



Universidade Federal do Rio de Janeiro

Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza

Instituto de Geociências

Departamento de Meteorologia

**ESTUDO DOS IMPACTOS DAS PARAMETRIZAÇÕES DE
MICROFÍSICA E DE CÚMULUS DO MODELO WRF NA
ATMOSFERA SIMULADA**

Luiz Felipe Neris Cardoso

Orientador: Prof.º D. Sc. Wallace Figueiredo Menezes

Monografia submetida ao corpo docente do Departamento de Meteorologia da
Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à
obtenção de grau de Bacharel em Meteorologia.

Rio de Janeiro, RJ

Junho, 2014

Luiz Felipe Neris Cardoso

ESTUDO DOS IMPACTOS DAS PARAMETRIZAÇÕES DE
MICROFÍSICA E DE CÚMULUS DO MODELO WRF NA
ATMOSFERA SIMULADA

Monografia submetida ao corpo docente do Departamento de Meteorologia da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ) como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Bacharel em Meteorologia.

Orientador:

Wallace Figueiredo Menezes, Ph.D.

ESTUDO DOS IMPACTOS DAS PARAMETRIZAÇÕES DE MICROFÍSICA E DE
CÚMULUS DO MODELO WRF NA ATMOSFERA SIMULADA

Luiz Felipe Neris Cardoso

Monografia submetida ao corpo docente do Departamento de Meteorologia da
Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à
obtenção de grau de Bacharel em Meteorologia.

Aprovada por:

Prof.º D. Sc. Wallace Figueiredo Menezes

Prof.º D. Sc. Márcio Cataldi

Prof.º D. Sc. Edilson Marton

Rio de Janeiro, RJ

Junho, 2014

IMPACTOS FÍSICOS DA PARAMETRIZAÇÃO DE MICROFÍSICA DE NUVENS
DO MODELO WRF NUM ESTUDO DE CASO

NERIS CARDOSO, LUIZ FELIPE

Impactos Físicos da Parametrização de Microfísica de Nuvens do Modelo WRF num
Estudo de Caso

[Rio de Janeiro], 2014

XVIII, 85 p., 29,7 cm (UFRJ, 2014)?

Monografia – Universidade Federal do Rio de Janeiro, Departamento de Meteorologia

1. Parametrização de Microfísica de Nuvens
 2. Modelo WRF
 3. Modelagem Numérica
 4. Modelos *Bulk*
5. Simulações de Alta Resolução

“(...) nenhum mármore existe mais puro e mais formoso do que o do sentimento, e nenhum cinzel é superior ao da boa vontade sincera.”

Jesus

AGRADECIMENTOS

Ninguém passa na vida sem a cooperação de outrem. Acredito que esta é mais uma das sempre sábias Leis da Vida. Ela permite que pessoas diferentes com gostos, aptidões e pontos de vista distintos possam concorrer uma para o adiantamento da outra, garantindo a harmonia do todo. Neste trabalho não foi diferente.

Primeiramente, dedico especial agradecimento aos meus pais, Eliene da Silva Neris e Luiz Sebastião Pereira Cardoso, por terem se esforçado na minha criação, possibilitando uma educação com graves valores intelecto-morais que me . Não poderia deixar de creditar volumosa parcela de contribuição na formação do meu caráter à minha abnegada avó, Vilma da Silva Neris, que tem sido um anjo em minha existência, com seus conselhos e gestos carinhosos sempre aureolados com toque sutil do vero amor. Dentro do âmbito familiar, formulo votos especialmente carinhosos à minha doce companheira/esposa espiritual, Nathália Del Rey Leal, que sempre me motivava nos momentos mais desafiadores, lembrando-me dos ideais nobres que abraçamos juntos pelos quais sempre se vale lutar. Estendo minha gratidão a todos os demais familiares que certamente contribuíram nesta jornada. Sem a bondade da minha Tia, Sheila Cardoso Suszyna, e Tio, Waldir Suszyna, que me receberam de pronto em sua casa, o que facilitou meu deslocamento para a faculdade além de toda a convivência que foi possível desenvolver ao longo desses anos de esforço. Outra importante personagem dessa história foi meu Tio, Claudio Pereira Cardoso, que também gentilmente me abrigou muitas vezes em seu apartamento e sempre me incentivou no aprofundamento das pesquisas acadêmicas.

Além desses colaboradores mais diretos, nunca me esquecerei do carinho e amor de pessoas que, ainda que distantes, sempre se fizeram presentes de alguma forma em minha caminhada e cujas vidas muitas vezes me serviram de exemplo e inspiração. São elas: minha querida dindinha, Silvia Oliveira; minha segunda mãe Si; meu Tio John Neris, meu amado primo Lucas Neris; meu amantíssimo irmão do coração Eduardo Ferreira, que sempre me serviu de guia espiritual; entre tantos outros cujos nomes seriam impossível de se elencar em apenas uma página de agradecimento.

No âmbito científico, devo manifestar toda minha gratidão por Maria Gertrudes Alvarez Justi da Silva, que foi minha orientadora acadêmica e que me ensinou valiosas

lições não só com suas aulas esclarecedoras, mas com sua presença constante como guia honrada. Agradeço ao professor Wallace Figueiredo Menezes pela excelente orientação científica que culminou com este tão prazeroso trabalho; seus conselhos e sugestões foram sempre muito judiciosos e esclarecedores nos momentos de dificuldade. Além disso, sou grato pelo professor Gutemberg França que cedeu toda a infraestrutura do seu laboratório para o desenvolvimento desta pesquisa.

Ademais, sou muito grato pelo apoio dos amigos que direta ou indiretamente colaboraram neste projeto: Caio Souza, Rodrigo Carvalho, Wanderson Silva, Daniele Ornelas, Marcelo Belassiano, Suzanna Bonnet, Júlia Carelli, Igor França, Raphael Barbarioli, Rafael Maiocchi, Leonardo Aragão e inúmeros outros que não estão inseridos neste agradecimento, mas que recebem minha sincera gratidão onde quer que estejam.

Quero oferecer meus agradecimentos cingidos de afeto aos companheiros do ideal Espírita, que sempre me ofereceram o carinho e a orientação através dos pequenos, mas poderosos, atos de fraternidade que periodicamente constituíram o lenitivo das horas graves.

