS, S.; HASTENRATH, S. Forcing of anomalous sea surface temperature evolution in the tropical Atlantic during Pacific warm events. **Journal of Geophysical Research**. v. 100, n. C0, p. 15835-15847, 1995.

DEMARIA, M. Linear response of a Stratified Tropical Atmosphere to Convective Forcing. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 18, p. 1944-1959, 1985.

DRUMOND, A., NIETO, R.; TRIGO, R.; AMBRIZZI, T.; SOUZA, E. A Lagrangian Identification of the Main Sources of Moisture Affecting Northeastern Brazil during Its Pre-Rainy and Rainy Seasons. 2010.

ENFIELD, D. B.; MAYER, D. A. Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño-Southern Oscillation. **Journal of Geophysical Research**. v. 102, n. C1, p. 929-945, 1997.

FERREIRA, A. G.; MELLO, N. G. S. Principais sistemas atmosféricos atuantes sobre a região nordeste do Brasil e as influencias dos oceanos Pacífico e Atlântico no clima da região. **Revista Brasileira de Climatologia**. v. 1, 2005.

GAN, M. A.; KOUSKY, V. E. Vórtices ciclônicos da alta troposfera no oceano Atlântico Sul. **Rev. Bras. Meteor.**, v. 1, p. 19-28, 1986.

GIANNINI, A.; CHIANG, J. C. H.; CANE, M. A.; KUSHNIR, Y.; SEAGER, R. The ENSO teleconnection to the Tropical Atlantic Ocean: Contributions of the Remote and Local SSTs to Rainfall Variability in the Tropical Americas. **Journal of Climate**. v. 14, p. 4530-4544, 2001.

GILL, A. E. Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. **Quart. J. R. Met. Soc.**, v. 106, p. 447-462, 1981.

HARZALLAH, A.; ROCHA DE ARAGÃO, J. O.; SADOURNY, R. Interannual Rainfall Variability in Northeast Brazil: Observation and Model Simulation. **Inter. Jour. Climatology**, v. 16, p. 861-878, 1996.

HASTENRATH, S.; HELLER, L. Dynamics of climatic hazards in Northeast Brazil. **Quart. J. Royal. Meteor. Soc.**, v. 103 (435), p. 77-92, 1977.

HASTENRATH, S. Upper air mechanisms of the Southern Oscillation in the tropical Atlantic sector. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, p. 14997-15009, 2000.

HASTENRATH, S. Exploring the climate problems of Brazil's Nordeste: a review. **Climatic Change**, p. 243-251, 2012.

HOERLING, M.; KUMAR, A. Atmospheric Response Patterns Associated with Tropical Forcing. **Journal of Climate**. v. 15, p. 2184-2203, 2002.

HOREL, J. D.; WALLACE, J. M. Planetary-Scale Atmospheric Phenomena Associated with the Southern Oscillation. **Monthly Weather Review**, 1981.

- HOSKINS, B. J.; KAROLY, D. J. The Steady Linear Response of a Spherical Atmosphere to Thermal and Orographic Forcing. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 38, p. 1179-1196, 1981.
- KAROLY, D. J. Southern Hemisphere circulation features associated with El Niño-Southern Oscillation events. **J. of Climate**, v. 2, p. 1239-1252, 1989.
- KASAHARA, A. Further studies on a spectral model of the global primitive equations with Hough Harmonic expansion. **J. Atmos. Sci.**, 35, p. 2043-2051, 1978.
- KILADIS, G. N.; WHEELER, M. C.; HAERTEL, P. T.; STRAUB, K. H.; ROUNDY, P. E. Convectively coupled equatorial waves. **Rev. Geophys.**, v. 47, 2009.
- KOUSKY, V. E.; CHU, P. S. Fluctuations in annual rainfall for northeast Brazil. **J. Meteor. Soc. Japan**, v. 57, p. 457-465, 1978.
- KOUSKY, V. E.; KAYANO, M. T.; CAVALCANTI, I. F. A. A review of the Southern Oscillation: oceanic-atmospheric circulation changes and related rainfall anomalies. **Tellus**, v. 36A, p. 490-504, 1984.
- KUCHARSKI, F.; POLZIN, D.; HASTENRATH, S. Teleconnection mechanisms of Northeast Brazil droughts: Modeling and empirical evidence. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 23, n. 2, p. 115-125, 2008.
- LAU, K. E. YANG, S. "Walker circulation," *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, p. 2505–2510, 2003.
- LORENZ, E. N. Deterministic nonperiodic flow. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 20, p. 130-141, 1963.
- MATSUNO, T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. **J. Meteor. Soc. Japan**, 44, p. 25-43, 1966.
- MOLION, L. C. B.; BERNARDO, S. O. Uma revisão da dinâmica das chuvas no Nordeste Brasileiro. **Rev. Bras. Meteor.**, v. 17 (1), p. 1-10, 2002.
- MOURA, A. D.; SHUKLA, J. On the dynamics of droughts in Northeast Brazil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model. **J. Atmos. Sci.**, v. 38, p. 2653-2675, 1981.

