



**Universidade de
Aveiro
2008**

Departamento de Física

**Susana Margarida
Das Neves Mendes**

O TRANSPORTE VERTICAL DE MOMENTO LINEAR NUM CASO DE CONVECÇÃO PROFUNDA

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Meteorologia e Oceanografia Física, realizada sob a orientação científica do Doutor João A. Corte-Real, Professor Catedrático do Departamento de Física da Universidade de Évora.

Palavras-chave

Transporte vertical de momento linear, convecção profunda, modelo de nuvens 3D, campanha TOGA-COARE.

Resumo

O objectivo deste trabalho científico é o estudo do transporte vertical de momento linear horizontal (*CMT*) realizado pelas nuvens cumulus (*Cu*) em sistemas de nuvens convectivos sobre a região tropical dos oceanos. Para realizar este estudo, foram utilizadas as simulações tridimensionais do modelo explícito de nuvens (*CRM*) para os quatro meses de duração da campanha observacional TOGA COARE nas águas quentes do Pacífico ocidental. A aplicação de uma análise diária a vários campos simulados de modo a comparar, para um período de 10 dias, duas simulações em dois domínios espaciais diferentes: 64x64 e 256x256 nós, estabeleceu que o *CMT* não depende do domínio espacial. O teste realizado à parameterização do percurso de mistura colocou em evidência os fracos resultados desta parameterização na troposfera média, indicando que algumas parameterizações do *CRM*, nomeadamente do fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem no *CRM* devem ser melhoradas.

Keywords

Vertical momentum transport, deep convection, 3D cloud resolving model, TOGA-COARE campaign.

Abstract

The aim of the proposed research is the investigation of vertical cumulus momentum transport (CMT) in tropical oceanic convective cloud systems. Our approach is to use a unique four month three-dimensional cloud resolving model (CRM) simulations of TOGA COARE - a major field experiment over the warm waters of the west Pacific.

For the purpose of testing the CRM sensitivity to the spatial domain resolution, a daily mean analysis centered in a strong convection episode with substantial mean vertical shear was performed over several simulated fields, establishing that the CMT is insensitive to the domain size. The test applied to the skill of a downgradient mixing-length parameterization highlighted very poor results in the mid-troposphere, suggesting that some CRM parameterizations might be responsible for these results, namely in updraft cloud mass flux field, and should be refined.

ÍNDICE

Lista de Símbolos	i
Lista de Figuras	ii
I. Introdução	9
i) Os primeiros estudos sobre o CMT	9
ii) O balanço do CMT na larga escala	10
iii) Estudos observacionais do CMT	11
iv) Visão teórica e as parametrizações do CMT	13
v) A investigação do CMT na campanha TOGA COARE	14
II. O Modelo Explícito de Nuvens	
i) Descrição do CRM	20
ii) Os dados utilizados	22
III. Metodologia	23
IV. Resultados	25
V. Discussão e Conclusão	39
Anexo I – A Campanha TOGA COARE	42
Referências	46

LISTA DE SÍMBOLOS

$\overline{\rho u' w'}$, <i>CMT</i>	Convective Momentum Transport (Transporte Convectivo de Momento Linear) (Pa)
$\partial \bar{U} / \partial z$	Cisalhamento vertical do vento médio horizontal (s^{-1})
S_{li}	Energia estática do sistema líquido-gelo ($J kg^{-1}$)
C_p	Calor específico do ar seco a pressão constante ($J kg^{-1} K^{-1}$)
T	Temperatura absoluta (K)
g	Aceleração da gravidade (ms^{-2})
q_{liq}	Razão de mistura da massa de hidrometeoros na fase líquida (g/kg)
q_{ice}	Razão de mistura da massa de hidrometeoros na fase gelo (g/kg)
L_s	Calor de Sublimação ($J kg^{-1}$)
L_c	Calor Latente ($J kg^{-1}$)
W_{ls}	Velocidade vertical média (m/s)
u	Componente zonal do vento horizontal (m/s)
M_c	Fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem ($kg m^{-2} s^{-1}$)
L	Escala do percurso de mistura vertical (m)
<i>CRM</i>	Modelo Explícito de Nuvens ("Cloud Resolving Model")
<i>MJO</i>	Oscilação Madden-Julian ("Madden-Julian Oscillation")
<i>TOGA-COARE</i>	Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment
<i>IFA</i>	Intensive Flux Array (Rede de Observações Intensivas dos Fluxos)
<i>IOP</i>	Intensive Observational Period (Período Intensivo de Observações)
<i>OSA</i>	Outer Sounding Array (Rede de Radiossondagens no Perímetro Exterior)
<i>SAM</i>	System for Atmospheric Modeling (Sistema para a Modelação Atmosférica)
<i>CAM</i>	NCAR Community Atmospheric Model (Modelo Global Atmosférico do NCAR)
L_d	Domínio espacial mais largo: $256 \times 256 km^2$
S_d	Domínio espacial mais pequeno: $64 \times 64 km^2$

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	(a) Diagrama do escoamento do ar e dos processos físicos associados a um sistema convectivo de mesoscala, na forma de linha de borrasca. (retirado de Moncrieff 1992, adaptado por Houze <i>et al.</i> 1989). (b) Diagrama do escoamento do ar num modelo dinâmico estacionário mostrando as três ramificações do escoamento como parte do modelo arquétipo. (retirado de Moncrieff, 1992).	14
Figura 2	Diagrama da localização das regiões de medição e de estudo para o período de observação intensiva (IOP) do TOGA COARE. Este mapa representa o domínio especial completo do COARE. (retirado de Webster and Lukas 1992).	15
Figura 3	Sobreposição da imagem do radar MIT do R/V <i>Vickers</i> (navio) com a imagem do GMS na banda do infravermelho, para o dia 24 de Dezembro de 1992 às 13:30 UTC. (retirado de Godfrey <i>et. al.</i> , 1998).	24
Figura 4	Campo da precipitação à superfície para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso, para o período de 16 a 25 de Dezembro, 1992.	24
Figura 5	Perfis verticais diários do campo da componente zonal do vento horizontal para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso, para o período de 16 a 25 de Dezembro, 1992.	26
Figura 6	Seccção da componente zonal diária do vento horizontal em altitude versus tempo, para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso, para o período de 16 a 25 de Dezembro, 1992.	27
Figura 7	Curvas do desvio padrão do fluxo diário de momento linear horizontal para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso, para o período de 16 a 25 de Dezembro, 1992.	28
Figura 8	Perfis verticais diários do campo do fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso, para o período de 16 a 25 de Dezembro, 1992.	30
Figura 9	Perfis verticais diário e horário da evolução do campo do fluxo de massa da corrente ascendente dentro da nuvem para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso para o episódio de forte convecção em estudo: 24 de Dezembro, 1992.	31
Figura 10	Séries temporais horárias do campo do <i>CMT</i> e do campo do fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem, para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso, para o período de 16 a 25 de Dezembro de 1992, para a baixa, média e alta troposfera.	32
Figura 11	Regressão linear aplicada à Eq. (3), para a baixa troposfera, para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso.	34
Figura 12	Regressão linear aplicada à Eq. (3), para a troposfera média, para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso.	35
Figura 13	Regressão linear aplicada à Eq. (3), para a alta troposfera, para a simulação do domínio mais curto e para a simulação do domínio mais extenso.	36

I. INTRODUÇÃO

A convecção é um dos processos mais importantes na condução do clima na troposfera; é responsável pela distribuição da energia, da humidade, do transporte de momento linear e dos constituintes minoritários da atmosfera.

A convecção realizada por nuvens cumulus (Cu) é um mecanismo físico dominante na região tropical. A maior parte do transporte vertical do ar na troposfera tropical e subtropical é realizada por circulações associadas à convecção profunda (forte precipitação) e pouco profunda. A convecção por cumulus profundos e pouco profundos ocorre, frequentemente, em ambientes onde o efeito de cisalhamento vertical do vento é grande. Nestes ambientes, as correntes convectivas ascendentes podem ter, sistematicamente, diferentes velocidades horizontais quando comparadas com as correntes convectivas descendentes, resultando num fluxo vertical total de momento linear horizontal ou transporte convectivo de momento linear (*CMT*).

Estudos idealizados (*e.g.* Houze 1973, Schneider e Lindzen 1977) e estudos realizados por modelos de circulação geral (*e.g.* Zhang e McFarlane 1995) sugeriram que o *CMT* tem um efeito importante nos ventos médios zonais, nas regiões tropicais e podem ter um papel relevante nas perturbações transientes, tais como a Oscilação Madden-Julian (MJO), apesar da reduzida quantidade de observações disponíveis sobre regiões do globo suficientemente extensas para que estes resultados modelados possam ser verificados.

É importante investigar o papel da convecção por nuvens cumulus de modo a estabelecer a estrutura do movimento (escoamento) de larga-escala na atmosfera tropical. Em particular, não está bem esclarecido como é que os sistemas convectivos actuam na redistribuição vertical do momento linear e como é que este transporte afecta as circulações tropicais estacionárias e transientes.

i) Os primeiros estudos sobre o CMT

Os primeiros cálculos utilizando a análise de escala e estimativas indirectas do movimento vertical (*e.g.* Charney e Eliassen 1964, Palmen e Newton 1969) sugeriram que o transporte vertical da componente horizontal do momento linear pela convecção nos cumulus ou transporte convectivo de momento linear (*CMT*) poderia ser importante nos escoamentos estacionários e transientes.

Ooyama (1971) introduziu a definição de transporte no sentido oposto do gradiente ou contragradiente (“downgradient”). No seu modelo de *CMT*, o momento linear foi misturado verticalmente, tal como outros escalares, por exemplo o calor (“heat”) e a humidade; os resultados sugeriram que o *CMT* deveria actuar no sentido de reduzir o efeito do cisalhamento troposférico profundo no ambiente. Este transporte foi referido como transporte contragradiente, uma vez que o momento linear é transportado dos níveis mais elevados para os níveis com valores inferiores de momento linear. Schneider e Lindzen (1976) argumentaram que o momento linear de uma partícula de nuvem pode variar durante o seu movimento ascensional devido à presença dos gradientes de pressão, à escala da nuvem, produzidos pelo movimento horizontal da nuvem relativamente ao seu meio-ambiente, abrindo a possibilidade de que o *CMT* pudesse actuar no sentido do gradiente (“upgradient”), i.e. aumentar o efeito de cisalhamento vertical do vento horizontal.

De facto, diversos estudos observacionais de linhas de borrasca já tinham demonstrado que os sistemas convectivos organizados podiam actuar de modo a aumentar o efeito de cisalhamento local. Correntes ascendentes dirigidas para trás e correntes descendentes dirigidas para a frente sendo aceleradas já tinham sido vistas por Newton (1951) e Sanders e Emanuel (1977).

ii) O balanço do CMT na larga escala

Durante os anos 70, diversos estudos de modelação deram apoio às conclusões anteriores. Foi durante este período que surgiu a primeira evidência observacional mais importante, sob a forma de estudos de balanço. Estes estudos estimaram a convergência do fluxo de momento linear horizontal num domínio de estações de observação.

Os balanços de momento linear foram construídos para os casos de convecção pouco profunda (*e.g.* Holland e Rasmussen, 1973) e muito profunda (*e.g.* Stevens 1979, Wu e Yanai 1994). Holland e Rasmussen calcularam uma média de 5 dias do balanço de momento linear para uma camada limite planetária quase estacionária com cumulus embebidos na corrente dos ventos alíseos, durante a campanha BOMEX – The Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment, para uma região circundada por quatro navios que executaram sondagens frequentes. A convergência do fluxo de momento linear ocorreu principalmente na camada sob as nuvens, mas também foram observados fluxos significativos na metade inferior da camada de nuvens cumulus. Stevens (1969) calculou o balanço de momento linear existente nas ondas de leste, sobre o oceano Atlântico tropical, no qual a convecção estava muitas vezes organizada

na forma de linhas de borrasca, com orientação norte-sul. Nos vales destas ondas, onde a convecção era mais vigorosa, o autor descobriu que o *CMT* era contragradiente na direcção ao longo da linha e valores muito baixos de *CMT* foram observados na direcção transversal à linha de borrasca. A força do gradiente de pressão, à escala sinóptica, representou a principal fonte de incerteza deste estudo.

Wu e Yanai (1994) examinaram sistemas convectivos de mesoscala observados por conjuntos de sondagens de mesoscala e à escala de tempestades, em Oklahoma e no Kansas. O efeito de cisalhamento vertical do vento do ambiente, na alta troposfera, foi reduzido pelo *CMT* no caso de um sistema convectivo de mesoscala e aumentado no caso de uma linha de borrasca, sugerindo a existência de uma relação entre o *CMT* e a organização convectiva.

A aproximação do balanço de momento linear fornece uma visão acerca da interacção entre o escoamento de larga-escala e os transportes convectivos médios sobre uma área extensa, mas envolve também uma incerteza considerável, devido principalmente à força do gradiente de pressão, na escala sinóptica.

Sui e Yanai (1986) tentaram resolver esta incerteza utilizando a aproximação do balanço de vorticidade, na qual a força do gradiente de pressão não aparece. O rotacional da convergência de fluxo de momento linear é uma fonte de vorticidade, a qual pode ser deduzida com termo residual, mas esta técnica para ser aplicada pressupõe determinadas hipóteses acerca das condições fronteira do domínio espacial utilizado.

iii) Estudos observacionais do CMT

Diversas medições de *CMT* realizadas por avião e radar dual-doppler trouxeram mais entendimento sobre o transporte vertical de momento linear.

As nuvens Cumulonimbus estão frequentemente organizadas em padrões de larga-escala, na sua maioria linhas (*e.g.* Houze e Betts, 1981). Esta organização leva a considerar separadamente as componentes normal (U) e paralela (V) do momento linear no estudo da convecção em linhas de borrasca. O transporte de momento linear na direcção zonal mostra pouca analogia com o processo descrito pela teoria do comprimento (ou percurso) de mistura.