Por fim, carece dizer que tudo o que somos de melhor é graças ao “genitor divino, à causa incausada de todos os seres e de todas as coisas”: Deus. Sua presença paternal nos tem servido de dínamo sustentador da Vida e Sua solicitude infinita se expressa de mil belíssimas formas a nos proporcionar alegria e retemperar o ideal nas fontes do Seu Amor desvelado e compassivo. Nunca poderíamos retribuir por completo as concessões desse Divino Amor, porém formulamos nossos humildes votos para que Ele nos permita percorrer toda a eternidade na busca constante de passar todo o galardão recebido adiante, em forma de gentileza, renúncia, compreensão, dedicação e fraternidade em relação ao nosso próximo e à humanidade inteira, do mesmo modo que o Pai oferta Seus dons a todos sem distinção.

~~~

## RESUMO

### IMPACTOS FÍSICOS DA PARAMETRIZAÇÃO DE MICROFÍSICA DE NUVENS DO MODELO WRF NUM ESTUDO DE CASO

*Luiz Felipe Neris Cardoso*

As parametrizações de microfísica de nuvens são uma das principais componentes de um modelo numérico de previsão do tempo e/ou do clima, pelo fato de influenciarem diversos parâmetros atmosféricos e, sobretudo, por serem as principais responsáveis pela precipitação em simulações de alta resolução (<10km). Sua importância vem aumentando gradualmente em razão dos recentes avanços nos esquemas microfísicos, que tem incorporado melhorias significativas nas simulações mantendo uma razoável viabilidade computacional. Contudo, o conhecimento dos processos físicos que podem ser impactados por estas parametrizações se restringe a uma pequena parcela dos cientistas da área e uma parcela ainda menor de usuários, que acabam não conseguindo extrair muitas informações dos resultados de experimentos que fazem uso destas parametrizações. Neste sentido, o presente trabalho buscou avaliar, de maneira simples, os impactos de uma parametrização de microfísica de nuvens do modelo WRF considerada uma das mais completas do ponto de vista da representação de processos físicos (Morrison *bulk 2* momentos, 2009) na simulação de caso de tempestade severa ocorrido na cidade do Rio de Janeiro no dia 5 de março de 2013. Para tanto, foi utilizado o método de separação de fatores de Stein e Alpert (1993), o qual permite identificar a contribuição de cada componente físico do modelo numérico separadamente. Foram conduzidos dois experimentos: a) uma simulação com a parametrização de microfísica ativada (experimento controle, f1) e b) um segundo, com a microfísica desativada (f0). Através da comparação entre os campos dos dois experimentos, foi possível perceber diversas características inerentes às parametrizações microfísicas, inclusive alguns aspectos relevantes acerca da interação microfísica-cumulus. Observou-se que, apesar da simulação não ter conseguido representar precisamente as características do fenômeno observado, a parametrização de microfísica foi capaz de produzir mais condições favoráveis à ocorrência de precipitação, além de ter sido a única que gerou uma precipitação um pouco mais elevada. Ao final, são sugeridas algumas ações futuras no sentido de se tentar explicar os resultados da simulação e aprimorá-los.



## ABSTRACT

### PHYSICAL IMPACTS OF A MICROPHYSICS PARAMETERIZATION OF THE WRF MODEL ON A CASE STUDY

*Luiz Felipe Neris Cardoso*

Cloud microphysics parameterizations are one of the main components of a weather and/or climate numerical model, mainly because of their influence on various atmospheric parameters and, especially, for their great contributions to the rainfall of high resolution simulations (<10km). Its importance has been gradually increasing due to advances in microphysical schemes, which has incorporated significant improvements in simulations while maintaining reasonable computational feasibility. However, knowledge of the physical processes that may be impacted by these parameterizations is restricted to a small number of scientists specialized in the field and an even smaller portion of users that, eventually, fails to make the best of the results from experiments that make use of these parameterizations. In this sense, the present study aimed to evaluate, in a simple way, the impacts of a cloud microphysics parameterization of the WRF model considered one of the most complete in terms of the representation of physical processes (Morrison 2-moments, 2009) on a simulation of a severe storm occurred in the city of Rio de Janeiro on March 5, 2013. To achieve such goal, the method of factor separation of Stein and Alpert (1993), which allows to identify the contribution of each different component of the numerical model. Two experiments were conducted: a) a simulation with the microphysics parameterization activated (control experiment, f1) and b) a second, with the microphysics disabled (f0). By comparing the fields of both experiments, it was possible to capture various characteristics inherent to microphysical parameterizations, including some important aspects of the interaction between this and the parameterization of cumulus (or convection). It was observed that, even though the simulation was not able to precisely represent the characteristics of the observed phenomenon, the microphysics parameterization did produce more favorable conditions for the occurrence of precipitation, in addition to having been the only one which generated a slightly higher rainfall. At the end, some future actions are suggested in order to attempt to explain the simulation results and improve them.

## SUMÁRIO

|                                                                                   |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>1. INTRODUÇÃO</b>                                                              | 1   |
| <b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>                                                   | 5   |
| 2.1. Convecção Profunda e Tempestades Severas                                     | 5   |
| 2.2. Microfísica de Nuvens                                                        | 13  |
| 2.2.1. Aspectos Macrofísicos da Nuvem                                             | 13  |
| 2.2.2. Aspectos Microfísicos da Nuvem                                             | 15  |
| 2.3. Modelagem Numérica Computacional                                             | 34  |
| 2.3.1. Breve Históricos                                                           | 34  |
| 2.3.2. Modelo WRF – <i>Weather Research and Forecasting Model</i>                 | 35  |
| 2.3.3. Modelagem de Microfísica de Nuvens                                         | 39  |
| 2.3.3.1. Abordagens à Modelagem de Microfísica de Nuvens: <i>Bin x Bulk</i>       | 43  |
| 2.3.3.2. Parametrização de Microfísica de Nuvens – Modelos <i>Bulk</i>            | 46  |
| 2.3.3.3. Esquema de Microfísica de Nuvens do Tipo <i>Bulk</i> Morrison 2-Momentos | 54  |
| 2.4. Método de Separação de Contribuições                                         | 57  |
| <b>3. METODOLOGIA</b>                                                             | 58  |
| 3.1. Método de Separação de Contribuições (Stein e Alpert, 1993)                  | 58  |
| 3.2. Simulações Numéricas com o WRF                                               | 61  |
| 3.3. Esquema de Parametrização de Microfísica de Nuvens                           | 62  |
| 3.4. Análises Comparativas                                                        | 62  |
| <b>4. DESCRIÇÃO DO EVENTO</b>                                                     | 65  |
| 4.1. Análise Sinótica                                                             | 66  |
| 4.2. Análise dos Baixos Níveis                                                    | 72  |