MOSCATI, M. C. L.; GAN, M. A. Rainfall variability in the rainy season of semiarid zone of Northeast Brazil (NEB) and its relation to wind regime. **Int. J. Climatol.** 27: 493 – 512, 2007.

NOBRE, P.; SHUKLA, J. Variations of sea surface temperature, wind stress and rainfall over the Tropical Atlantic and South America. **Journal of Climate.** v. 9, p. 2464-2479, 1996.

PEZZI, L. P.; CAVALCANTI, I. F. A. The relative importance of ENSO and Tropical Atlantic sea surface temperature anomalies for seasonal precipitation over South America: a numerical study. **Climate Dynamics.** v. 17, p. 205-212, 2001.

RAUPP, C. F. M.; SILVA DIAS, P. L. Effects of nonlinear processes on the inter-hemispheric energy propagation forced by tropical heat sources. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 19(2), p. 177-188, 2004.

RAUPP, C. F. M.; SILVA DIAS, P. L. Excitation mechanism of mixed Rossby-gravity waves in the equatorial atmosphere: role of the nonlinear interactions among equatorial waves. **J. Atmos. Sci.**, 62, p. 1446-1462, 2005.

RAUPP, C. F. M.; SILVA DIAS, P. L. Dynamics of resonantly interacting equatorial waves. **Tellus**, 58A (2), p. 263-279, 2006.

RIPA, P. Nonlinear wave-wave interactions in a One-Layer Reduced-Gravity Model on the equatorial β -plane. **J. Phys. Oceanogr.** v. 12, p. 97-111, 1982.

WEBSTER, P.J.; HOLTON, J. R. Cross-equatorial response to middle-latitude forcing in a zonally varying basic state. **J. Atmos. Sci.**, v. 39, p. 722-733, 1982.

RAMIREZ, M. C. V. Padrões Climáticos dos Vórtices Ciclônicos em Altos Níveis no Nordeste do Brasil. **Dissertação de Mestrado em Meteorologia. Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – INPE.** 1996.

REBOITA, M. S.; GAN, M. A.; ROCHA, R. P.; AMBRIZZI, T. Regimes de precipitação na América do Sul: Uma revisão bibliográfica. **Revista Brasileira de Meteorologia.** v. 25, n. 2, p. 185-204, 2010.

SILVA, B. F. P. Contribuição dos distúrbios ondulatórios de leste para a chuva no leste do Nordeste do Brasil: evolução sinótica média e simulações numéricas. **Dissertação de**

mestrado em Meteorologia – Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo. Disponível em <http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/14/14133/tde-04102011-221401/>. Acesso em: 07-03-2013, 2011.

SILVA, V. P. R. On climate variability in Northeast of Brazil. **Journal of Arid Environments**. v. 58, p. 575-596, 2004.

SILVA DIAS, P. L.; SCHUBERT, W.H.; DEMARIA, M. Large-scale response of the tropical atmosphere to transient convection. **J. Atmos. Sci.**, v. 40, p. 2689-2707, 1983.

SILVA DIAS, P. L.; BONATTI, J. P.; KOUSKY, V. E. Diurnally Forced Tropical Tropospheric Circulation over South America. **Monthly Weather Review**, v. 115, p.1465-1478, 1987.

SILVA DIAS, P. L., W. H. SCHUBERT. The dynamics of equatorial mass-flow adjustment. **Atmospheric Science Paper No. 312**, Department of Atmospheric Science, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, 1979.

SOUZA, E.; KAYANO, M. T. Simultaneous Occurrences of the El Niño and the Anomalous SST Positive Dipole in the Tropical Atlantic. Cptec.inpe.br/walmeida/2004/08.27.17.01, 2000.

SOUZA, E. B.; KAYANO, M. T; AMBRIZZI, T. The regional precipitation over the eastern Amazon/Northeast Brazil modulated by tropical Pacific and Atlantic SST anomalies on weekly timescale. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 19, n. 2, p.113-122, 2004.

SUPERINTENDÊNCIA DO DESENVOLVIMENTO DO NORDESTE – SUDENE. Disponível em <http://www.sudene.gov.br/site/extra.php?cod=108&idioma=ptbr>. Visitado em 08/11/2012.

UVO, C. B.; REPELLI, C.A; ZEBIAK, S. E; KUSHNIR, Y. The Relationships between Tropical Pacific and Atlantic SST and Northeast Brazil Monthly Precipitation. **Journal of Climate**, 1998.

WALLACE, J. M., E HOBBS, P. V. **Atmospheric Science: An Introductory Survey**. v. 2, p. 14, 2006 .

WANG, C. Atmospheric Circulation Cells Associated with the El Nino-Southern Oscillation. **Journal of Climate**. v. 15, p. 399-419, 2002.

WU, L., HE F., LIU Z., Coupled ocean-atmosphere reponse to north tropical Atlantic SST: Tropical Atlantic dipole and ENSO. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, L21712, 2005.

ZHAN, C.; WEBSTER, P. J. Effects of zonal flows on equatorially trapped waves. **Journal of the Atmospheric Sciences**. v. 46, n° 24, p. 3632-3652, 1989.