Num inovador estudo observacional de fluxos de momento linear em linhas de borrasca, LeMone (1983) mostrou que na direcção transversal à linha, o *CMT* pode actuar no sentido de aumentar o efeito de cisalhamento vertical do vento do ambiente. A inclinação da corrente ascendente produziu gradientes de pressão horizontais de mesoscala em torno da frente de avanço da linha, que aceleraram as

correntes ascendentes atrás e as correntes descendentes à frente. Esta distribuição de pressão foi exactamente oposta à prevista pelo escoamento em torno de um obstáculo, sugerindo que os fluxos de momento linear produzidos por nuvens cumulus podem depender, num grau considerável, da organização convectiva.

Muitos estudos observacionais (*e.g.* LeMone et al. 1984, Flatau e Stevens 1987, LeMone e Jorgensen 1991, Gallus e Johnson 1992) e de modelação (*e.g.* Soong e Tao 1984, Lafore et al. 1988, Gao et al. 1990) confirmam a presença de fluxos de momento linear no sentido do gradiente em sistemas convectivos organizados. Estes estudos sugeriram que a convecção bidimensional na atmosfera pode transportar momento linear zonal tanto para cima ou para baixo do gradiente vertical de cisalhamento, onde o declive do plano que separa a convecção da frente de avanço da linha do ambiente possa ser melhor predictor do transporte de momento linear horizontal do que o anterior perfil vertical do vento do ambiente (a frente de avanço da linha é a intersecção do plano vertical normal à linha convectiva e o supracitado plano). A frente de avanço da linha apresenta normalmente um declive tal que a depressão à superfície atinge uma posição adiante das suas componentes em altitude. A estrutura das linhas convectivas é semelhante na metade inferior da troposfera, com uma corrente ascendente acelerando da frente da tempestade para trás desta, cortado em baixo por uma corrente descendente acelerando no sentido inverso, devido à existência de gradientes de pressão horizontais de mesoscala em torno da frente de avanço da linha. As acelerações observadas implicam que as linhas convectivas tendem a aumentar a componente zonal superior do vento de frente para trás, e a componente zonal inferior do vento de trás para a frente.

Quando a linha convectiva está orientada de modo a minimizar o efeito de cisalhamento de vento (o que é frequente), a evolução do perfil zonal do vento é tal que o momento linear zonal é, eventualmente, no sentido do gradiente. Contudo, num estudo numérico tridimensional, o qual incluiu a região terminal de uma linha de borrasca, Trier et al. (1998) descobriram que o *CMT* total na direcção transversal à linha era no sentido oposto ao gradiente, apesar de ser no sentido do gradiente no plano médio à linha. Por este motivo é preciso ter-se muita precaução no que diz respeito ao uso dos resultados anteriores para estabelecer uma parameterização do *CMT*.

Ritcher e Rasch (2008) investigaram a implementação de dois tipos de parametrização do *CMT* no modelo CAM3 e examinaram os efeitos destas parametrizações nos processos climáticos, nomeadamente na circulação de Hadley, nos ventos à superfície e na representação da convecção nas regiões tropicais, através da análise do balanço

de momento linear. Os autores concluíram que a componente zonal do transporte de momento linear alterou o balanço de momento linear atmosférico através, principalmente, na força de Coriolis, que por sua vez rege a circulação de Hadley nos Trópicos. A implementação da parametrização do modelo global atmosférico CAM3 permitiu melhorar a representação da circulação de Hadley e os desvios, em relação às observações, da distribuição da convecção e dos ventos à superfície nos Trópicos.

Kim *et al.* (2008) investigaram o impacto do CMT na simulação da climatologia do Pacífico tropical e da ENSO, utilizando simulações de um modelo global atmosférico e simulações de um modelo climático acoplado oceano-atmosfera, os quais parametrizam o CMT pelo método de Wu e Yanai (1994). Os autores concluíram que adicionando o CMT às simulações do modelo climático utilizado os campos climatológicos médios da precipitação e dos ventos na baixa troposfera melhoraram significativamente, reduzindo os desvios, em relação às observações, dos campos da temperatura da superfície do mar, da precipitação e da tensão superficial do vento, contribuindo assim para uma simulação mais realista do fenómeno ENSO.

iv) Visão teórica e Parametrizações do CMT

A visão teórica do *CMT* sofreu algumas modificações devida em parte aos estudos observacionais realizados.

As equações para as perturbações infinitesimais, a partir da convecção bidimensional mostraram que os modos de crescimento máximo, para a instabilidade estática (*e.g.* Asai 1970) e para a instabilidade corte (*e.g.* Brown 1999) que conduziram os cálculos, tiveram os seus eixos alinhados com o perfil de cisalhamento vertical do vento. Para ângulos superiores ao perfil de cisalhamento do vento, as taxas de crescimento da circulação foram reduzidas pela tendência para alimentar o escoamento médio de energia mecânica, via $\overline{u'w'} \partial \overline{U} / \partial z$, onde \overline{U} é normal ao eixo de circulação e as aspas e as barras dizem respeito aos desvios em relação à média e à média, respectivamente. Tal transporte de momento linear é no sentido do gradiente, de sinal oposto ao previsto pela teoria do comprimento de mistura.

Moncrieff (1992) desenvolveu um modelo arquétipo o qual permitia a existência do tal transporte no sentido do gradiente em sistemas convectivos organizados através da representação dos efeitos de circulação de mesoscala e do escoamento na direcção transversal à linha, em três ramos: uma corrente descendente, uma corrente

ascendente brusca e uma corrente ascendente a enfraquecer e a mudar de direcção (Figura 1). É a dinâmica e a termodinâmica da corrente ascendente brusca responsável pela produção da maior parte do transporte no sentido do gradiente.

LeMone e Moncrieff (1993) descobriram que este modelo é uma boa representação do *CMT* normal à linha para bandas convectivas quase bidimensionais, mas a sua implementação como parameterização do *CMT* em modelos globais enfrenta vários desafios, como por exemplo: a) o fecho para o modelo requer a suposição acerca da orientação das linhas convectivas e b) a importância do transporte local no sentido do gradiente não está clarificada para escalas temporais e espaciais extensas.

Uma questão fundamental é a importância de tempestades de mesoscala para o *CMT*. A maioria das parameterizações existentes (*e.g.* Gregory, Wu e Zhang) estão baseadas em modelos idealizados de escoamento arrastado para e desviado em torno de uma corrente ascendente isolada numa nuvem cumuliforme. Estas parameterizações tendem a produzir fluxos no sentido oposto ao gradiente (*i.e.* o momento linear é transportado de níveis com velocidades horizontais mais elevadas para níveis com velocidades horizontais inferiores), resultando num alisamento do perfil vertical do vento do ambiente.

v) A Investigação do CMT na campanha TOGA-COARE

A campanha observacional TOGA COARE - The Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (Webster e Lukas, 1992) – forneceu uma excelente oportunidade para examinar as estimativas do *CMT* baseadas em reanálises.

O COARE Intensive Flux Array (IFA, Figura 2) ocorreu durante um Período Intensivo de Observações (IOP) definido entre 1 de Novembro de 1992 e 28 de Fevereiro de 1993. Durante este período, as sondagens foram lançadas de 6h em 6h, em quatro estações localizadas no perímetro do IFA: Kavieng (-2.35°N, 150.48°E), Kapingamarangi (1.04°N, 154.48°E), R/V Kexue #1 (-4.00°N, 156.00°E) e R/V Shigan #3 (-2.00°N, 158.00°E). Foram também realizadas algumas sondagens, numa rede mais larga, em localizações situadas nas vizinhanças das estações mencionadas anteriormente. O IOP do TOGA COARE ocorreu na região tropical do Pacífico ocidental. As estações que realizaram as sondagens até aos níveis mais altos da troposfera estavam situadas nos vértices do IFA e num domínio mais largo designado por OSA – Outer Sounding Array.

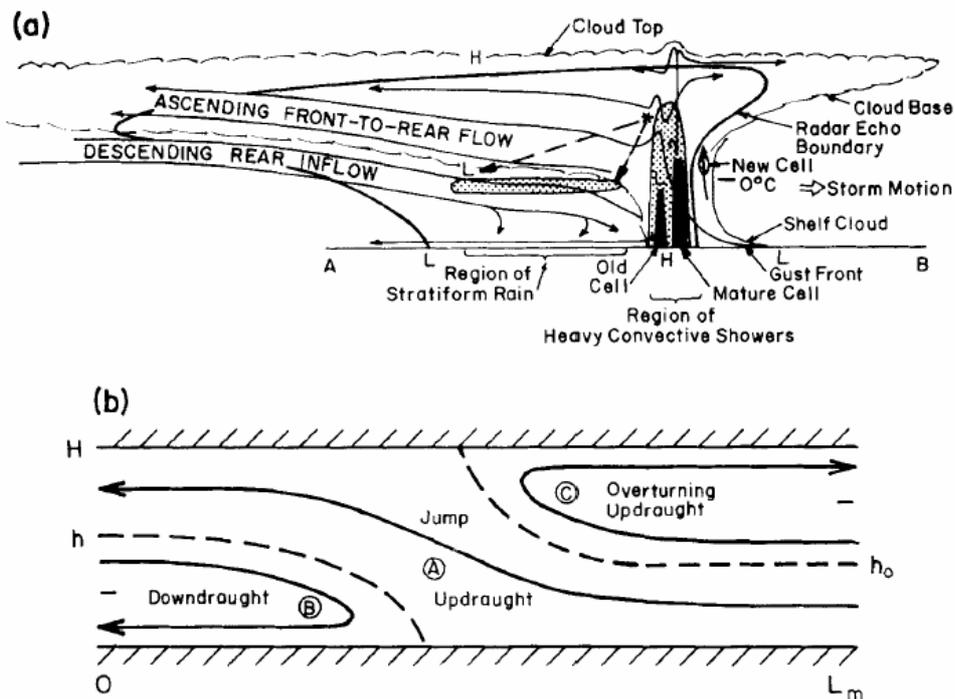


Figura 1. (a) Diagrama do escoamento do ar e dos processos físicos associados a um sistema convectivo de mesoscala, na forma de linha de borrasca. (retirado de Moncrieff 1992, adaptado por Houze *et al.* 1989). (b) Diagrama do escoamento do ar num modelo dinâmico estacionário mostrando as três ramificações do escoamento, nomeadamente a corrente ascendente brusca (A); a corrente descendente (B); e a corrente ascendente que muda de direcção (C), como parte do modelo arquétipo. (retirado de Moncrieff 1992).

O transporte vertical de momento linear horizontal pela convecção em nuvens cumulus foi investigado pelas observações e simulações do TOGA COARE. Estimativas do *CMT* foram obtidas a partir do balanço de momento linear do COARE, dos modelos explícitos de nuvens e das parameterizações do *CMT*. Durante os períodos activos de forte convecção profunda, existiu, muitas vezes, um forte e profundo efeito de cisalhamento vertical do vento, dando esperança que os fluxos de momento linear produzidos por cumulus devessem ser suficientemente grandes para, com confiança, poderem ser estimados a partir da hipótese de balanço.

Carr e Bretherton (2001) no seu estudo, concluíram que as estimativas do balanço de *CMT* eram fortemente afectadas pelas incertezas associadas aos gradientes horizontais de pressão, sem uma assinatura clara e detectável do *CMT* acima dos 850 Mb. Abaixo deste nível, existiu a tendência para um transporte de *CMT* no sentido oposto ao do gradiente.

Utilizando dados de radar, Houze *et al.* (2000) concluíram que a natureza do *CMT* de mesoscala durante o COARE variou em fase com a Oscilação Madden-Julian.

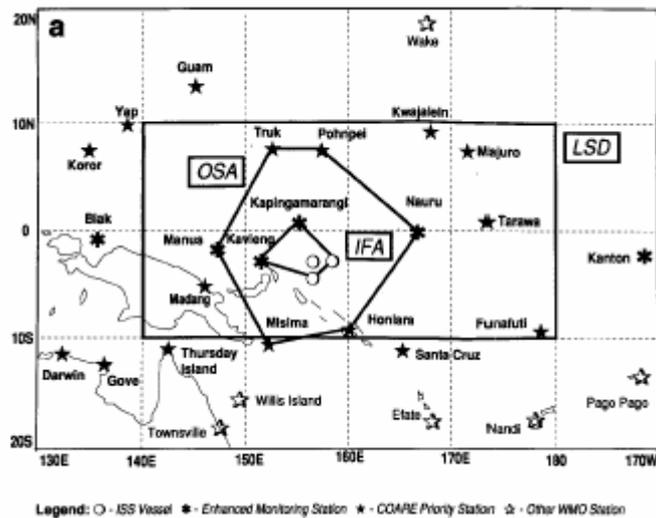


Figura 2. Diagrama da localização das regiões de medição e de estudo para o período de observação intensiva (IOP) do TOGA COARE. A legenda por baixo do diagrama refere-se aos símbolos utilizados para representar as plataformas de observação. Este mapa representa o domínio especial completo do COARE. O domínio de larga-escala (LSD), o grupo de sondagens exteriores (OSA) e o grupo dos fluxos intensivos (IFA) estão a negrito. (retirado de Webster and Lukas 1992).

Qualitativamente, o transporte de momento linear na troposfera média pelas correntes descendentes de mesoscala parece ser no sentido oposto ao do gradiente durante o início de ventos de oeste intensos em Dezembro, mas no sentido do gradiente durante a ocorrência destes mesmos ventos, nos níveis mais baixos da troposfera. Mas até à data, nenhuma relação quantitativa, baseada nas observações, entre o efeito de cisalhamento do vento do ambiente e o *CMT* do COARE foi estabelecida.

Estudos observacionais de convecção durante o TOGA COARE têm demonstrado o desafio de determinar o efeito do transporte convectivo de momento linear sobre o escoamento de larga-escala, na atmosfera tropical.

Nos níveis mais baixos da troposfera, estes estudos foram, de algum modo, mais conclusivos. Existiu uma ligeira tendência para o transporte de *CMT* no sentido oposto ao gradiente até aos 850 mb na análise de balanço. Também foi observado um fraco transporte zonal no mesmo sentido através da análise de dados de radar.