| 4.3. Análise de Médios Níveis                                                     | 75  |
| 4.4. Análise dos Altos Níveis                                                     | 76  |
| 4.5. Análise de Mesoescala                                                        | 77  |
| <b>5. RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>                                                  | 84  |
| 5.1. Validação do Experimento Controle com a Reanálise (CFSR)                     | 84  |
| 5.2. Comparação do Experimento Controle com Dados Observacionais                  | 90  |
| 5.3. Comparação dos Experimentos                                                  | 94  |
| 5.4. Resumo sobre os Resultados da Comparação entre os Experimentos               | 111 |
| <b>6. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS</b>                                          | 115 |
| 6.1. Conclusões                                                                   | 115 |

|                        |     |
|------------------------|-----|
| 6.2. Trabalhos Futuros | 119 |
| <b>7. REFERÊNCIAS</b>  | 121 |
| <b>APÊNDICE A</b>      | 127 |
| <b>APÊNDICE B</b>      | 130 |
| <b>APÊNDICE C</b>      | 133 |
| <b>APÊNDICE D</b>      | 139 |

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

- Figura 2.1:* Exemplo de diagrama Skew-T Log-P para uma dada trajetória de parcela. Fonte: COMET Program. 7
- Figura 2.2:* Modelo esquemático clássico de uma célula de tempestade, sendo a) estágio *cumulus*, b) estágio maduro e c) estágio de dissipação. Fonte: Byers e Braham (1949). 9
- Figura 2.3:* Modelo conceitual mostrando a divergência causada pelas correntes descendentes de uma tempestade multicelular a) na horizontal e b) numa seção vertical. Fonte: NOAA/Australia Bureau of Meteorology. 12
- Figura 2.4:* Desenho esquemático das forças moleculares atuantes dentro de uma (a) superfície plana de água, (b) gotícula de água pura e (c) gotícula de uma solução de água com um soluto higroscópico. 21
- Figura 2.5:* Exemplo de curvas de Kohler para diversas quantidades de soluto. Fonte: Albrecht, 2014. 23
- Figura 2.6:* Formação inicial de gotículas de nuvem e a variação da supersaturação acima da base da nuvem. Fonte: Rogers e Yau, 1989. 25
- Figura 2.7:* Movimento relativo de uma gotícula menor ( $r_2$ ) com relação a uma gotícula coletora maior ( $r_1$ ). A distância  $y$  corresponde ao afastamento máximo que a gotícula menor pode estar do centro da gotícula maior a fim de que haja o contato entre elas. Fonte: Wallace e Hobbs, 2006. 27
- Figura 2.8:* Possíveis interações que ocorrem num processo de colisão típico entre gotículas. Fonte: Adaptado de Abbot, 1977. 28
- Figura 2.9:* Média ponderada pelo peso da velocidade de queda em função da razão de mistura para diversos tipos de precipitação. A densidade do ar utilizada foi de  $1.0 \text{ kg.m}^{-3}$  Fonte: Straka e Mansell, 2005. 29
- Figura 2.10:* Desenho esquemático da estrutura de uma linha de instabilidade de 41

latitudes médias típica para o hemisfério norte. Fonte: Houze, 1989.

*Figura 2.11:* Diagrama de fluxo descrevendo os processos microfísicos, incluindo os diversos caminhos para a formação das diferentes formas de precipitação. Adaptado de Braham, 1968. Fonte: Cotton, 2011. 42

*Figura 2.12:* Distribuição de número de gotas de chuva ( $N_D$ ) versus o diâmetro, registrada em Ottawa no verão de 1946. A curva A, B, C e D são, respectivamente, para taxas de precipitação de 1.0, 2.8, 6.3 e 23.0 mm/h.  $N_D \delta D$  é o número de gotas, de diâmetro compreendido entre D e  $D+\delta D$ , por metro cúbico. Fonte: Marshall e Palmer, 1948. 44

*Figura 2.13:* Representações de modelos do tipo *bin* e *bulk*. Fonte: Morrison, 2014. 45

*Figura 2.14:* Diagrama esquemático de processos representados em parametrizações microfísicas de nuvens de fase líquida. Fonte: Adaptado de Kessler (1969) *apud* Morrison (2014). 49

*Figura 2.15:* Diferenças entre os resultados de um esquema com (negrito) e sem (pontilhado) representação da fase de gelo para a) velocidade vertical máxima e b) precipitação, ao longo do tempo de integração. Fonte: Koenig e Murray, 1976. 50

*Figura 2.16:* Simulação de uma linha de instabilidade idealizada. À esquerda, a reflectividade para a simulação com esquema de a) um momento e de c) dois momentos. À direita, a precipitação em superfície para a simulação com o esquema de b) um momento e de d) dois momentos. Fonte: Morrison, 2009. 53

*Figura 2.17:* Diagrama de processos do esquema que serviu de base para o utilizado neste trabalho. Fonte: Morrison, 2005. 55

*Figura 3.1:* Domínios utilizados para os experimentos: em branco, o domínio da primeira grade (Grade 1) dos experimentos com o WRF, a qual foi utilizada para a validação deste frente a CFSR ( $\Delta x \cong 18 \text{ km}$ ); em vermelho, o domínio da segunda grade (Grade 2), de  $\Delta x \cong 6 \text{ km}$ ; e 62

em verde claro, o domínio da terceira grade (Grade 3), grade final ( $\Delta x \cong 2 \text{ km}$ ) usada na comparação dos experimentos. Feito no Google Earth.

- Figura 4.1:* Imagem de descargas elétricas registradas no local do evento, horário local. Nela, a escala indica o horário de ocorrência das descargas em relação ao espaço de tempo mostrado no canto superior esquerdo. 65
- Figura 4.2:* Estádio Maracanã alagado. Fonte: G1. <http://g1.globo.com/rio-de-janeiro/noticia/2013/03/prefeitura-pede-para-cariocas-ficarem-em-casa-devido-temporal-no-rio.html>. 65
- Figura 4.3:* Estação de metrô de Saens Peña. Fonte: G1. <http://g1.globo.com/rio-de-janeiro/noticia/2013/03/prefeitura-pede-para-cariocas-ficarem-em-casa-devido-temporal-no-rio.html>. 66
- Figura 4.4:* Imagens que caracterizam a situação sinótica o caso do horário das 12Z do dia 5 de março. a) Imagem de satélite realçada do canal infravermelho do GOES-12, b) carta sinótica de superfície e c) carta de altitude do nível de 250 a do CPTEC. 68
- Figura 4.5:* Imagens de satélite realçada do canal infravermelho do GOES-12 para o dia 05 de março das a) 18Z, b) 1930Z, c) 21Z, d) 22Z, e) 2245Z, f) 2315Z e do dia 06 de março das g) 0130Z e h) 0230Z. Fonte: CPTEC. 69
- Figura 4.6:* Análises do CPTEC para as 00Z do dia 06 de março de 2013: a) de superfície, b) de 850 hPa, c) de 500 hPa e d) de 250 hPa. Fonte: CPTEC. 71
- Figura 4.7:* Campos da CFSR de pressão ao nível médio do mar e espessura da camada entre 500-1000 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP. 73
- Figura 4.8:* Campos da CFSR de linhas de corrente e umidade em 850 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: 74

NCEP.

- Figura 4.9:* Campos da CFSR de altura geopotencial em 500 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP. 75
- Figura 4.10:* Campos da CFSR de linhas de corrente em 200 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP. 77
- Figura 4.11:* Imagens MAXICAPPI das a) 21Z, b) 22Z, c) 2245Z e d) 2315Z do dia 05 de março, e do dia 06 às e) 0130Z e às f) 0230Z do radar ( $\lambda=10$  cm) do Pico do Couto – RJ. Fonte: REDEMET. 78
- Figura 4.12:* Imagens CAPPI das a) 20Z, b) 21Z, c) 2145Z, d) 2215Z e e) 2245Z do dia 05 de março, e do dia 06 às f) 0245Z do radar ( $\lambda=10$  cm) do Pico do Couto – RJ. Fonte: REDEMET. 79
- Figura 4.13:* Diagrama Skew-T Log-P do Aeroporto do Galeão – RJ – para o dia 05 de março às 12Z. Fonte: CPTEC/INPE. 81
- Figura 5.1:* Domínios utilizados para os experimentos: em branco, o domínio da primeira grade dos experimentos com o WRF, a qual foi utilizada para a validação deste frente a CFSR; o retângulo azul representa o domínio da grade final (mais fina, 2km); as linhas azuis estão associadas às Figuras das sessões latitudinais (22,7°S) e longitudinais (43,3°W) do experimento; as linhas vermelhas estão associadas às Figuras das sessões latitudinais (22,5°S) e longitudinais (43,5°W) da CFSR. Feito no Google Earth. 85