Carr e Bretherton (2001) analisaram sistematicamente o *CMT* baseado num extenso grupo de campos tridimensionais do vento numa malha determinada pelos dados de radar dual-Doppler, instalado num avião, na campanha COARE. As estimativas do *CMT* obtidas por radar, mostraram uma tendência para transporte no sentido do gradiente acima do jacto médio temporal de oeste na baixa troposfera. Quando aplicada uma

escala apropriada a todo o domínio IFA do COARE, a parameterização do *CMT* de Gregory et al. (1997) aplicada a modelos globais não reproduziu esta camada de transporte no sentido do gradiente, sugerindo a necessidade de modificar as representações simples de fluxos de massa do *CMT*.

De modo a restringir as estimativas observacionais do *CMT* realizadas por Carr e Bretherton (2001) e para melhorar o entendimento da natureza do *CMT* durante a campanha do COARE, os autores examinaram uma simulação o modelo tridimensional de mesoscala de elevada resolução espacial de Su et al. (1999), relativa a um período de 8 dias durante o TOGA COARE, utilizando o MM5. A simulação que resolveu explicitamente a convecção num domínio de $(210 \text{ km})^2$, com um espaçamento da malha de 2 km durante o período de 8 dias de 19 a 26 de Dezembro de 1992, foi caracterizado por arrefecimento e humedecimento troposférico associados a três grandes sistemas convectivos que passaram sobre o IFA nos dias 20, 22 e 24 de Dezembro desse ano (Chan et al. 1996). Entre os dois últimos sistemas houve um dia de aquecimento adiabático e queda de humidade nos níveis médios da troposfera associado à supressão da convecção. Os ventos de oeste na baixa troposfera intensificaram-se e tornaram-se mais profundos durante este período, o qual marcou o início de fortes ventos de oeste. Através da comparação desta simulação com a análise de balanço feita por Carr e Bretherton (2001) e com as observações do radar Doppler, os autores tiveram como objectivo fazer uma melhor caracterização do papel do *CMT* na circulação de larga-escala da atmosfera do Pacífico tropical. Tal como os dados de radar mostraram, esta simulação indicou a presença de transporte no sentido do gradiente pelas correntes ascendentes convectivas acima do jacto da baixa troposfera. Contudo, os fluxos foram mais fortes, por um factor de 10, que os dados de radar. Esta grande diferença pode, parcialmente, ser devida à incapacidade dos ventos obtidos pelo radar (no qual a malha tem um espaçamento de 2 km e uma resolução efectiva de até 4 km, devido ao alisamento aplicado) resolverem adequadamente as características da velocidade vertical. No entanto, o *CMT* simulado pelo modelo pareceu irrealisticamente forte, sugerindo a necessidade de reproduzir o mesmo estudo com um modelo explícito de nuvens mais avançado.

Tung e Yanai (Part I, 2002), utilizando dados das observações realizadas durante o IOP da campanha TOGA COARE, investigaram o transporte convectivo de momento linear na vizinhança do IFA (Fig. 2) através do cálculo do balanço do momento linear residual na larga escala. Esta análise permitiu concluir que as acelerações médias do movimento de larga escala foram, na sua maior parte, negativas dentro da troposfera, isto é, que o movimento de larga escala foi desacelerado pelos processos de

subescala; a análise ao produto do fluxo de momento linear e do cisalhamento vertical do vento horizontal mostrou que, em média, o transporte vertical de momento linear é contragradiente, ou seja, que a energia cinética é convertida do movimento de larga escala para as perturbações de subescala. Além disso, depois de terem aplicado uma análise espectral aos termos do balanço do momento linear, os autores concluíram que existe uma ligação, do ponto de vista dinâmico, entre a convecção nas nuvens cumulus e o escoamento de larga escala nas regiões tropicais, através do CMT.

Estes autores analisaram também casos individuais de episódios convectivos (Part II, 2002), como foram os casos relacionados com a MJO, ondas tropicais e sistemas convectivos de mesoscala organizados em forma de linha de borrasca e sem organização definida, confirmando a importância do CMT em modular o escoamento de larga escala, nomeadamente na transferência de energia cinética entre as diferentes escalas, influenciando directamente a manutenção do efeito do cisalhamento vertical do vento horizontal nesses casos. Vale a pena referir que no caso da MJO (24 de Dezembro de 1992), o CMT apresentou dois comportamentos distintos: enquanto que no início do evento, o CMT transferiu energia cinética para as escalas maiores, ajudando a manter o efeito de cisalhamento vertical do vento na troposfera média; no fim do evento, o CMT contribuiu para desacelerar o escoamento de larga escala, reduzindo o efeito de cisalhamento do vento zonal, através da mistura vertical de momento linear, transferindo deste modo energia para as escalas menores.

Zhang e Wu (2003) examinaram o CMT através de simulações bidimensionais geradas por um modelo explícito de nuvens, para o período de observação intensiva da campanha TOGA COARE e concluíram que as correntes ascendentes convectivas transportavam verticalmente uma quantidade significativa de momento linear, o que não foi verificado para as correntes descendentes devido ao fraco fluxo de massa destas correntes. O estudo mostrou que, de uma forma geral, o CMT é contragradiente, sendo transportado no sentido do gradiente no início de ventos de oeste muito intensos. Estas diferenças nas características do CMT devem-se, segundo os autores, a pelo menos dois factores: o primeiro está relacionado com o ar ambiente que alimenta as correntes ascendentes convectivas e que traz consigo diferentes perturbações de momento linear dependendo se a situação é de ventos de leste ou de oeste; o segundo está relacionado com a perturbação do campo da pressão induzido pela convecção e que tem um papel muito importante no CMT. O campo da pressão actua para suprimir, no caso de ventos de leste, ou reforçar, no caso de ventos de oeste, o transporte de momento linear perturbado.

De modo a investigar as simulações realizadas pelo CRM utilizando os dados da campanha TOGA COARE, realizou-se uma análise exploratória simples para diferentes tipos de simulações.

O objectivo principal desta análise é o estudo dos sinais do *CMT* durante episódios de forte convecção, de modo a concluir como é que diferentes variáveis estão envolvidas na estrutura do *CMT* e qual é a eficiência das parameterizações do CRM nessas variáveis.

Uma descrição do CRM e dos dados simulados está presente na Secção II, os métodos utilizados nesta análise exploratória simples são descritos na Secção III, a Metodologia, seguida da análise detalhada de todos os resultados obtidos através desta análise, presente na Secção IV, os Resultados. As conclusões mais importantes deste estudo são apresentadas na Secção V, seguidas pelos pontos mais importantes relativos ao trabalho de investigação futura. O Apêndice I, relativo à campanha observacional TOGA COARE, e as Referências terminam esta tese.

II. O MODELO EXPLÍCITO DE NUVENS

i) Descrição do CRM

Os modelos explícitos de nuvens (CRM) têm sido uma ferramenta muito utilizada desde a última década num grande número de áreas de investigação das ciências atmosféricas, tais como em estudos do equilíbrio radiativo – convectivo (e.g. Tompkins and Craig, 1998), em avaliações das parametrizações de subescala em modelos globais de clima (e.g. Liang and Wu, 2005) e em estudos onde as parametrizações de nuvens e da convecção são substituídas por estes modelos dentro dos modelos climáticos (e.g. Khairoutdinov *et al.* 2005) de modo a melhorar as simulações geradas por estes últimos.

Estes modelos oferecem uma representação mais detalhada das nuvens e dos processos convectivos e deverão possibilitar uma representação mais exacta dos sistemas individuais de nuvens e das estatísticas das populações de nuvens de convecção profunda.

O modelo utilizado neste estudo foi o Sistema para a Modelação Atmosférica (SAM: System for Atmospheric Modeling), versão 6.3, um CRM desenvolvido na Universidade Estatal do Colorado, por Khairoutdinov e descrito detalhadamente em Khairoutdinov e Randall, 2003.

O modelo utiliza uma parametrização microfísica de volume, de momento único e tem implementadas equações numéricas de prognóstico através de um esquema de advecção definido-positivo para a energia estática de conversão de gelo em água líquida, para a água total não-precipitante (vapor, água da nuvem) e para a água que precipita (Blossey *et al.*, 2007).

A energia estática do sistema líquido-gelo é conservada pelos movimentos atmosféricos e pelos processos microfísicos (a sedimentação de hidrometeoros não está incluída) e é definida pela equação

$$S_{ij} = C_p T + gz + L_c q_{liq} + L_s q_{ice} \quad (1)$$

onde C_p é o calor específico do ar seco a pressão constante, T é a temperatura absoluta (em Kelvin), g a aceleração da gravidade, q_{liq} a razão de mistura da massa dos hidrometeoros na fase líquida, q_{ice} a razão de mistura da massa dos hidrometeoros na fase gelo, L_c e L_s o calor latente e de sublimação, respectivamente.

É utilizada uma relação de diagnóstico baseada na temperatura para distinguir as diferentes fases dos hidrometeoros não precipitantes (água líquida da nuvem e gelo da nuvem) e dos hidrometeoros que precipitam (chuva, neve e graupel).

O modelo emprega a parametrização da turbulência de subescala desenvolvida por Smagorinsky-Lilly (Smagorinsky 1963).

Não é utilizado nenhum esquema de parameterização da camada limite planetária, tais como aqueles que são utilizados nos modelos climáticos ou nos modelos de previsão numérica do tempo, para o cálculo da difusão vertical.

São utilizados, no modelo, três tipos de forçamentos termodinâmicos: forçamentos volumétricos (advecção horizontal, na larga escala, de energia sensível e de humidade), forçamentos de superfície (prescrição dos fluxos de calor sensível e de calor latente à superfície, da temperatura de superfície do mar juntamente com a pressão à superfície do mar), e a velocidade vertical média W_{is} . (mais detalhes em Blossey *et al*, 2007).

Foi utilizado o esquema de radiação proveniente do CAM, onde a transferência radiativa é calculada, para cada coluna atmosférica da grelha do modelo, aproximadamente de 3 em 3 minutos. Neste esquema, o vapor de água, a água líquida da nuvem e o gelo da nuvem são radiativamente activos, mas os hidrometeoros precipitantes não.

No TOGA COARE, os forçamentos que forneceram o contexto de larga escala para as simulações foram determinados pelas condições meteorológicas de larga escala durante a campanha (Ciesielski *et al.*, 2003).

Os perfis médios da velocidade horizontal do modelo estão ajustados aos perfis observados, perfis da velocidade horizontal dependentes do tempo, actualizados em cada 2 horas.

As condições fronteiras periódicas são aplicadas às direcções horizontais e uma condição fronteira rígida é utilizada no topo do modelo.

Na fronteira mais baixa do modelo, sobre as regiões oceânicas, o modelo está ajustado às SST observadas.

Uma perturbação da temperatura inferior a 0.01 K é aplicada nos primeiros 5 níveis verticais do modelo de modo a activar a convecção. O perfil da temperatura foi escolhido pelas sondagens e derivado delas de modo a manter as condições de balanço.

A grelha vertical tem uma resolução de 96 níveis de altitude e 75m de espaçamento nos níveis mais próximos da superfície, 250 m de espaçamento dentro da troposfera,

subindo para 1 km na região de amortecimento Newtoniano ou 'região esponja' ("sponge-region"), os últimos 30% do domínio vertical do modelo. A razão da existência desta região de amortecimento é prevenir que as ondas gravíticas internas que se propagam na direcção ascendente oscilem no topo do modelo e sejam reflectidas de novo para dentro da troposfera.

Na região de amortecimento, as perturbações, em relação à média horizontal, de todas as variáveis prognosticadas, são amortecidas numa escala temporal que varia desde as 2 horas aos 19 km de altitude até 2 minutos no topo do domínio.

Nas simulações do TOGA COARE, nenhuma variável termodinâmica foi ajustada, excepto nos dois níveis mais elevados do modelo, onde o ajuste é feito em relação aos valores observados, de 1 em 1 hora.

ii) Os dados utilizados

Várias simulações do modelo explícito de nuvens, forçadas com dados da campanha TOGA COARE, foram realizadas pelo Dr. Peter Blossey no Departamento de Ciências Atmosféricas da Universidade de Washington, utilizando diferentes domínios espaciais e temporais. De modo a quantificar qualitativamente as simulações do CRM, os primeiros dados a serem analisados foram dados tridimensionais e dados estatísticos gerados por uma simulação para um período de 120 dias, o período completo da campanha TOGA COARE, e para o domínio espacial duplamente periódico mais pequeno (64 x 64 nós da grelha horizontal) com 1 km de espaçamento horizontal entre os nós da grelha.

A dimensão deste domínio compromete a habilidade para simular realisticamente os grandes sistemas de mesoscala, mas tem muito pouco efeito nas estatísticas da convecção e é a ideal para resolver a convecção profunda (Blossey *et al*, 2007).

Os dados tridimensionais foram gerados de hora em hora e contêm valores instantâneos para algumas variáveis básicas do modelo: pressão (em mbar), componente x do vento (em m/s), a componente y do vento (em m/s), a componente z do vento (em m/s), a perturbação da pressão (em Pa), a taxa de aquecimento radiativo (em K), a razão de mistura do vapor de água (em g/kg), a razão de mistura do condensado não precipitante (água e gelo) (em g/kg) e água precipitável (chuva e neve) (em g/kg).

Os dados estatísticos incluíram séries temporais horárias dos perfis verticais resultantes da média espacial aplicada ao domínio 64 x 64 km² ou valores de vários

campos gerados para o período de simulação de 120 dias, cada um sendo o resultado de uma média aplicada na hora precedente.

A principal diferença entre a simulação tridimensional e a simulação estatística é a média temporal que o modelo executa na simulação dos campos.

III. METODOLOGIA

A primeira tarefa realizada foi a selecção de um episódio de forte convecção associado a um efeito substancial de cisalhamento vertical do vento. O campo da precipitação à superfície (Figura 3), retirado dos dados estatísticos, mostrou um evento de forte convecção apropriado a este estudo (Figura 3), no dia 24 de Dezembro de 1992, com um valor máximo diário que excedeu os 80 mm/dia.

Foi analisado um período de 8 dias, de 20 a 27 de Dezembro, de modo a incluir o início e o término deste evento. Foram calculadas médias diárias da componente zonal do vento horizontal u (m/s), o transporte vertical de momento linear horizontal ou transporte convectivo de momento linear (CMT) $\rho \overline{u'w'}$ (Pa), as curvas do desvio padrão do CMT , o fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem, Mc ($\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$), o cisalhamento vertical $d\bar{U}/dz$ (/s), para quatro Δz diferentes: normal, 1, 1.5 e 3 km. Respectivamente, a partir dos dados tridimensionais e comparados com os dados estatísticos. Dado que os campos tinham dimensões diferentes, para os dados tridimensionais o CMT foi calculado utilizando as variáveis u e w (m/s) e todas as variáveis envolvidas sofreram uma média nas dimensões x e y , i.e. sobre o domínio espacial, de modo a permitir a comparação com os resultados estatísticos. Os campos gerados pela simulação estatística já incluíram esta média e o campo do CMT foi fornecido como campo de saída do modelo e não teve que ser calculado.

Foi realizada uma comparação, entre todos os campos descritos anteriormente, entre ambas as simulações.

Este trabalho focou-se essencialmente na estrutura da componente zonal do vento horizontal, comparativamente à sua componente meridional, devido ao facto desta última componente ser muito mais fraca que a primeira e não apresentar um papel tão importante no CMT como a componente zonal.

A segunda tarefa foi testar a existência de uma relação linear (LeMone e Moncrieff, 1994) entre o CMT e o produto de Mc por $d\bar{U}/dz$, para o período comum de 8 dias. Se esta relação existir, o declive da regressão linear fornece a escala de comprimento de

mistura, o qual, se for positivo, implica o *CMT* no sentido do gradiente. Esta relação pode ser entendida do seguinte modo: o transporte vertical de massa, M_c , é realizado pelo ar descendente dentro das nuvens e pela compensação exacta do transporte pelo ar descendente no ambiente. Se a fracção da cobertura das nuvens transportadoras é muito inferior à unidade, tem-se que:

$$\overline{\rho (\overline{u' w'})}_c = M_c (u_c - \overline{U}), \quad (2)$$

onde u_c é a componente zonal do vento horizontal dentro da nuvem. Schneider e Lindzen (1976) assumiram que u_c na base da nuvem era igual a \overline{U} do ambiente e que u_c só era modificado pelo arrastamento do ar e pela resistência da pressão. A diferença $(u_c - \overline{U})$ tende a ser proporcional a $d\overline{U}/dz$, com uma constante de proporcionalidade que depende do efeito combinado da perturbação da força do gradiente de pressão nas correntes ascendentes e a taxa de arrastamento lateral do ar para dentro das correntes ascendentes, onde ambos tendem a aproximar u_c de \overline{U} . Além disso, a relação de balanço entre o *CMT* e o efeito combinado do fluxo de massa da corrente ascendente dentro da nuvem e o cisalhamento vertical (Eq. 1) pode ser escrita na forma:

$$\overline{\rho \overline{u' w'}} = L M_c d\overline{U} / dz \quad (3)$$

onde L representa a escala do percurso de mistura vertical, em metros, e dá uma ideia de como é a correlação entre os dois membros da Eq.(3). Schneider e Lindzen (1976) assumiram que este percurso de mistura iguala a profundidade das nuvens transportadoras, enquanto que para a maioria dos restantes esquemas de *CMT*, L é comparável ao inverso da taxa lateral do arrastamento do ar.

Nesta análise foram excluídas duas regiões: a estratosfera, na qual não existem nuvens cumuliformes logo não existe *CMT*, e a camada limite planetária entre a superfície e os 500m de altitude porque, nesta camada da troposfera, o transporte vertical de momento linear é devido fundamentalmente às perturbações turbulentas. A troposfera foi dividida em três camadas: a baixa troposfera, entre os 500m e os 3 km de altitude, a troposfera média, entre os 3 e os 7 km de altitude, e finalmente a alta troposfera, entre os 7 e os 16.7 km de altitude. Este último nível foi escolhido após o estudo do perfil médio da temperatura absoluta e representa a altitude onde este campo apresentou um valor mínimo, definindo a transição entre a troposfera e a estratosfera.

É possível antecipar que $(u_c - \bar{U})$ deverá ser proporcional ao termo $d\bar{U}/dz$ verticalmente alisado, porque a corrente ascendente não responde instantaneamente aos gradientes verticais do vento do ambiente. Em vez disso, terá que ser acelerada pelo arrastamento do ar e pelas forças laterais de pressão. Deste modo, a Eq. (3) foi testada utilizando quatro diferentes escalas de alisamento, Δz , para o cisalhamento vertical $d\bar{U}/dz$, dado pelo espaçamento normal da grelha do modelo, 1, 1.5 e 3 km. Em cada caso, o cisalhamento vertical alisado foi calculado através de diferenças centradas entre $U[(z+dz)/2]$ e $U[(z-dz)/2]$, cada uma calculada através de interpolação linear entre os nós da grelha do modelo, para todos os níveis de fluxo do modelo, no intervalo de altitudes considerado anteriormente. O coeficiente de correlação e o declive L entre os membros da Eq.(3) foram encontrados através da aplicação de uma regressão linear simples, tratando o primeiro membro da equação como o campo que prevê e o segundo membro como predictando ou o campo que é previsto.

Todos os passos descritos anteriormente foram realizados para todos os dados actualmente disponíveis, nomeadamente para as simulações estatística e tridimensionais no domínio espacial pequeno (Sd: 64 x 64 nós) e a simulação estatística somente disponível para o domínio espacial mais largo (Ld: 256 x 256 nós).

IV. RESULTADOS

Em primeiro lugar foi considerado um período temporal de 10 dias, de 16 a 25 de Dezembro de 1992, durante o qual existiu um efeito considerável do cisalhamento vertical do vento horizontal e episódios de forte convecção. Este foi o único intervalo de tempo para o qual haviam sido disponibilizadas simulações para ambos os domínios espaciais do CRM: 64 x 64 km² e 256 x 256 km². O campo da precipitação à superfície, para ambos os domínios espaciais, está representado na Figura 4. Foram observados três fortes eventos convectivos, nos dias 20, 21 e 24 de Dezembro, com valores diários de precipitação à superfície superiores a 50 mm/dia.

A simulação para o domínio mais largo (Ld) foi inicializada no dia juliano 350 (16 de Dezembro) e é necessário um período de equilíbrio de algumas horas para que as nuvens cumuliformes gerem convecção e para a precipitação ser produzida. Passado este período, a precipitação simulada no domínio Ld é semelhante àquela simulada pelo domínio mais pequeno (Sd).

O período temporal considerado incluiu a precipitação horária mais forte, registada durante os 120 dias de simulação para o domínio Sd, cerca de 80 mm/hora, no dia 24 de Dezembro.

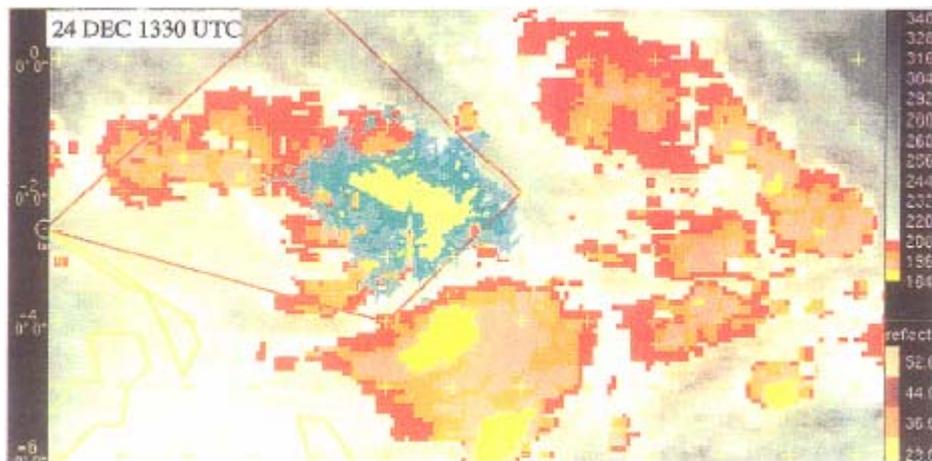


Figura 3. Sobreposição da imagem do radar MIT do R/V *Vickers* (navio) na imagem do GMS na banda do infravermelho. O alcance do radar foi de 145 km, a operar na banca C - 5 cm de comprimento de onda. A escala de cores indica a reflectividade do radar (em dBZ) e as temperaturas na banda do infravermelho (graus K). O IFA está evidenciado pela linha sólida e vermelha. Na imagem GMS, as cores cinzentas mais escuras correspondem a temperaturas mais altas. (adaptado de Chen et. al, 1996).

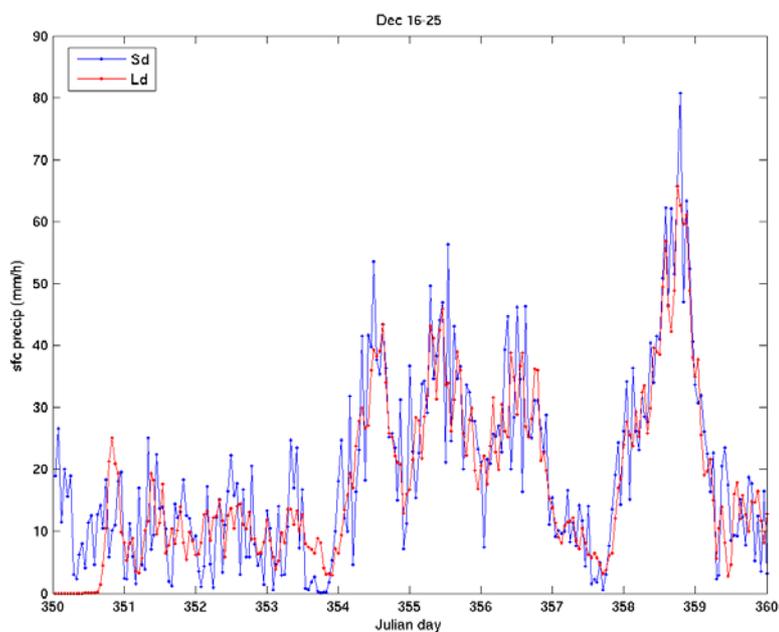


Figura 4. Campo da precipitação à superfície (mm/h) para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho), para o período de 10 dias: de 16 a 25 de Dezembro, 1992.

Os primeiros perfis verticais gerados foram para a componente média zonal do vento horizontal, u , representados nas Figuras 5 e 6.

Para ambas as simulações, os ventos horizontais médios espaciais estão fortemente interligados aos perfis médios observados no IFA, determinados a partir das radiossondagens, de tal modo que os perfis de u , para as duas simulações, foram essencialmente idênticos às observações.

Estes perfis mostram, persistentemente, duas regiões distintas com grande cisalhamento, entre a superfície e os 15 km de altitude e acima dos 15 km de altura. Durante este período um aumento de u em altitude, entre a superfície e os 2 km, i.e. dentro da camada limite planetária, foi observado. O jacto de oeste registou valores entre os 3 e os 12 m/s, aumentando sempre até ao dia 23 de Dezembro, diminuindo de intensidade nos dois dias seguintes (24 e 25 de Dezembro) e aumentando novamente até ao fim do período de tempo em observação. Acima deste jacto da baixa troposfera foram observados ventos de leste fracos, tendo ocorrido o seu máximo perto dos 7 km de altitude, variando os seus valores entre os 0 e os -4 m/s.

Este máximo foi atingido nos dias 20, 23 e 24 de Dezembro, mesmo antes dos episódios de forte precipitação. A camada da troposfera localizada entre os 10 e os 17 km de altitude caracterizou-se pelos ventos de leste aumentando com a altitude, atingindo o seu valor máximo aos 17km, sendo designado por jacto de leste da alta troposfera, com velocidades próximas dos 25 m/s; na estratosfera, acima deste jacto, u aumentou atingindo valores positivos superiores a 20 m/s.

Perfis verticais de u semelhantes aos registados neste trabalho foram encontrados por LeMone (1983), principalmente no que diz respeito à camada da troposfera entre a superfície e os 6 km de altitude. Para a camada geral definida entre a superfície e os 15 km de altitude, os perfis verticais de u para linhas convectivas lentas obtidos por LeMone et al. (1984) foram semelhantes aos registados neste estudo.

Os perfis verticais de u fornecem também uma informação sumária acerca do sinal do *CMT*. O jacto de oeste encontrado na baixa troposfera indica a presença de uma região de transporte no sentido contragradiante, seguida, em altitude, por uma região de *CMT* no sentido do gradiente, na região onde se localizou o jacto de leste da troposfera média e novamente uma região de transporte contragradiante, que não se verificou para todos os instantes temporais analisados, entre o jacto de leste e o jacto da alta troposfera. Esta última região foi caracterizada por um *CMT* no sentido do gradiente associado ao aumento do efeito de cisalhamento do ambiente. Acima deste jacto, próximo dos 17 km de altitude, o transporte contragradiante foi dominante.