- Figura 5.2:* Modelo digital de elevação (MDE) da Região Sudeste do Brasil gerado a partir de dados de radar SRTM (Shuttle Radar Topography Mission). Fonte: PEZZOPANE, 2012. 85
- Figura 5.3:* Campos das 00Z de pressão ao nível médio do mar (PNMM) e temperatura em 1000 hPa (a) da (a) primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR. 86
- Figura 5.4:* Campos das 00Z de linhas de corrente e umidade em 950 hPa (a) da 87

primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR.

*Figura 5.5:* Campos das 00Z de linhas de corrente em 850 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR. 87

*Figura 5.6:* Campos das 18Z de vento e divergência do fluxo de umidade em 950 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR. 88

*Figura 5.7:* Campos das 18Z de linhas de corrente em 500 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR; e campos das 00Z (c) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (d) da CFSR. 88

*Figura 5.8:* Campos das 00Z de linhas de corrente em 200 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR. 89

*Figura 5.9:* Campos da grade mais detalhada (2 km) do experimento controle de fração de nebulosidade baixa das (a) 15Z e (b) 21Z; de nebulosidade média das (c) 15Z e (d) 21Z; e nebulosidade alta das (e) 15Z e (f) 22Z. Imagens do canal do infravermelho realçadas do satélite GOES-12 (g) das 15Z e (h) das 22Z. Fonte: CPTEC/INPE. 91

*Figura 5.10:* Campos precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1 hora da grade mais detalhada (2 km) do experimento controle (a) das 17Z e (b) das 23Z. Imagens do tipo MAXCAPPI do radar do Pico do Couto – RJ para os horários de (c) 17Z e (d) 23Z. Fonte: REDEMET. (e) Imagem gerada com software SURFER a partir da precipitação acumulada em 1 hora do Sistema Alerta Rio para as 21HBV (23Z). 92

*Figura 5.11:* Campos das 22Z de (a) refletividade máxima da grade mais detalhada (2 km) do experimento controle e (b) imagem MAXCAPPI (refletividade máxima) do radar do Pico do Couto – RJ. Fonte: REDEMET. 94

*Figura 5.12:* Campos das 22Z de pressão ao nível médio do mar (PNMM) e 95



temperatura em 1000 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).

*Figura 5.13:* Campos das 22Z de linhas de corrente em 850 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 96

*Figura 5.14:* Campos das 22Z de linhas de corrente e umidade específica em 950 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 97

*Figura 5.15:* Campos das 22Z de vento e divergência do fluxo de umidade (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0). 98

*Figura 5.16:* Campos das 21Z de linhas de corrente em 500 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 99

*Figura 5.17:* Campos das 21Z de altura geopotencial em 500 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 100

*Figura 5.18:* Campos de linhas de corrente em 200 hPa do experimento controle (f1) das (a) 18Z do dia 05.03 e (b) 03Z do dia 06.03, do experimento sem microfísica (f0) das (c) 18Z do dia 05.03 e (d) 03Z do dia 06.03 e da diferença entre eles (f1 - f0) das (e) 18Z do dia 05.03 e (f) 03Z do dia 06.03. 100

*Figura 5.19:* Campos das 17Z de altura geopotencial em 200 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 102

*Figura 5.20:* Campos das 17Z de precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1h em superfície (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 103

- Figura 5.21:* Campos das 18 Z de precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1h em superfície (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 103
- Figura 5.22:* Campos de precipitação de *cumulus* acumulada em 1h em superfície da diferença entre os experimentos (f1 - f0) das (a) 17Z, (b) 18Z e (c) 23Z. 104
- Figura 5.23:* Campos das 23Z de precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1h em superfície (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 105
- Figura 5.24:* Campos das 20Z de fração de nebulosidade baixa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 106
- Figura 5.25:* Campos das 21Z de fração de nebulosidade média (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 107
- Figura 5.26:* Campos das 16Z de fração de nebulosidade alta (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0). 107
- Figura 5.27:* Campos das 17Z de seção latitudinal (22,61°S) do movimento vertical e da umidade específica (a) do experimento controle (f1) e (b) do experimento sem microfísica (f0); (c) diferença entre os campos de seção latitudinal de umidade específica dos experimentos (f1 - f0). 108
- Figura 5.28:* Campos das 22Z de seção latitudinal (22,61°S) do movimento vertical e da umidade específica (a) do experimento controle (f1) e (b) do experimento sem microfísica (f0); (c) diferença entre os campos de seção latitudinal de umidade específica dos experimentos 109

(f1 - f0).

*Figura 5.29:* Campos das 22Z de seção latitudinal (22,61°S) do movimento vertical e da razão de mistura de (a) água de nuvem e de (b) água de chuva. 110

*Figura 5.30:* Campos das 22Z de seção latitudinal (22,61°S) da velocidade vertical e da temperatura (a) do experimento controle (f1) e (b) do experimento sem microfísica (f0), e somente da temperatura (c) da diferença entre os experimentos (f1 - f0). 111

*Figura 5.31:* Campos de seção latitudinal (22,61°S) dos hidrometeoros do experimento controle (f1) das (a) 22Z e das (b) 23Z. 112

*Figura 5.32:* Campos de seção latitudinal (22,61°S) da concentração de hidrometeoros do experimento controle (f1) das (a) 22Z e das (b) 23Z. 113

## LISTA DE TABELAS

- Tabela 2.1:* Resumo das características gerais e das condições atmosféricas favoráveis à ocorrência dos 3 tipos básicos de tempestades severas. Fonte: BROWNING, 1964; Byers e Braham, 1949; Doswell, 2001; Lemon e Doswell, 1979; Marwitz, 1972; Newton e Frankhauser, 1975. 10
- Tabela 2.2:* Resumo das interações entre as diferentes parametrizações físicas do modelo WRF versão 3. Fonte: Skamarock, 2008. 38
- Tabela 3.1:* Resumo das características em comum das duas simulações (f1 e f0). 61

## 1. INTRODUÇÃO

Eventos de precipitação intensa têm causado enormes transtornos para populações urbanas ao redor do mundo, inclusive com tragédias que muitas vezes estão associadas com ferimentos graves ou até a morte. No Rio de Janeiro, são recorrentes os episódios de precipitação intensa desta natureza, os quais tentam ser alertados pelos principais centros locais como o Alerta Rio, INEA entre outros.

A utilização de modelos numéricos de previsão do tempo tem se tornado uma ferramenta indispensável no processo de tomada de decisão que irão influenciar diretamente o bem estar da população e o funcionamento de serviços básicos, os quais estão normalmente associados à intensidade das chuvas. O modelo regional WRF – *Weather Research and Forecasting Model* (Skamarock, 2008) – é, sem dúvida, um dos modelos mais difundidos mundialmente no meio operacional e acadêmico/científico, pelo fato de ser um código livre e com uma ampla assistência fornecida pelos órgãos que o sustentam (MMM/NCAR). Estas características garantem ao WRF uma larga rede de usuários que testam o seu desempenho e oferecem revisões e avaliações, alertando sobre incoerências e falhas do sistema.

Apesar da previsão numérica do tempo (PNT) ser amplamente utilizada, o conhecimento dos processos físicos representados pela modelagem computacional ainda é um conhecimento muito pouco disseminado, tanto pela complexidade quanto pela falta de percepção da importância deste conhecimento por conta dos seus usuários. Além dos impactos na previsão do tempo, a microfísica pode apresentar, inclusive, importantes melhorias em termos de previsões climáticas, conforme apontado por Silva Dias (2012, informação oral) e Stephens (2005).