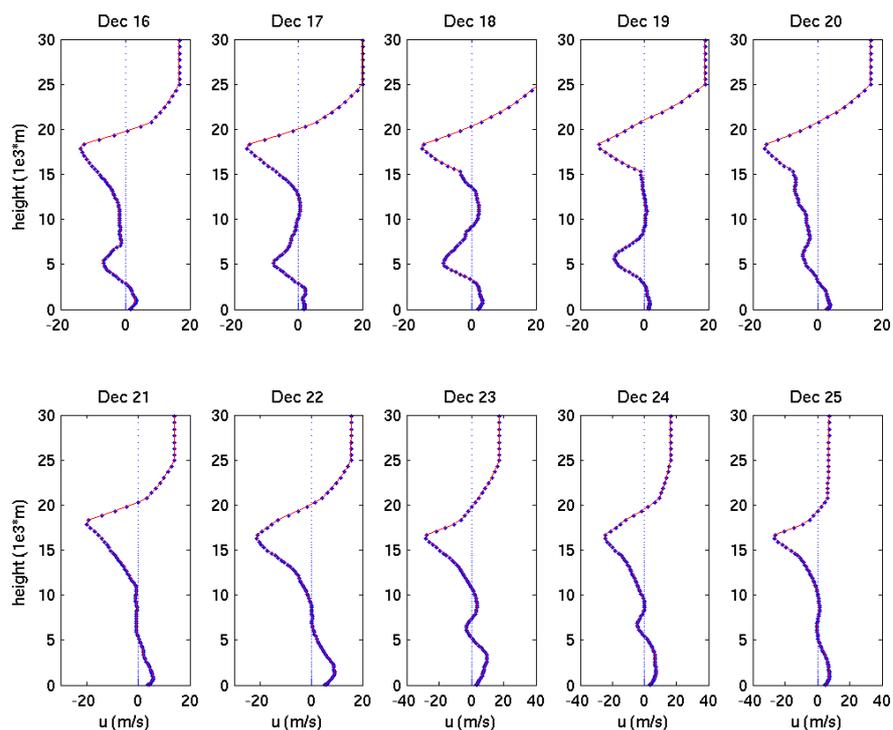


Figura 5. Perfis verticais diários do campo da componente zonal do vento horizontal (m/s) para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho), para o período de 10 dias: de 16 a 25 de Dezembro, 1992.

Os perfis verticais diários de *CMT*, para o período de 10 dias apresentaram uma forte variabilidade durante este período, principalmente abaixo dos 10 km de altitude, como é possível observar na Figura 7.

Durante este período foi possível observar várias camadas de diferentes sinais do *CMT*: a primeira camada de fluxo de momento linear no sentido do gradiente localizou-se entre a superfície e os 2 km de altitude, seguida de uma segunda camada de transporte contragradiente entre os 2 e os 7 km de altitude onde se registou um valor máximo próximo dos 7 km e uma terceira camada caracterizada pelo transporte no sentido do gradiente seguida em altitude por outra camada de *CMT* no sentido oposto ao do gradiente e entre os 15 e 21 km de altitude, uma nova região de transporte no sentido do gradiente foi registada. Finalmente, acima dos 21 km de altitude observou-se uma tendência para *CMT* nulo, indicando a não existência de fluxo de momento linear horizontal na região da estratosfera. Na camada dos ventos de leste, na troposfera média, foi registado um valor máximo de *CMT*, seguido de um valor mínimo próximo dos 10 km de altitude e de outro máximo acima desta altitude.

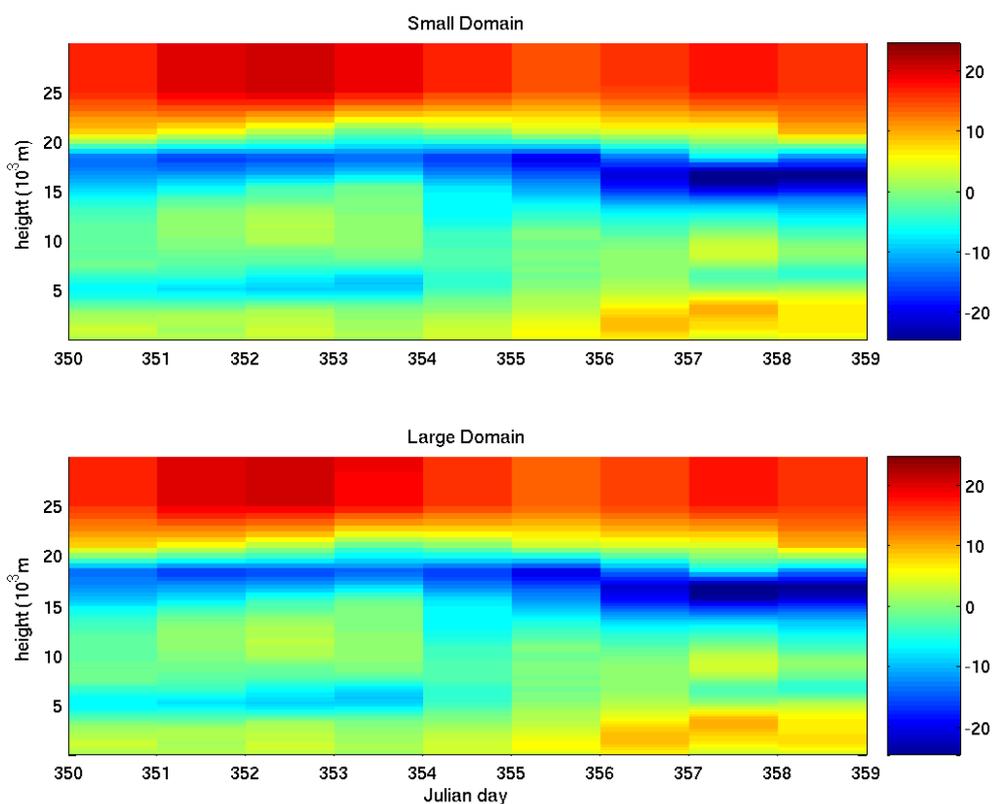


Figura 6. Secção da componente zonal diária do vento horizontal (m/s) em altitude versus tempo, para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho), para o período de 10 dias: de 16 a 25 de Dezembro, 1992.

Vale a pena recordar que as regiões de transporte de fluxos contragradientes são regiões onde o momento linear é transportado dos níveis com velocidades horizontais superiores para níveis com velocidades horizontais mais baixas, resultando num alisamento do perfil vertical do vento, ou seja, diminuindo o cisalhamento vertical do vento. As regiões do transporte de fluxos no sentido do gradiente são exactamente o oposto da descrição anterior e resultam numa intensificação do cisalhamento vertical do vento.

Os valores de *CMT* foram mais intensos nos dias em que ocorreram os episódios de forte convecção.

Os perfis verticais diários de *CMT*, para os dois domínios espaciais, apresentaram grande semelhança. Os valores simulados foram muito próximos uns dos outros, excepto para o primeiro dia de simulação, 16 de Dezembro, devido à inicialização da corrida do CRM para o domínio espacial mais extenso, tal como mencionado

anteriormente, e para o dia 22 de Dezembro. Nos primeiros 5 dias de simulação, foi possível observar um valor máximo à volta dos 5 km de altitude.

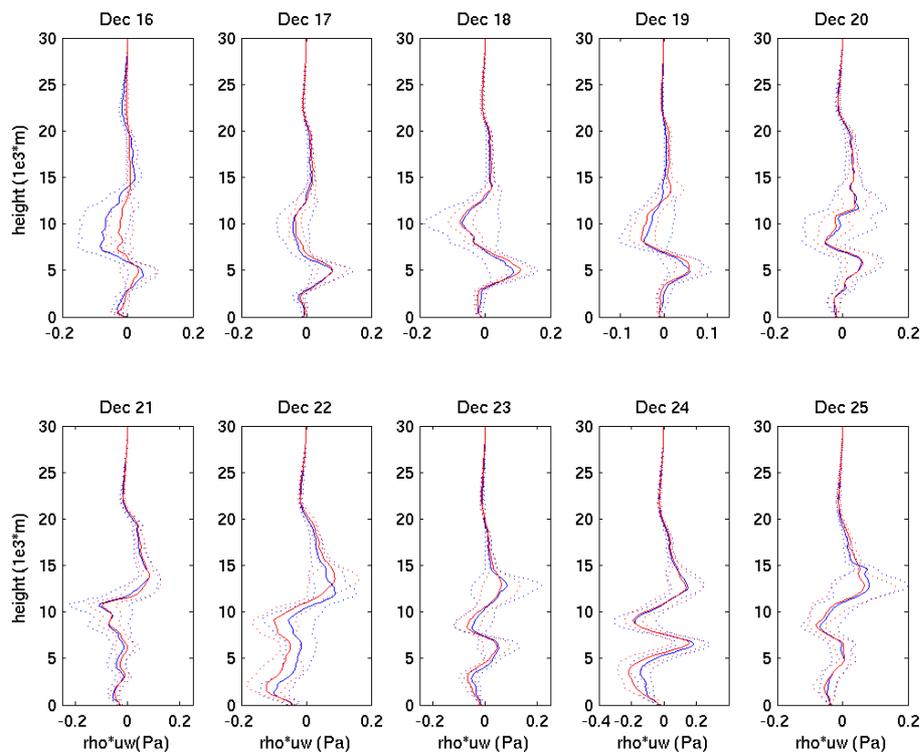


Figura 7. Curvas do desvio padrão do fluxo diário de momento linear horizontal (Pa) para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho), para o período de 10 dias: de 16 a 25 de Dezembro, 1992.

Este máximo foi perdido nos últimos 5 dias do período analisado, excepto nos dias 23 e 24 de Dezembro. A estrutura do *CMT* encontrada indicou que, para o domínio espacial maior (256 x 256), o CRM conseguiu reproduzir os efeitos dos movimentos de mesoscala no *CMT*.

Outra conclusão importante, retirada da comparação entre os perfis verticais diários de u e do *CMT*, foi que o sinal do *CMT* não condiz com o sinal inferido por u , na baixa troposfera. Este facto deve-se, muito provavelmente, à análise anterior dos perfis verticais de u ter considerado os efeitos das perturbações turbulentas presentes na camada limite, os quais têm um papel importante no transporte de momento linear horizontal dentro desta camada.

A análise da simulação dos 120 dias realizada para o domínio mais pequeno mostrou rápidas alterações do sinal do *CMT*, observadas na baixa e médias troposfera, principalmente entre a superfície e os 8 km de altitude. É importante lembrar que os

perfis verticais gerados por esta simulação incluíram a camada limite e a região da estratosfera. Somente para a análise das simulações relativas ao período comum de 10 dias, de 16 a 25 de Dezembro, para os dois domínios espaciais, estas regiões foram excluídas, devido aos efeitos da propagação de ondas gravíticas internas acima dos 15 km de altitude e das perturbações turbulentas dentro da camada limite, ambas sobre o *CMT*.

O cálculo das curvas do desvio padrão para os perfis verticais diários do *CMT* (Figura 7), para cada nível de altitude, indicou a localização da variabilidade mais intensa deste campo.

A análise do intervalo de tempo de 10 dias permitiu concluir que a estratosfera foi a região que apresentou as mais pequenas variações do *CMT*, i.e. o alargamento nas curvas do desvio padrão foi muito pequena. Dentro das camadas superior, média e inferior da troposfera, o alargamento destas curvas foi grande, principalmente acima da camada limite e abaixo da tropopausa. Esta região exibiu, durante todo o período, a variabilidade mais intensa do *CMT*.

De modo a investigar estas oscilações significativas, relacionadas com o seu valor médio, foram geradas séries temporais horárias do campo do *CMT* para dias e altitudes específicas, localizados entre os 5 e os 15 km de altitude. Estas séries temporais mostraram uma forte variabilidade entre os valores horários do *CMT*, indicando que estes valores não estão correlacionados entre si, i.e. para uma determinada hora, esse valor não estava correlacionado com o valor da hora anterior nem com o valor da hora seguinte, apontando para a disponibilidade de 24 graus de liberdade presentes nos dados utilizados.

A comparação entre os dois domínios espaciais mostrou que a variabilidade do *CMT* dentro do domínio mais largo era inferior à encontrada para o domínio mais pequeno, traduzindo a presença de ruído nesta última simulação.

Os perfis verticais diários do campo do fluxo de massa da corrente ascendente na nuvem, Mc , forneceram informação acerca da localização e do tipo de nuvem ou nuvens simuladas pelo CRM e, além disso, as regiões de forte convecção (Figura 8).

A estrutura deste campo foi definida por um aumento de Mc até perto dos 2 km de altitude, onde se dá a interacção com a camada limite planetária, uma variação pequena do campo até aos 2.5 km de altitude, seguida de um novo aumento atingindo um máximo à volta dos 5 km de altitude. Acima deste nível e abaixo dos 16 km de altura, observou-se um decréscimo atingindo o valor zero acima daquele nível de

altitude. A camada entre os 5 km e os 13 km foi caracterizada por pequenas flutuações de Mc .

Todos os perfis verticais indicaram a presença de uma camada única de nuvens.

Para o período de 120 dias registaram-se estruturas diferentes do campo de Mc em determinados dias.

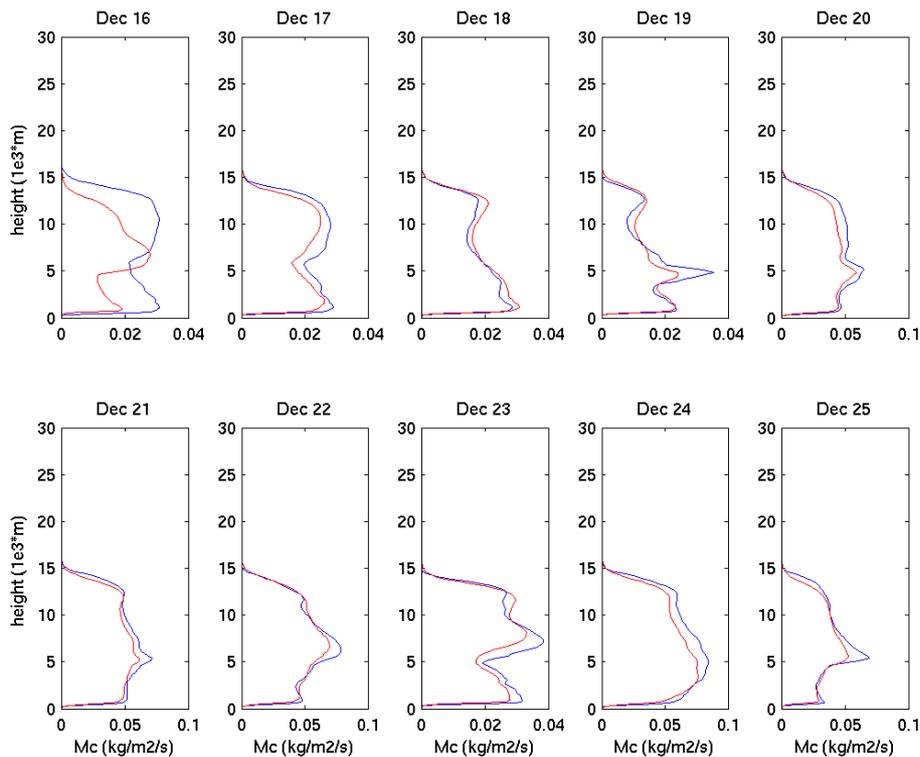


Figura 8. Perfis verticais diários do campo do fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem ($\text{kg/m}^2/\text{s}$) para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho), para o período de 10 dias: de 16 a 25 de Dezembro, 1992.

Foi possível observar duas camadas distintas de nuvens, em meados do mês de Novembro de 1992 e no início do mês de Fevereiro de 1993. Um aumento de Mc na camada definida pela superfície e os 2 km de altitude foi registado para todo o intervalo de tempo em estudo, indicando a presença de nuvens da camada limite planetária, onde um valor máximo foi alcançado. Este máximo, registado dentro da camada limite planetária, deve-se unicamente à influência das perturbações turbulentas aí existentes. Ainda em relação a este valor, foi verificada uma pequena diferença entre os dois domínios espaciais. O dia 16 de Dezembro foi o dia que registou a maior diferença entre os valores máximos presentes, porque, tal como foi mencionado anteriormente, a inicialização das duas corridas do modelo CRM não

ocorreu em iguais condições, resultando no facto de que o domínio espacial mais pequeno apresentar alguma convecção no início e no fim desse dia, numa camada profunda, enquanto que, o domínio espacial mais largo exibiu alguma convecção gerada só no final desse dia.

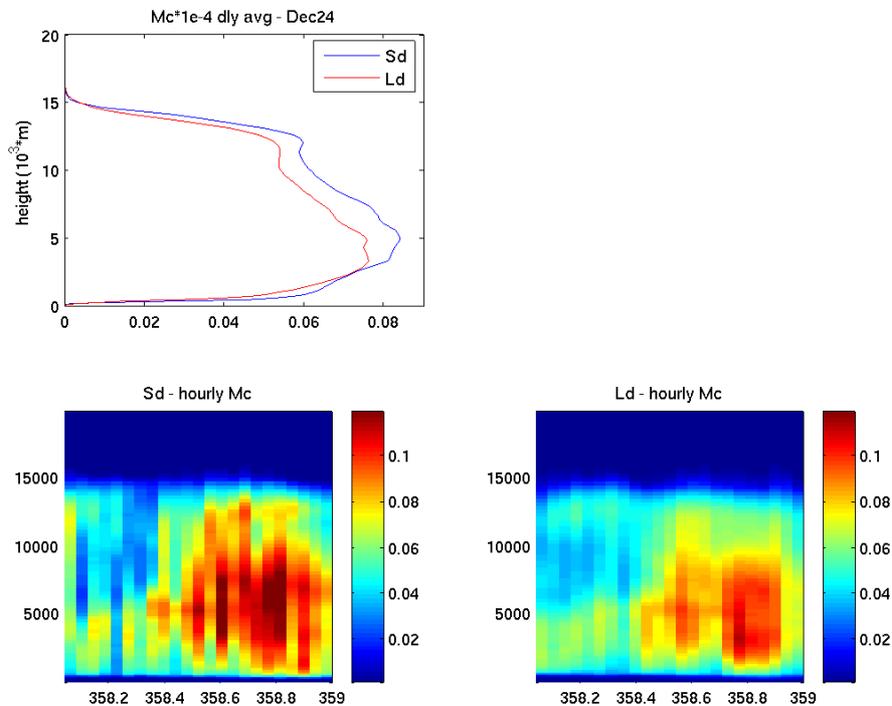


Figura 9. Perfis verticais diário e horário da evolução do campo do fluxo de massa da corrente ascendente dentro da nuvem (kg/m²/s) para a simulação do domínio mais curto (azul e à esquerda) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho e à direita) para o episódio de forte convecção em estudo: 24 de Dezembro, 1992.

A Figura 9 apresenta o perfil vertical diário e a evolução horária do campo de Mc , para o dia do evento de forte convecção, em ambos os domínios espaciais em estudo.

De modo a investigar os resultados da Eq.(3), foram produzidas séries temporais horárias para os campos do CMT e $M_c \overline{dU} / dz$, para ambos os domínios espaciais em estudo, informando assim qual o campo que poderia apresentar a maior variabilidade ao longo do período temporal correspondente. Estas séries temporais horárias foram calculadas para cada Δz e para cada camada troposférica considerada anteriormente (ver capítulo da Metodologia).

Para a baixa e média troposfera e para todos os Δz , o campo do *CMT* foi aquele que apresentou a variabilidade mais elevada comparando com o campo $M_c \overline{dU/dz}$. A alta troposfera exibiu uma estrutura mais suave, para os dois campos em estudo, excepto no mês de Fevereiro de 1993.

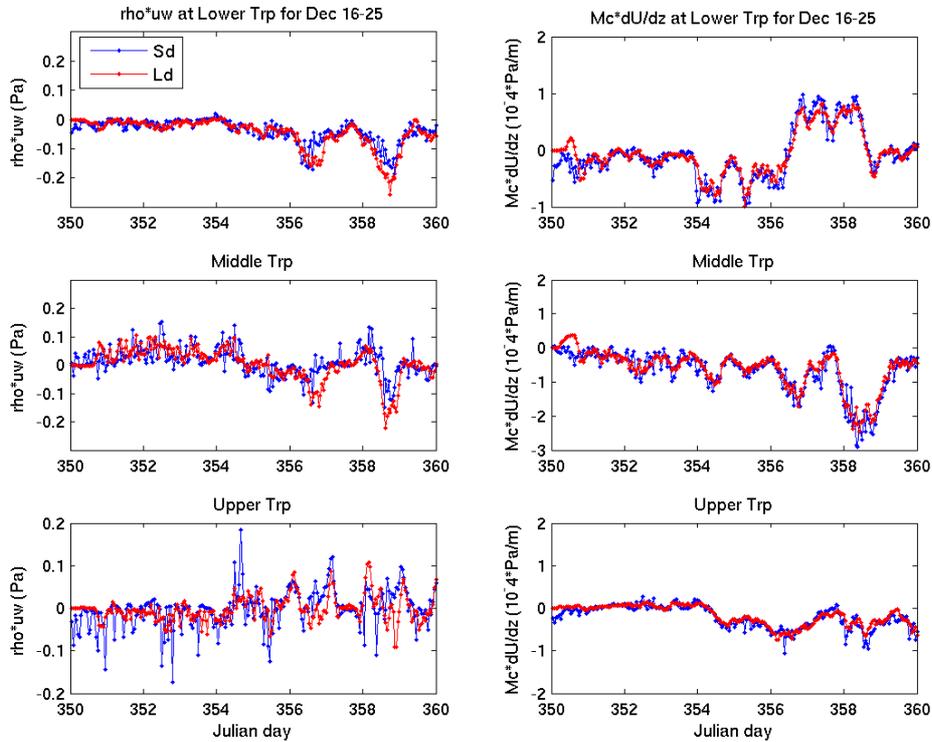


Figura 10. Séries temporais horárias do campo do *CMT* (Pa) à esquerda e do campo do fluxo de massa da corrente ascendente da nuvem (kg/m²/s) à direita, para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho), para o período de 10 dias: de 16 a 25 de Dezembro, 1992, para a baixa, média e alta troposfera.

Outra característica importante destes campos, considerando todas as camadas troposféricas e para todos os Δz considerados, foi que qualquer variação registada para o valor normal de Δz , reproduziu-se também para os restantes valores de Δz em análise. Pôde concluir-se que ambas as simulações exibiram o mesmo comportamento, para todos os valores de Δz , com pequenas flutuações nos valores simulados. A baixa e a média troposfera mostraram muitas oscilações no campo do *CMT*, ao longo do tempo, indicando, mais uma vez, a presença de ruído nesta variável. Na Figura 10 é possível observar as séries temporais horárias destes campos, para os dois domínios espaciais em questão e para Δz normal.

É importante notar que, para estas séries temporais, os efeitos da turbulência, registados praticamente dentro da camada limite planetária, e os efeitos das ondas

gravíticas internas, no transporte vertical de momento linear horizontal foram também excluídos.

Séries temporais horárias foram produzidas para os mesmos campos, para ambas as simulações, para todas as camadas da troposfera e para todos os valores de Δz considerados. As camadas inferior e média mostraram, ao longo do tempo, campos com mais flutuações do que a camada superior. O campo do CMT foi altamente variável durante os dois períodos de tempo em análise. A estrutura dos dois campos na troposfera superior foi muito mais suave, com pequenas perturbações, tal como se observou nas séries horárias correspondentes.

Para a baixa e média troposfera, em todos os valores de Δz , os valores simulados de $M_c \overline{dU} / dz$ em ambas as simulações foram muito semelhantes entre si, no início do período temporal em estudo, apesar de, no arranque de cada episódio de forte convecção, algumas variações significativas puderam ser observadas. Este padrão foi totalmente revertido na alta troposfera, onde o domínio mais largo apresentou um comportamento muito mais suave, especialmente na última metade do intervalo de tempo considerado.

Os resultados da análise da Eq.(3) deveriam apresentar uma relação linear entre os campos, mas, em vez disso, foi observado um grande amplitude de valores entre as simulações. Aplicou-se uma regressão linear simples, calculada para todas as regiões troposféricas e para todos os valores de Δz , onde o declive deste ajuste linear deu uma ideia acerca do melhor valor para a escala do percurso de mistura vertical, L .

As Figuras 11, 12 e 13 sumarizam todos os resultados obtidos no estudo da Eq.(3).

Este ajuste linear mostrou que existe uma relação linear muito fraca entre os campos, na baixa e média troposfera, considerando todos os valores de Δz , para o mesmo intervalo de tempo.

Melhores resultados foram encontrados na camada superior da troposfera, onde o ajuste linear revelou uma relação linear entre o CMT e $M_c \overline{dU} / dz$ para $\Delta z = 1.5$ km, indicando este valor como uma boa escolha possível para o valor de L .

O melhor ajuste linear, para a simulação de 120 dias no domínio espacial mais curto, foi observado para $\Delta z = 1.5$ e 3 km, e a amplitude dos valores decresceu substancialmente para estes valores de Δz . Na troposfera média, o ajuste linear foi muito fraco, para todos os valores de Δz considerados, indicando uma fraca relação entre os dois campos.

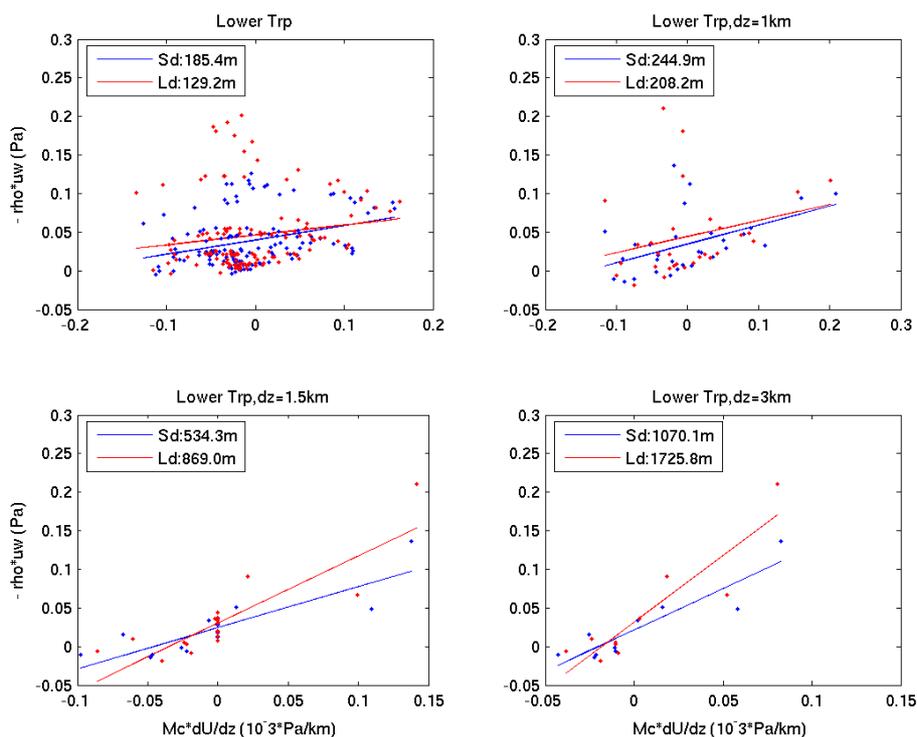


Figura 11. Regressão linear aplicada à Eq. (3), para a baixa troposfera, no período de 10 dias, para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho). Na legenda dos gráficos estão os valores da escala do percurso de mistura vertical para ambos os domínios espaciais, obtida a partir do ajuste linear.

A troposfera superior continuou a exibir a melhor correlação entre as duas variáveis, para todos os valores de Δz , e os valores do declive do ajuste linear situaram-se muito próximos entre si, indicando que uma boa simulação de Mc poderia produzir um bom campo de CMT , nesta camada.

O período de 10 dias, comum a ambas as simulações, apresentou o melhor ajuste linear para $\Delta z = 1.5$ e 3 km, onde a amplitude entre os valores correspondentes a cada simulação foi mínima e os valores dos coeficientes de correlação maiores, apontando novamente para uma boa correlação entre os campos. Esta comparação revelou um ajuste muito fraco para os valores de Δz normal e 1 km, muito provavelmente devido ao facto de o CMT estar associado ou ser transportado pelo esquema da turbulência de subescala para estes valores de Δz .