Em termos da previsão de precipitação do modelo, que é talvez o principal produto usado nos centros de previsão (apesar de apresentar as maiores discrepâncias comparadas com as observações), este conhecimento é ainda mais restrito, nada obstante a sua enorme relevância. Em consequência disso, muito pouco ainda se sabe a respeito das interações e processos que englobam as parametrizações que produzem a precipitação, sobretudo no que tange à parametrização de microfísica de nuvens.

De acordo com o módulo “*How Models Produce Precipitation and Clouds*” oferecido pelo site do METED<sup>1</sup>, sustentado pelo programa COMET<sup>2</sup> da UCAR, este tipo de parametrização tem como um dos seus principais objetivos tentar representar melhor os processos da escala de nuvem, possibilitando a remoção do excesso de umidade presente na atmosfera gerado pelos campos de vento, temperatura e umidade, a fim de minimizar regiões que apresentam supersaturação (mais vapor d’água do que a atmosfera pode suportar sem condensar). Dessa forma, esta parametrização faz uso deste excedente de umidade em processos que acontecem na escala da nuvem, tais como o crescimento das gotículas de água por condensação, a evaporação, etc; contribuindo para uma melhor representação das características de eventos de menor escala ( $\Delta x < 10 \text{ km}$ ). Diversos trabalhos (Morrison *et al*, 2005; Morrison e Grabowski, 2007; Morrison *et al*, 2009; LI *et al* 2009; Menezes e Silva Dias, 2004; Saraiva, 1996) têm mencionado a importância da parametrização de microfísica de nuvens em simulações com detalhamento refinado demonstrando a significativa melhoria causada pelas mesmas, sobretudo aquelas com esquemas que envolvem um tratamento físico mais sofisticado.

Desde o primeiro modelo numérico de parametrização proposto por Kessler (1969), o qual somente englobava processos de nuvem quente, os esquemas de microfísica têm incorporado diversos outros processos, inclusive aqueles relacionados à fase de gelo (colisão entre cristais de gelo, granizo etc). Atualmente, os principais modelos de abordagem ao problema da parametrização são os do tipo *bin* e do tipo *bulk* (estes termos são explicados na Seção 2.3.3.1.). Contudo, devido à sua maior simplicidade e baixo custo computacional, os esquemas *bulk* têm sido mais utilizados, sobretudo em modelos com fins operacionais.

Tendo a discussão acima em vista, o presente trabalho tem como objetivo: i) fazer uma revisão teórica de microfísica de nuvens, bem como sobre as suas parametrizações; e ii) avaliar as contribuições físicas da parametrização de microfísica de nuvens através de simulações numéricas de alta resolução utilizando o modelo WRF. Na revisão teórica da física das nuvens, foram destacados os princípios básicos através das referências clássicas sobre o tema (Rogers e Yau, 1989; Cotton, 2011 e Wallace e

---

<sup>1</sup> METeorology EDucation and training:

[https://www.metted.ucar.edu/nwp/model\\_precipandclouds/index.htm](https://www.metted.ucar.edu/nwp/model_precipandclouds/index.htm)

<sup>2</sup> Cooperative program for Operational Meteorology, Education, and Training.

Hobbs, 2006), além de alguns artigos de base tais como Doswell (2001) e Orlanski (1975). Nas parametrizações de microfísica, recorreu-se aos primeiros artigos neste tema, mas principalmente aos artigos mais recentes (Marshall e Palmer, 1948; Reisner *et al*, 1998; Milbrandt e Yau, 2005; Morrison *et al*, 2005; LI *et al*, 2010 etc).

Para a avaliação, utilizou-se um caso de tempestade severa ocorrido no dia 05 de março de 2013 no Estado do Rio de Janeiro, a fim de testar os efeitos da microfísica na sua simulação numérica. Esse conhecimento faz-se necessário a fim de que o meteorologista tenha a capacidade de criticar os resultados que são gerados pelo modelo numérico e conhecer suas limitações e potencialidades.

O estudo lançou mão da metodologia de separação das contribuições dos fatores de um modelo numérico presente em Stein e Alpert (1993), na qual é possível determinar o impacto final de cada fator que constitui o modelo numérico separadamente, bem como a contribuição de um ou mais fatores combinados. Neste sentido, foram feitas duas simulações: uma com todos os parâmetros ativados, inclusive o parâmetro analisado (parametrização de microfísica de nuvens), chamada de experimento controle (f1), e outra com somente o parâmetro de interesse desativado (f0). A partir dos resultados dos dois experimentos, são feitas subtrações entre alguns campos básicos a fim de se ressaltar a contribuição da microfísica.

Foi utilizado o esquema de microfísica de nuvens de Morrison (2009) do tipo *bulk* de dois momentos, com previsão de granizo mole (*graupel*) para o estudo. Em geral, este tipo de esquema pode ser subdividido em outros dois grupos: os de um momento (*single-moment*) e os de múltiplos momentos (*multi-moment*). Esta nomenclatura faz referência ao número de parâmetros previstos no esquema usados pela função que representa a distribuição do tamanho das gotículas (em geral, uma função do tipo *gamma*). Dessa forma, os modelos de um momento preveem somente a quantidade de massa total ( $q$ , razão de mistura) das categorias de cada hidrometeoro; enquanto os de dois momentos, por exemplo, preveem, além da razão de mistura, o número de concentração ( $N_0$ ). Devido às limitações computacionais, os modelos *bulk* mais sofisticados correntemente usados no meio operacional são os de dois momentos.

Inicialmente, é apresentada uma revisão teórica sobre tempestades e convecção severas, bem como sobre microfísica das nuvens. Em seguida, mostra-se uma descrição

do procedimento de metodologia utilizada no trabalho. Após esta, segue-se uma descrição do caso simulado visando a sua devida caracterização. Adiante, são comparados os campos de cada experimento, bem como os de diferença ( $f_1 - f_0$ ), e a partir dessas comparações foram debatidas as possíveis razões que possam ter causados os resultados obtidos. Ao final, realiza-se um resumo das conclusões do trabalho, juntamente com algumas sugestões e apreciações em torno do mesmo, com vistas a indicar possíveis trabalhos futuros no sentido de ampliar a análise e otimizar futuras pesquisas científicas que tenham objetivos similares.



## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O conhecimento das bases teóricas fundamentais é de distinta importância para todo e qualquer estudo aprofundado ou que pretende realizar qualquer avanço numa dada área acadêmica. Assim sendo, neste capítulo, serão apresentados os conhecimentos que serviram de base para as discussões relacionadas ao presente trabalho.

Inicialmente, apresenta-se uma revisão sobre fenômenos de precipitação em mesoescala e suas diversas características. Num segundo momento, avalia-se as propriedades das tempestades severas quanto ao ambiente na qual se desenvolvem e ao seu grau de severidade. Em seguida, observa-se os conhecimentos a respeito da microfísica de nuvens e suas influências numa tempestade. Por fim, analisa-se a modelagem computacional utilizada neste trabalho, com um enfoque nos processos microfísicos suas respectivas parametrizações.

### 2.1. Convecção Profunda e Tempestades Severas

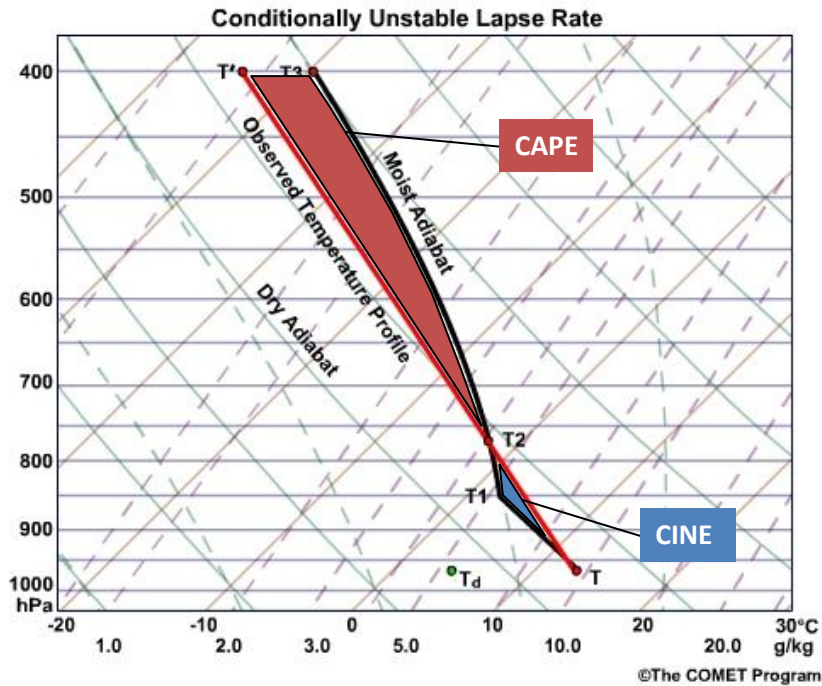
Segundo Doswell (2001), a convecção pode ser definida como “*o transporte de alguma propriedade pelo movimento do fluido, mais comumente relacionada ao transporte de calor*”. Este conceito se aproxima do entendimento comum do meteorologista acerca do termo “advecção”. Vale ressaltar que a advecção, a rigor, pode se referir tanto ao transporte na horizontal quanto na vertical, apesar dos meteorologistas usarem o termo “advecção” geralmente para o transporte horizontal e o termo “convecção” para o transporte de calor (ou qualquer outra propriedade) na vertical.