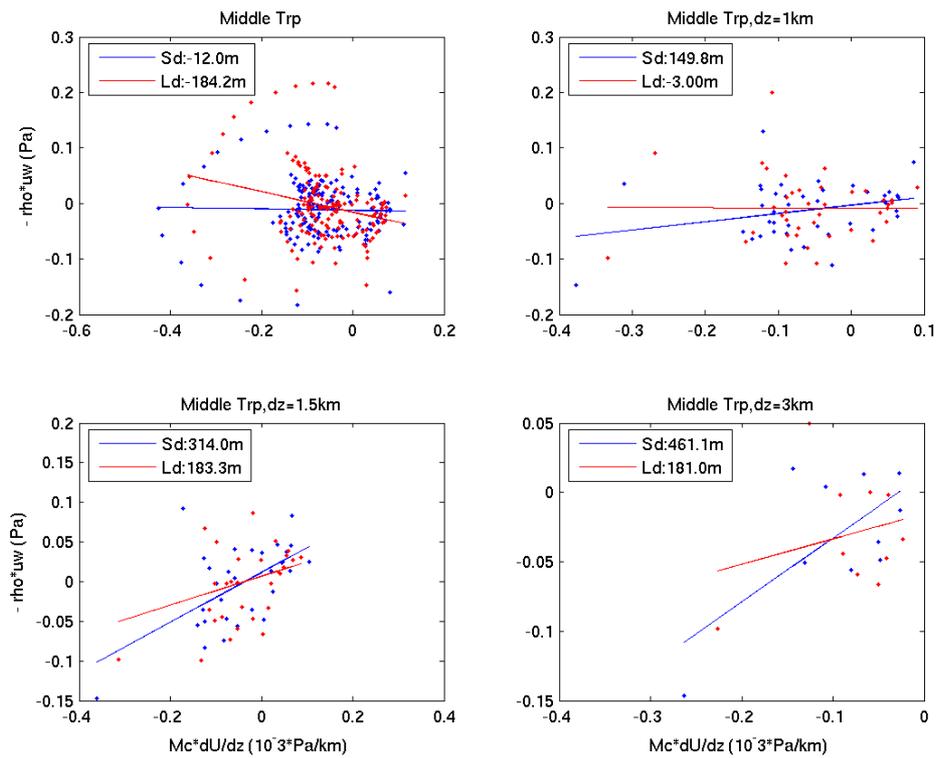


Figura 12. Regressão linear aplicada à Eq. (3), para a troposfera média, no período de 10 dias, para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho). Na legenda dos gráficos estão os valores da escala do percurso de mistura vertical para ambos os domínios espaciais, obtida a partir do ajuste linear.

A troposfera média exibiu resultados muito pobres no ajuste linear, para todos os valores de Δz . Os valores da escala de percurso de mistura vertical foram muito baixos, bem como os valores dos coeficientes de correlação. Algumas parameterizações do CMR podem estar associadas a estes resultados, especialmente para o campo de Mc simulado. Estes fracos resultados indicaram que a região da troposfera média deve ser fisicamente investigada. Para a alta troposfera, o melhor ajuste foi registado para $\Delta z = 1.5$ e 3 km, tal como foi encontrado para a baixa troposfera. O ajuste linear obtido foi muito semelhante para os dois domínios espaciais em estudo, com declives e coeficientes de correlação muito semelhantes entre si. Alguns destes resultados estão presentes na Figura 12 e 13.

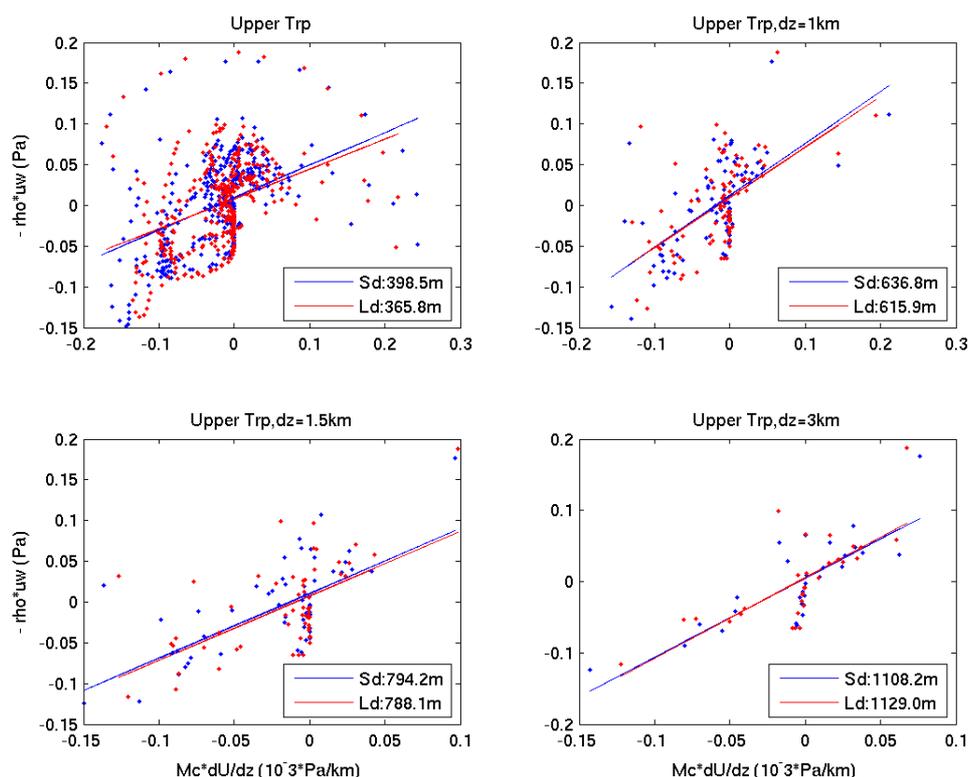


Figura 13. Regressão linear aplicada à Eq. (3), para a alta troposfera, no período de 10 dias, para a simulação do domínio mais curto (azul) e para a simulação do domínio mais extenso (vermelho). Na legenda dos gráficos estão os valores da escala do percurso de mistura vertical para ambos os domínios espaciais, obtida a partir do ajuste linear.

Um ajuste linear inverso, i.e. a variável que prevê passou a desempenhar o papel de variável prevista e vice-versa, foi realizado de modo a investigar qual o melhor sentido para a Eq. (3) tendo em vista a obtenção da melhor correlação entre estas duas variáveis. Para o período de 10 dias, para ambas as simulações, e também para o período temporal de 120 dias, concluiu-se que L era muito elevado para este ajuste linear invertido, indicando que a correlação mais forte entre os campos teve lugar para o ajuste linear normal, i.e. a variável $M_c \overline{dU} / dz$ como o campo que prevê e o CMT como variável que é prevista, ou seja, quando o CMT é previsto pelo campo $M_c \overline{dU} / dz$.

V. DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

O estudo do transporte vertical de momento linear pela convecção é um assunto complexo por se encontrar não resolvido, isto é, até à data não existe a certeza de quais os mecanismos físicos mais importantes que o regem, apesar de vários estudos terem e continuarem a ser realizados dando assim contribuições para que se possa descobrir um pouco mais sobre o CMT e a sua influência na circulação geral da atmosfera tropical.

Existem diversas incertezas associadas ao transporte vertical do momento linear pela convecção. O facto de o CMT ser derivado pelas correntes ascendentes e descendentes de pequena escala, faz com que o seu efeito resultante à escala global e temporal não possa ser medido directamente, contribuindo assim para a incerteza do efeito do CMT na circulação global atmosférica. Na larga escala, o CMT pode ser inferido utilizando uma rede de observações, através da análise do balanço residual, mas mais uma vez este procedimento envolve uma incerteza considerável no que diz respeito ao cálculo da força do gradiente de pressão à escala sinóptica.

As parametrizações do CMT nos modelos globais de clima são também muito incertas, mas têm sugerido que o CMT influencia a circulação de Hadley nas regiões tropicais, assim como a precipitação e os ventos à superfície quando estes cruzam os trópicos (*e.g.* Ritcher e Rasch, 2008). De modo a poder melhorá-las, é necessário um melhor conhecimento das características do CMT à escala das nuvens cumulus, como por exemplo quais as correntes ascendentes e descendentes dentro e/ou fora da nuvem são importantes para conduzir o CMT, qual o comprimento da escala horizontal que é mais relevante e investigar se o CMT longe da influência das nuvens cumulus também é importante.

Utilizando as simulações geradas por um modelo explícito de nuvens tridimensional para o período de 4 meses da campanha observacional TOGA COARE, de Novembro de 1992 a Fevereiro de 1993, uma das maiores experiências que ocorreram sobre a região de águas quentes no Pacífico ocidental, caracterizada por períodos extensos de forte convecção nas regiões de profundo cisalhamento vertical do vento horizontal, isto é, em condições ideais para o CMT, este estudo teve como objectivo a verificação da qualidade destas simulações.

Foi realizada uma análise exploratória simples para se poder concluir acerca do melhor modo para analisar o CMT durante episódios de convecção profunda, em especial

durante o período de 16 a 25 de Dezembro de 1992. Uma parte desta análise incidiu sobre o dia 24 de Dezembro de 1992 por causa da combinação existente entre a forte precipitação (Fig. 2) e o forte efeito de cisalhamento vertical do vento (Fig. 3).

O CMT foi calculado para as simulações para o domínio mais curto (64 x 64 km²) e para o domínio mais largo (256 x 256 km²). A comparação entre estas duas simulações mostrou claramente a semelhança existente entre os perfis verticais do CMT à escala média diária, sugerindo que as contribuições de mesoscala no CMT, proveniente de escalas superiores a 64 km foram pequenas.

Os perfis verticais do CMT calculados a partir da simulação estatística horária foram também comparados com os perfis derivados dos campos instantâneos tridimensionais, na forma de correlação entre as perturbações, e mais uma vez os resultados indicaram um bom acordo quando se aplica a média diária à simulação tridimensional. Estes resultados trazem alguma confiança em relação à simulação de 120 dias para o domínio espacial mais curto, isto é, que esta simulação seja representativa da simulação para o domínio mais largo, apesar de se saber que o domínio espacial mais pequeno não consegue simular as organizações de mesoscala com um comprimento de onda superior a 64 km.

O desempenho da parametrização do comprimento de mistura no sentido contragradiente (Eq. (3))

$$\overline{\rho' w'} = L M_c \overline{dU/dz}$$

foi também investigado, durante o período de 10 dias, comum a ambas as simulações: domínio espacial mais largo e mais curto. Nesta parametrização, L (em metros), que representa a escala do percurso de mistura para as perturbações da velocidade zonal da corrente ascendente associada ao processo de arrastamento do meio ambiente para dentro da nuvem ("Entrainment") e para as acelerações causadas pelo gradiente horizontal de pressão, foi tratada como incógnita de modo a ser estimada a partir das simulações do CRM a partir do declive da regressão linear simples aplicada às estimativas dos campos tridimensionais instantâneos do CMT e do produto $M_c * dU/dz$, no período de 10 dias e para todos os níveis de altitude de cada camada da troposfera considerada. Um valor positivo de L implica um fluxo de CMT no sentido contragradiente.

Schneider e Lindzen (1976) assumiram que o comprimento de mistura iguala a profundidade do transporte dentro das nuvens, enquanto que para a maior parte de

outros esquemas de transporte convectivo de momento linear, L é comparável ao inverso da taxa de “entrainment” pelas paredes laterais da nuvem.

Na camada correspondente à alta troposfera, acima dos 7 km de altitude, foi obtido um bom ajuste linear com L aproximadamente 1 km (Fig. 13), ao mesmo tempo que a camada correspondente à troposfera média (entre os 3 e os 7 km de altitude) registou a mais fraca correlação entre os dois membros da Eq. (3), mostrando que o CMT não é transportado no sentido contragradiente em todos os níveis e indicando também que a parametrização de Mc deve ser objecto de investigação futura de modo a poder concluir sobre a origem dos fracos resultados obtidos para esta camada da troposfera.

Toda a metodologia e resultados descritos anteriormente foram realizados com o objectivo de entender um pouco mais sobre a qualidade das simulações da variável CMT pelo modelo explícito de nuvens e também ter uma visão sobre os possíveis mecanismos que regem o transporte vertical do momento linear horizontal dentro da troposfera tropical. É possível concluir que existe confiança suficiente nas simulações geradas pelo CRM, de modo a prosseguir a investigação, analisando as diferentes contribuições da parametrização do fluxo de massa e comparando estes resultados com as hipóteses físicas que regem as parametrizações do CMT quando a convecção é parametrizada, como é o caso da utilizada por Gregory *et al.* (1997), contribuindo assim para o melhoramento da parametrização do CMT nos modelos atmosféricos.

ANEXO I

A Campanha Observacional TOGA COARE

O conceito inicial do Programa TOGA – Tropical Ocean-Global Atmosphere – foi dividido em duas iniciativas principais. A monitorização de baixa intensidade, na larga escala, da camada superior da região tropical dos oceanos, seria mantida por um período de 10 anos de modo a fornecer observações suficientes para testar os modelos que simulam a variabilidade climática interanual. Simultaneamente, uma hierarquia de modelos acoplados oceano-atmosfera seriam desenvolvidos, os quais utilizaram os dados observacionais para testar as características preditivas destes modelos e só depois iniciar previsões experimentais da variabilidade climática. No entanto, no início deste programa foi reconhecido que a estratégia inicial continha uma falha importante no que diz respeito à convecção profunda na região tropical do Pacífico ocidental.

A intensa actividade convectiva está, na sua maioria, confinada a esta região de águas quentes do Pacífico ocidental e do Índico oriental, com temperaturas da superfície do mar superiores a 28°C. As mais altas temperaturas da superfície do mar (SST) são registadas nesta região, juntamente com velocidades médias do vento extraordinariamente pequenas, as quais são têm um papel importante para a existência de um máximo das temperaturas da superfície do mar neste local. Estas condições calmas são esporadicamente perturbadas pelo início de um vento de oeste muito intenso, ao longo do equador, o qual têm um papel determinante nos episódios do El Niño e da Oscilação do Sul (ENSO). Os anos em que ocorrem eventos de ENSO quente podem ser distinguidos de outros eventos pela elevada frequência e intensidade da formação dos ventos de oeste muito intensos pelo deslocamento da região de águas quentes do Pacífico ocidental para leste. Estes ventos de oeste muito intensos têm uma dinâmica própria, muito vigorosa, que geralmente ocorre para escalas temporais de 30 a 60 dias que foi identificada por Madden e Julian em 1971. Este fenómeno é hoje conhecido como a oscilação intrasazonal (ISO). A intensidade destes fenómenos é de tal modo elevado que pode levar à formação ciclones tropicais ao longo do equador, assim que os ventos muito intensos cessam. Foram também registadas ondas de Kelvin equatoriais, a propagaram-se para leste, resultantes da formação destes ventos de oeste muito intensos, tanto na atmosfera como no oceano Pacífico. Estes ventos introduzem também efeitos dramáticos no oceano, causando um

decréscimo de 1°C na SST e alterações de 1 m/s na corrente zonal, num curto espaço de tempo, como por exemplo uma semana.

Os modelos climáticos acoplados mais antigos foram capazes de simular muitas características do ENSO, contudo os episódios reais da ISO não foram simulados com a mesma intensidade, sofreram um alisamento por parte destes modelos, tanto para a atmosfera como para o oceano.

De modo a alcançar os objectivos principais do TOGA, a dinâmica destas ISO precisa de ser entendida, surgindo assim um caso de estudo especial como parte integrante do programa TOGA, o Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (COARE).

A região das águas quentes no Pacífico tropical ocidental é o centro da precipitação muito intensa e da forte libertação de calor latente do planeta como um todo, de tal modo que a Circulação de Walker e os ventos alísios do pacífico ocidental convergem para esta região. Os modelos climáticos globais atmosféricos (AGCM) disponíveis na altura desta campanha revelaram que a atmosfera era extraordinariamente sensível a pequenas perturbações do campo da SST (da ordem de 0.5°C) na região equatorial do Pacífico ocidental. Uma explicação possível para esta sensibilidade está relacionada com o máximo global de SST nesta região. O conteúdo de vapor de água, o qual não depende linearmente da temperatura, na camada limite atmosférica, é excepcionalmente elevado e convecção muito intensa estendendo-se até à tropopausa (convecção profunda) é muitas vezes observada nesta região.

Esta sensibilidade dos modelos conduziu a duas questões fundamentais:

1. Do ponto de vista das observações, os episódios convectivos, que ocorrem nesta região de águas quentes, estarão relacionados com as variações do campo da SST na mesma região? Gadgil et al. (1984) e Graham e Barnett (1987) concluíram que valores de SST superiores a 27.5°C eram uma condição necessária para ocorrer convecção profunda de larga escala, embora as médias mensais do mesmo campo, para valores superiores a 27.5°C, estavam fortemente não correlacionadas com os índices da convecção, como por exemplo a convergência do vento à superfície;
2. Qual é a causa das variações do campo da SST nesta região das águas quentes do Pacífico ocidental? NA região equatorial do Pacífico oriental (fora da região de águas quentes) as fortes variações interanuais do campo da SST são controladas principalmente pela advecção horizontal e/ou por variações da temperatura da água do mar que sobre à superfície vinda de profundidades mais elevadas. Contudo, apesar de muito mais pequenas, mas também climaticamente muito importantes, as variações do campo da SST na região

3. equatorial do Pacífico ocidental parecem estar controladas pelas trocas de calor entre a atmosfera e o oceano. Meyers et al. (1986) concluíram que variações na soma da radiação de pequeno comprimento de onda que chega à superfície e a perda de calor por evaporação estavam fortemente correlacionadas com as variações no campo da SST nesta região e que mais tarde conduziram a episódios de ENSO.

Para produzir variações muito pequenas do campo da SST é necessário que os fluxos de calor entre a atmosfera e o oceano sejam muito precisos, até à ordem de 10 Wm^{-2} . A maior parte da incerteza associada a estes fluxos foi devida a problemas relacionados com os algoritmos utilizados no cálculo dos mesmos. Modelos que simularam o campo da SST revelaram que os padrões de precipitação e o campo da SST foram muito sensíveis à parameterização do fluxo de calor latente, para baixas velocidades do vento.

O COARE levou em consideração todas estas conclusões e enfatizou a precisão das medições de todos os fluxos que ocorrem nesta região, como a precipitação e os fluxos de calor, dado que a precipitação é uma medida quantitativa da libertação de calor latente para a atmosfera. Além disso, a precipitação pode afectar as variações do campo da SST, estabilizando a entrada de água doce na parte superior do oceano.

As nuvens convectivas e a precipitação, as quais estabelecem a ligação entre os fluxos superficiais e a circulação atmosférica de larga escala, são altamente intermitentes no tempo e no espaço e podem exibir um grande espectro de escalas. Alterações na intensidade ou frequência da população de nuvens convectivas sobre a região de águas quentes do Pacífico tropical ocidental podem causar alterações nos padrões do vento em regiões muito distantes relativamente ao centro geográfico dos eventos convectivos. Estas variações nos ventos e na radiação implicam alterações na circulação oceânica e no campo da SST sobre extensas regiões, e as alterações no campo da SST (associadas a flutuações do campo da temperatura e da humidade do ar) alteram os padrões de precipitação. Todos estes processos de realimentação são conhecidos por ser muito importantes para o fenómeno do ENSO.

Os objectivos principais do COARE foram assentes na descrição e entendimento de quatro aspectos principais:

1. Os principais processos responsáveis pelo acoplamento entre o oceano e a atmosfera na região de águas quentes do Pacífico ocidental;

2. Os processos atmosféricos principais que organizam a convecção nesta região de águas quentes;
3. A resposta oceânica ao forçamento resultante da combinação da flutuação e da tensão superficial do vento nesta região;
4. As interações que ocorrem em diversas escalas e que estendem a influência do oceano e da atmosfera desta região do Pacífico ocidental a outras regiões distantes e vice-versa.

Foram definidos objetivos científicos para estas três componentes: a componente da interface, a componente atmosférica e a componente oceânica. As componentes atmosférica e oceânica requereram observações num intervalo considerável de escalas espaciais, enquanto que a componente de fluxo esteve concentrada dentro do IFA (Figura 2). A rede de sondagens do COARE consistiu numa série de grelhas aninhadas, à escala sinóptica (LSD, com sondagens realizadas 2x/dia), subsinóptica e de mesoscala (OSA e o IFA, com sondagens realizadas 4x/dia). Os domínios espaciais do OSA e do IFA foram designados para o estudo dos balanços atmosféricos.

Para finalizar, é importante referir que foram realizadas uma série de tarefas de modo a completar a análise do COARE, nomeadamente, análises puramente observacionais dos dados da campanha, análises envolvendo as observações e os modelos de mesoscala e análises obtidas pelos modelos de circulação geral da atmosfera e do oceano (Ciesielski *et al.*, 2003).

REFERÊNCIAS

- Blossey, P. N., C. S. Bretherton, J. Cetrone, and M. Khairoutdinov, 2007: Cloud-resolving model simulations of KWAJEX: Model sensitivities and comparisons with satellite and radar observations. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1488-1508.
- Brown, A. R., 1999: Large-eddy simulation and parameterization of the effects of shear on shallow cumulus convection. *Bound.-Layer Meteor.*, **91**, 65-80.
- Carr, Matthew T., and C. S. Bretherton, 2001: Convective momentum transport over the tropical Pacific: Budget estimates. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1673-1693.
- Ciesielski, P. E., R. H. Johnson, P. T. Haertel and J. Wang, 2003: Corrected TOGA COARE sounding humidity data: Impact on diagnosed properties of convection and climate over the warm pool. *J. Clim.*, **16**, 2370-2384.
- Flatau, M., and D. E. Stevens, 1987: The effect of horizontal pressure gradients on the momentum transport in tropical convective lines. Part II: Lagrangian calculations. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2088-2096.
- Gallus, W. A., Jr., and R. H. Johnson, 1992: The momentum budget of an intense midlatitude squall line. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 422-450.
- Gao, K., D.-L. Zhang, M. W. Moncrieff, and H.-R. Cho, 1990: Mesoscale momentum budget of a midlatitude squall line: A numerical case study. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1011-1028.
- Godfrey, J. S., R. A. Houze Jr., R. H. Johnson, R. Lukas, J.-L. Redelsperger, A. Sumi and R. Weller, 1998: Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (COARE): An interim report. *J. Geophys. Res.*, **103**, 14395-14450.
- Grabowsky, W., X. Wu and M. Moncrieff, 1996: Cloud Resolving Modeling of Tropical Cloud Systems during Phase III of GATE. Part I: Two Dimensional Experiment. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3684-3709.
- Gregory, D., R. Kershaw and P. M. Inness, 1997: Parametrization of Momentum Transport by Convection. Part II: Tests in Single Column and General Circulation Models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1153-1183.
- Holland, J. Z., and E. M. Rasmussen, 1973: Measurements of the atmospheric mass, moisture and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropical ocean. *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 44-55.

- Houze, R. A., Jr., 1973: A climatological study of vertical transports by cumulus-scale convection. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1112-1123.
- Kershaw, R. and D. Gregory, 1997: Parameterization of momentum transport by convection. I: Theory and cloud modelling results. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1133-1151.
- Kim, D., J. Kug, I. Kang, F. Jin and A. T. Wittenberg, 2008: Tropical Pacific Impacts of Convective Momentum Transport in the SNU coupled GCM. *Clim. Dyn.*, DOI 10.1007/s00382-007-0384-4.
- Kuang, Z., P. N. Blossey and C. S. Bretherton, 2005: A New Approach for 3D Cloud Resolving Simulations of Large-Scale Atmospheric Circulation. *Geo. Res. Letters*, **32**, 1-4.
- Kuang, Z. and C. S. Bretherton, 2006: A Mass-Flux Scheme View of a High-Resolution Simulation of a Transition from Shallow to Deep Cumulus Convection. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1895-1909.
- LaFore, J.-P., J.-L. Redelsperger, and G. Jaubert, 1988: Comparison between a three-dimensional simulation and Doppler radar data of a tropical squall line: Transports of mass, momentum and moisture. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3483-3500.
- LeMone, M. A., 1983: Momentum transport by a line of cumulonimbus. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1815-1834.
- LeMone, M. A., G. M. Barnes, and E. J. Zipser, 1984: Momentum flux by lines of cumulonimbus over the tropical oceans. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1914-1932.
- LeMone, M. A., and D. P. Jorgenson, 1991: Precipitation and kinematic structure of an oceanic mesoscale convective system. Part II: Momentum transport and generation. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2638-2653.
- LeMone, M. A., and M. W. Moncrieff, 1994: Momentum transport by convective bands: Comparisons of highly idealized dynamical models to observations. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 281-305.
- Lin, J.-L., M. Zhang and B. Mapes, 2005: Zonal momentum budget of the Madden-Julian Oscillation: The source and strength of equivalent linear damping. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2172-2188.
- Mapes, B. E., and X. Wu, 2001: Convective momentum transport in long cloud-resolving model simulations. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 517-526.

- Moncrieff, M. W., 1992: Organized convective systems: Archetypical dynamical models, mass and momentum flux theory, and parametrization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **118**, 819-850.
- Moncrieff, M. W., and E. Klinker, 1997: Organized convective systems in the tropical western Pacific as a process in general circulation models: A TOGA-COARE case-study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 805-827.
- Richter, J. H., and P. J. Rasch, 2008: Effects of convective momentum transport on the atmospheric circulation in the Community Atmosphere Model, version 3 (CAM3). *J. Clim.*, **21**, 1487-1499.
- Schneider, E. K., and R. S. Lindzen, 1976: A discussion of the parameterization of momentum exchange by cumulus convection. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3158-3180.
- Stevens, D., 1979: Vorticity, momentum, and divergence budgets of synoptic-scale wave disturbances in the tropical eastern Atlantic. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 535-550.
- Soong, S.-T., and W.-K. Tao, 1984: A numerical study of the vertical transport of momentum in a tropical rainband. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1049-1061.
- Sui, C.-H., and M. Yanai, 1985: Cumulus ensemble effects on the large-scale vorticity and momentum fields of GATE. Part I: Observational evidence. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1618- 1642.
- The Second GEWEX Cloud System Study Science and Implementation Plan, 2000: *IGPO Publication Series*, N° **34**, 45 páginas.
- Tiedtke, M., 1989: A Comprehensive Mass Flux Scheme for Cumulus Parametrization in Large-Scales Models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779-1800.
- Trier, S. B., M. A. LeMone, and W. C. Scamarock, 1998: Effect of three-dimensional structure on the stormwide horizontal accelerations and momentum budget of a simulated squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 2580-2598.
- Tung, W. and M. Yanai, 2002: Convective Momentum Transport Observed during the TOGA COARE IOP. Part I: General Features. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1857- 1871.
- Tung, W. and M. Yanai, 2002: Convective Momentum Transport Observed during the TOGA COARE IOP. Part II: Case Studies. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2535- 2549.
- Webster, P. J. and R. Lukas, 1992: TOGA COARE: The Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment. *Bul. American Meteor.Soc.*, **73**, 1377-1416.

- Wu, X., and M. Yanai, 1994: Effects of vertical shear on the cumulus transport of momentum: Observations and parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1640-1660.
- Zhang, G. J. and X. Wu, 2003: Convective Momentum Transport and Perturbation Field from a Cloud-Resolving Simulation. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1120-1139.
- Zhang, G. J., and N. A. McFarlane, 1995: Role of convective-scale momentum transport in climate simulation. *J. Geophys. Res.*, **100**, 1417-1426.