No entanto, para que haja a condensação e posteriormente precipitação, é necessário que algum fenômeno provoque o levantamento da parcela de ar. Neste sentido, existem três elementos meteorológicos que induzem o levantamento do ar: (i) aquecimento radiativo, (ii) convergência de ar em baixos níveis ou (iii) obstáculos topográficos. O primeiro se refere ao aquecimento da parcela de ar por efeito da radiação, solar ou terrestre, fazendo com que esta diminua sua densidade e ganhe fluabilidade, ascendendo na atmosfera. O segundo pode ocorrer através de diversos fenômenos que promovem a desaceleração do escoamento e o encontro entre ventos de direções opostas (convergência), tais como sistemas de baixa pressão e frentes frias; ainda pode haver convergência em baixos níveis induzida por ondas na média e alta

troposfera, frequentemente associadas às correntes de jato em altitude. Por último, os obstáculos orográficos funcionam como rampa para a ascensão do ar, na presença de vento que incida contra os mesmos.

Em geral, a parcela inicia sua ascensão no ar tendo que romper a barreira de Energia Inibidora de Convecção (Convective INhibition Energy - CINE). Esta energia é a que impede a parcela de atingir o seu Nível de Convecção Livre ou Espontânea, NCE (*Level of Free Convection, LFC*), a partir do qual, a convecção se estabelece sem a necessidade de qualquer mecanismo de levantamento. Os mecanismos de levantamento do ar mencionados são imprescindíveis à convecção, uma vez que são os responsáveis por fornecer a energia necessária para a quebra de CINE. Este e outros parâmetros termodinâmicos podem ser visualizados pelo diagrama SKEW-T LOG-P (Figura 2.1), onde se insere informações de temperatura ( $T$ ) e de temperatura do ponto de orvalho ( $T_d$ ) capturadas por radiossondagens. Neste diagrama, uma das formas de se determinar a condição de estabilidade atmosférica é através da comparação entre as condições termodinâmicas da trajetória da parcela de ar (linha preta) e do ambiente ao seu redor (linha vermelha). Vale ressaltar que a estabilidade atmosférica deve ser avaliada em cada camada, pois dependendo do nível vertical pode ou não haver instabilidade/estabilidade, dependendo também do estado físico da parcela, saturada ou não saturada, o que implica a possibilidade de classificá-la dentro de instabilidade condicional.

De acordo com a equação de Clausius-Clapeyron, a temperatura e a pressão de vapor de saturação ( $e_s$ ) – pressão parcial de equilíbrio exercida exclusivamente pelas moléculas de vapor d'água – são diretamente proporcionais. Para haver a formação de nuvem, a pressão de vapor da parcela deve ser superior à pressão de vapor de saturação ( $e_s$ ), ou  $e > e_s$ . Durante esta ascensão, a parcela resfria de maneira aproximadamente adiabática (sem troca de calor ou massa com o ambiente) até atingir uma temperatura a partir da qual ela fica saturada ( $e = e_s$ ) e, em seguida, inicia o processo de mudança de fase (condensação e/ou sublimação), quando  $e > e_s$ . A partir deste momento, a parcela perderá calor numa taxa inferior ( $\Gamma_s \cong 6,5^\circ\text{C}/\text{km}$ ) àquela que houvera perdido até então ( $\Gamma_d \cong 9,5^\circ\text{C}/\text{km}$ ). Tal ocorre devido ao conflito entre a perda de energia por resfriamento adiabático e o ganho de energia causado pela liberação de calor latente por condensação ou sublimação.



**Figura 2.1. Exemplo de diagrama Skew-T Log-P para uma dada trajetória de parcela.**  
**Fonte: COMET Program.**

Tendo em vista as discussões acima, a instabilidade atmosférica pode ser classificada em três tipos de acordo com o estado físico de uma parcela que partiu da superfície: absolutamente estável, absolutamente instável e condicionalmente instável. Na primeira, em nenhum momento, seja durante a sua ascensão no estado subsaturado (pela adiábata seca), seja no estado saturado (pela pseudoadiábata), a parcela se apresenta mais quente que o ambiente, isto é, estável; na segunda classificação, a parcela estará sempre instável, independente do seu estado físico; e no último, a parcela poderá, em algum momento, apresentar-se estável e noutro, instável.

A flutuabilidade gerada pela liberação de calor latente decorrente da condensação do vapor d'água pode ser equacionada pela seguinte relação:

$$B = -g \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = g \frac{(T_p - T_a)}{T_a} \quad (2.1)$$

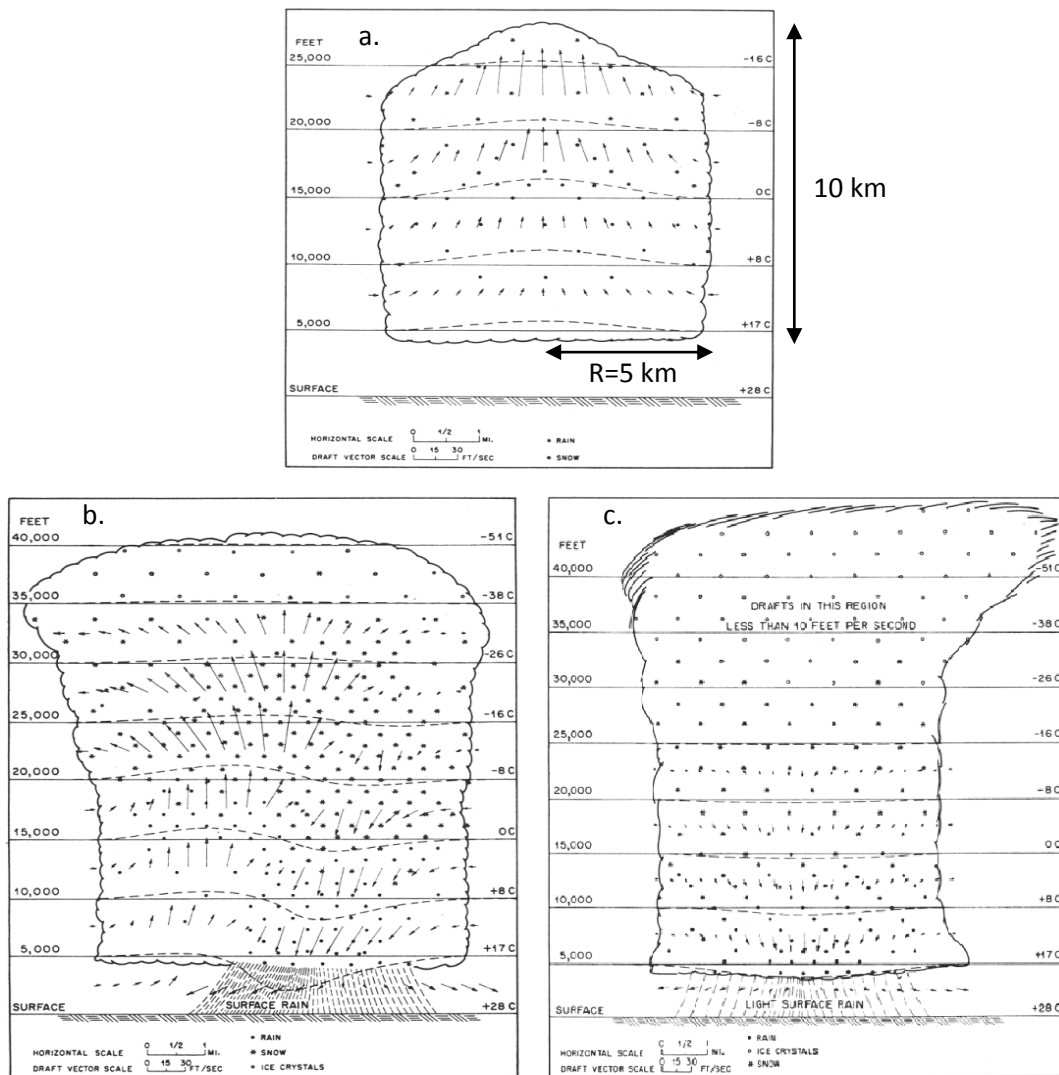
Onde B é a flutuabilidade, g é a aceleração da gravidade,  $\rho'$  é a perturbação da densidade em relação à do ambiente,  $\bar{\rho}$  é a densidade média do ambiente,  $T_p$  é a temperatura da parcela de ar e  $T_a$  é a temperatura do ambiente ao redor da parcela de ar. Pode-se unir esta equação àquela do momento vertical invíscido tornando claro, dessa forma, a sua contribuição para o movimento vertical:

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial^2 z}{\partial^2 t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial z} + B \quad (2.2)$$

A relação acima estabelece que haverá uma aceleração vertical positiva ( $\frac{Dw}{Dt} > 0$ ) na hipótese de uma flutuação positiva ( $B > 0$ ) decorrente de uma temperatura da parcela maior que a do ambiente ao seu redor ( $T_p - T_a > 0$ ). Num estágio mais avançado, esta aceleração positiva implicará a convecção, ou o transporte de propriedades na vertical, para cima. Este tipo de convecção é também conhecido como convecção úmida profunda (*deep moist convection* - DMC) e está usualmente relacionada a tempestades severas.

É também a partir do conceito de flutuabilidade que se pode explicar as intensas correntes descendentes observadas numa tempestade severa. A precipitação decorrente das células convectivas, ao realizar a sua trajetória descendente, inicia o processo de evaporação, o qual guarda proporção com o conteúdo de umidade no ambiente; quanto menor a concentração de umidade no ar, maior será a evaporação da chuva. Tal fenômeno provoca o resfriamento do ambiente ao redor, gerando parcelas de ar mais frias nestas regiões geralmente mais quentes. É fácil de deduzir que estas parcelas mais densas descerão em alta velocidade, sendo estas comumente chamadas de “correntes descendentes”, as quais são as causadoras das rajadas de vento detentoras de alto poder destrutivo.

A definição de tempestade convectiva severa está intimamente ligada aos seus impactos. Porque há certa discordância quanto à classificação de uma tempestade como severa, Doswell (2001) indica que a classificação de uma tempestade severa deve variar de acordo com a localidade, sendo tal definição decorrente da sensibilidade do meteorologista responsável pela emissão de alertas. Para o presente caso, a ocorrência de fortes ventos e os elevados acumulados de precipitação em poucas horas (fatores utilizados nos EUA para ajudar a definir se uma tempestade é severa ou não), bem como os danos causados à infraestrutura da cidade, fazem crer que a tempestade pode ser classificada como “tempestade convectiva severa”, ou apenas “tempestade severa”.



**Figura 2.2. Modelo esquemático clássico de uma célula de tempestade, sendo a) estágio cumulus, b) estágio maduro e c) estágio de dissipação. Fonte: Byers e Braham (1949).**

Desse modo, compreender as condições ambientais e as características de cada tipo faz-se necessário para uma melhor classificação do evento do dia 5 de março de 2013. A Figura 2.2 apresenta os estágios básicos de desenvolvimento de toda a célula convectiva.

**Tabela 2.1. Resumo das características gerais e das condições atmosféricas favoráveis à ocorrência dos 3 tipos básicos de tempestades severas. Fonte: BROWNING, 1964; Byers e Braham, 1949; Doswell, 2001; Lemon e Doswell, 1979; Marwitz, 1972; Newton e Frankhauser, 1975.**

|                     | Características Gerais                                                                                                                                                                               | Condições Atmosféricas Associadas                                                                                                                                           |
|---------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Células Individuais | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <u>Única</u> corrente ascendente principal.</li> <li>• Tempo de vida <math>\approx</math> <u>1 hora</u>.</li> <li>• Impactos: pancadas de chuva,</li> </ul> | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Baixos níveis: ar quente e úmido.</li> <li>• Médios níveis: ar mais frio em relação aos baixos níveis. Ar <u>úmido</u>.</li> </ul> |

|              |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             |
|--------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|              | ventos moderados, granizo (eventualmente) e descargas elétricas.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Altos níveis: ar mais frio em relação aos baixos níveis. Ar <u>úmido</u>.</li> <li>• Presença de CAPE<sup>3</sup>: significativa.</li> <li>• Cisalhamento vertical: pouco ou nenhum.</li> </ul>                                                                                                                                                                                                                                    |
| Multicélulas | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <u>Múltiplas</u> correntes ascendentes principais. <ul style="list-style-type: none"> <li>• Tempo de vida: <u>2-6 horas</u>.</li> </ul> </li> <li>• Impactos: pancadas de chuva, ventos fortes, granizo e intensificação de descargas elétricas.</li> </ul>                                                                                                | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Baixos níveis: ar quente e úmido.</li> <li>• Médios níveis: ar mais frio em relação aos baixos níveis. Ar <u>seco</u>.</li> <li>• Altos níveis: ar mais frio em relação aos baixos níveis. Ar <u>úmido</u>.</li> <li>• Presença de CAPE: significativa.</li> <li>• Cisalhamento vertical: <u>moderado a forte</u> com tendência <u>unidirecional</u>.</li> </ul>                                                                   |
| Supercélulas | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <u>Única</u> corrente ascendente principal <u>quase estacionária</u>.</li> <li>• Tempo de vida: <u>≥ 1 hora</u>.</li> <li>• Impactos: <u>intensificação</u> das pancadas de chuva, <u>intensificação</u> dos ventos fortes, <u>intensificação</u> do granizo, <u>maior intensificação</u> de descargas elétricas e formação de <u>tornados</u>.</li> </ul> | <ul style="list-style-type: none"> <li>• Baixos níveis: ar quente e úmido.</li> <li>• Médios níveis: ar mais frio em relação aos baixos níveis. Ar <u>seco</u>.</li> <li>• Altos níveis: ar mais frio em relação aos baixos níveis. Ar <u>seco</u>.</li> <li>• Presença de CAPE: significativa.</li> <li>• Cisalhamento vertical: <u>forte</u>, com tendência de <u>grande giro nos primeiros 4-5km</u>.</li> <li>• <u>Mecanismo inibidor forte</u><sup>4</sup>.</li> </ul> |

A respeito de tempestades severas, Mourão (2007) assevera que, devido aos padrões repetidamente encontrados de forma sistemática em todos os diferentes tipos encontrados, diversos autores estudaram e propuseram modelos conceituais para cada um deles. Inicialmente, o modelo de células convectivas de vida curta, ou célula individual, (*single cells*) foi proposto por Byers e Braham em 1949; em seguida, Marwitz em 1972, Newton e Frankhauser em 1975 publicaram um modelo para tempestades multicelulares (*multicells*); e por fim, Browning em 1964 e Lemon e Doswell em 1979 trouxeram à comunidade científica o modelo de supercélulas (*supercells*).

Neste sentido, apresenta-se uma breve descrição de cada uma das formas de tempestades severas. Os critérios escolhidos foram quanto ao número de correntes ascendentes principais, tempo de vida e impactos causados. Também são discriminadas

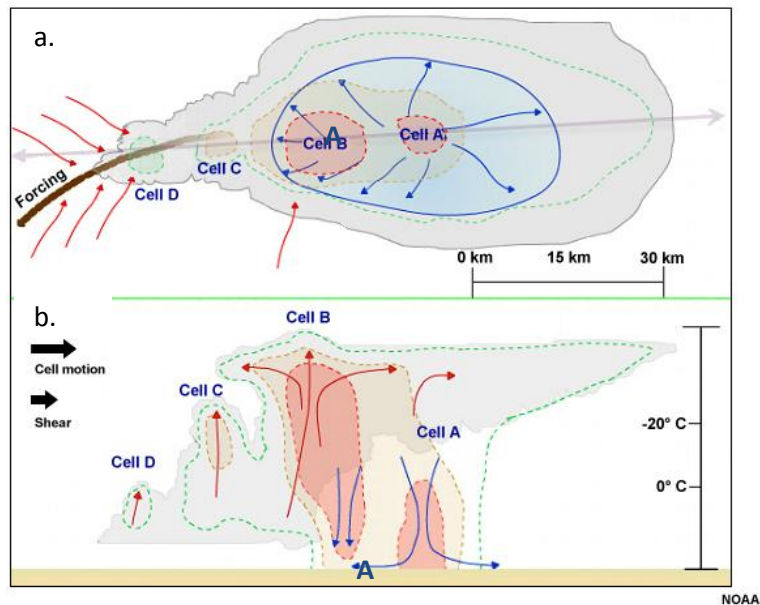
<sup>3</sup> Convective Available Potential Energy. É a energia potencial que está disponível para a convecção.

<sup>4</sup> Impede a convecção até que a temperatura em superfície ultrapasse o CINE

as condições atmosféricas favoráveis a cada um dos tipos. Objetivando uma melhor e mais fácil visualização das diferenças e correlações existentes entre os tipos, apresenta-se a Tabela 2.1.

Tendo em vista a Tabela 2.1 e sabendo que o cisalhamento vertical do vento na região de ocorrência do evento em questão não tende a ser forte (devido à distância em relação às correntes de jato), a princípio, somente se pode classificá-lo como “tempestade de célula individual” ou “tempestade multicelular”. Além disso, estudos provam que linhas de instabilidade de latitudes médias podem alcançar até 20°S no Brasil, tornando-se possível a ocorrência destes eventos na região em análise (Silva Dias, 1989). Contudo, outras pesquisas foram desenvolvidas no intuito de se analisar casos de linhas de instabilidade sobre a Região Sudeste, como Menezes (1998) que simulou um evento registrado no Estado de São Paulo, com o modelo RAMS. Neste estudo, foi constatada a ocorrência de uma supercélula, o que evidencia a possibilidade de cisalhamento forte o suficiente para este tipo de evento extremo, até mesmo porque é possível observar a presença de jatos de altos níveis nestas áreas.

A Figura 2.3 mostra como as correntes descendentes frias formam uma mesoalta (sinalizada pela letra A), bem como uma frente de rajada (circunferência azul) de caráter aproximadamente circular, conforme mencionado por Newton (1950). Na presença de um perfil atmosférico com ressecamento em médios níveis (assim como o do presente evento, Figura 3.13), tais sistemas provocam frentes de rajadas intensas o suficiente para avançar em direção ao ar quente e úmido, conseqüentemente gerando um mecanismo de levantamento do ar favorável ao redesevolvimento de novas células convectivas na dianteira. Estas correntes são de grande importância na propagação e na duração de uma tempestade multicelular, sendo tal comportamento tipicamente encontrado em LIs.



**Figura 2.3. Modelo conceitual mostrando a divergência causada pelas correntes descendentes de uma tempestade multicelular a) na horizontal e b) numa seção vertical.**  
**Fonte: NOAA/Australia Bureau of Meteorology.**

A fim de se classificar o caso em questão dentro dos conhecimentos até então estabelecidos, julgou-se proveitoso fazer um breve resumo sobre os sistemas convectivos de mesoescala. Tais fenômenos meteorológicos podem estar inseridos nas escalas meso- $\alpha$ , meso- $\beta$  ou meso- $\gamma$ , de acordo com a classificação de Orlanski (1975). Abaixo segue uma descrição resumida de cada uma das escalas, incluindo alguns fenômenos:

- Meso- $\alpha$  – Fenômenos entre 200 e 2000 km, com duração de alguns dias. Exemplos: CCM, LI Amazônicas, Sistemas frontais mais amenos.
- Meso- $\beta$  - Fenômenos entre 20 e 200 km, com duração de horas ou até um dia. Exemplos: LI Subtropicais e de Latitudes Médias.
- Meso- $\gamma$  - Fenômenos entre 2 e 20 km, com duração de algumas horas. Exemplos: *Cumulunimbus* (Cb).



## 2.2. Microfísica de Nuvens

Os processos microfísicos que acontecem em núcleos embrionários<sup>5</sup>, como aerossóis e hidrometeoros, desde a formação de nuvens até a precipitação passaram a ser assuntos altamente relevantes a partir da década de 1940. Isto porque, no ano de 1948, Cotton (2011) *apud* Langmuir e Schaefer, sugeriu que a semeadura de determinados tipos de nuvem poderia trazer impactos significativos na precipitação. Desde então, muitos estudos foram desenvolvidos até mesmo no sentido de buscar compreender as relações entre a micro e a macroescala, as quais constantemente influenciam uma a outra.

Pode-se pensar na microfísica de nuvens como uma série de processos realizados por um conjunto de partículas que contribuem coletivamente, e de maneira integrada, para alterações na dinâmica e na termodinâmica na “macroescala” da nuvem.

Antes de mais nada, cumpre estabelecer que existem basicamente dois tipos de processos que ocorrem dentro da escala de nuvem. Eles são usualmente conhecidos como processos *físicos* e processos *dinâmicos*. Em geral, os processos dinâmicos são aqueles relacionados com os movimentos do fluido dentro do sistema em análise, no caso, as nuvens. Os processos físicos dizem respeito àqueles não diretamente ligados a este movimento, mas sim aos que envolvem fenômenos termodinâmicos, óticos, eletromagnéticos, radiativos etc, relacionados às partículas situadas dentro da nuvem.

Neste sentido, pode-se também caracterizar a nuvem em termos de fatores macroscópicos, ou que fornecem uma visão geral do tipo de nuvem; e microscópicos, ou aqueles que se detém a analisar os processos que ocorrem na dimensão das partículas que integram o sistema nuvem.

### 2.2.1. Aspectos Macrofísicos da Nuvem

Os fatores macroscópicos, ou macrofísicos, são aqueles que analisam a teoria da parcela de ar, isto é, um conjunto de partículas menores. Muito já se discutiu a respeito deste tópico na seção 2.1 deste capítulo, sobretudo no que diz respeito ao levantamento do ar e a estabilidade atmosférica. Além destes, existem aqueles outros parâmetros

---

<sup>5</sup> Partículas de natureza diversa cuja superfície serve de base para que se inicie a transição de fase num ambiente supersaturado em relação à fase de menor energia livre de Gibbs. Exemplo: partículas sólidas ou líquidas, ou bolhas de vapor d'água. Fonte: AMS Glossary of Meteorology, adaptado.

macroscópicos mais relacionados com os processos dentro de uma nuvem, conforme descrito por Cotton (2011). Os principais são (a) as escalas de tempo da nuvem, (b) as velocidades verticais da nuvem, (c) o conteúdo de água líquida (CAL) da nuvem, (d) as temperaturas da nuvem e (e) a turbulência da nuvem. Segue uma breve descrição destes parâmetros e como eles influenciam os processos intranuvem:

- a) Um dos parâmetros da escala de tempo de uma nuvem é o seu tempo de vida ( $T_c$ ). A influência deste parâmetro ocorre porque os processos de precipitação levam um dado período de tempo para se concluírem, desde a formação dos embriões até alcançar gotas suficientemente grandes para precipitar. Se o tempo de vida da nuvem não atender ao tempo do processo, não ocorrerá precipitação. Além de  $T_c$ , existe o tempo de vida da parcela ( $T_p$ ), que é o tempo que uma parcela leva para entrar pela base da nuvem e sair pelo seu topo.
- b) Como o nome diz, são as velocidades verticais que os diferentes tipos de nuvens podem apresentar. Sua importância se deve ao fato de que este parâmetro irá controlar o  $T_p$  e também determinar a capacidade da nuvem de suspender partículas no ar. Uma forte corrente ascendente favorece a formação de gotas de chuva maiores e até mesmo granizo de grande porte, por conseguir manter as partículas o tempo necessário para que elas alcancem tais estágios. A velocidade vertical da nuvem ( $W$ ) também determina a sua taxa de resfriamento, que é o resfriamento por segundo de uma parcela de ar que adentrou a nuvem irá experimentar ( $CR_T \approx \Gamma_s \times W$ ).
- c) Trata-se de toda a quantidade de água no estado líquido encontrada numa região da atmosfera, em geral numa nuvem (*liquid water content, LWC*). Esta variável é importante porque afeta diretamente o potencial para a formação de precipitação e as taxas de resfriamento das nuvens. Primeiramente o potencial, pelo fato de ser necessário uma quantidade mínima, em geral  $0.5 \text{ g/m}^3$ , para uma nuvem conseguir produzir precipitação. Naturalmente, este valor depende de outros fatores como a concentração de aerossóis e as condições de super-resfriamento da nuvem. Outro efeito é nas taxas de resfriamento e aquecimento ligadas à absorção/emissão e reflexão de radiação de onda longa e curta. Para exemplificar, quanto maior o CAL de uma nuvem, maior será a absorção de radiação, assim como o transporte de energia na nuvem, uma vez que a água é um condutor de calor mais eficiente que o ar.

- d) As principais temperaturas numa nuvem são a temperatura da sua base ( $T_b$ ) e do seu topo ( $T_t$ ). Isto porque quanto maior a  $T_b$  de uma nuvem, maior a capacidade de receber vapor d'água antes de saturar, ou seja, maior a sua razão de mistura de saturação ( $r_s$ ). Quanto à  $T_t$ , se esta atingir temperaturas abaixo de  $0^\circ\text{C}$ , haverá a possibilidade da formação de gelo, o que afeta o tipo e a intensidade de precipitação assim como os processos de radiação. Além disso, a diferença entre  $T_b$  e  $T_t$  gera um gradiente vertical de temperatura, podendo favorecer a ocorrência de correntes ascendentes intensas, caso  $T_b \gg T_t$ .
- e) A turbulência é importante por realizar a mistura das propriedades das nuvens, além de interagir intimamente com os outros parâmetros. Um impacto deste fenômeno é o de tornar menos confiáveis as escalas características, as quais são determinadas por experimentos ou em modelos que desconsideram o efeito da turbulência. Quando este efeito ocorre no topo da nuvem, a irregularidade gerada nele pode favorecer uma maior absorção de radiação solar, além de o entranhamento poder modificar a emitância.

Vale destacar algumas características das nuvens que provocaram os altos acumulados de precipitação registrados neste caso; tratam-se das *cumulunimbus* (Cb). Este tipo de nuvem convectiva é o que apresenta maior tempo de vida, variando de 45 minutos a algumas horas. Apesar disso e do fato dessas nuvens alcançarem o considerável desenvolvimento vertical médio de 12000 m, o tempo necessário para uma parcela percorrer um caminho da sua base até o topo é comparável, na verdade até inferior ( $T_{p,cb} \approx 6,7$  min e  $T_{p,cu} \approx 10$  min), ao de outras nuvens *cumulus* menos impactantes (*humilis*, *mediocris* ou *congestus*). Nada obstante a brevidade do seu  $T_p$  e do seu tempo de vida, a forte turbulência encontrada em seu interior pode fazer com que a parcela permaneça um tempo superior a 6,7 min; ao mesmo tempo que a alta carga de água líquida e as baixas temperaturas de topo fazem com que as Cbs sejam altamente destrutivas e capazes de gerar elevados acumulados de precipitação.

### **2.2.2. Aspectos Microfísicos da Nuvem**

Conforme dito anteriormente, na física das nuvens, os processos microfísicos estão relacionados aos fenômenos que ocorrem em nível molecular desde o início do crescimento da gotícula, até a precipitação. De acordo com Cotton (2011) uma variável muito importante na física de nuvens é a razão de mistura de água condensada ( $r_c$ ).

Trata-se da razão do conteúdo de água condensada, líquida ou sólida, pelo conteúdo total de ar seco, isto é, sem vapor d'água. Obviamente, o ar contém água, contudo, devido à sua pequena massa molecular ( $M = 18 \text{ g/mol}$ ) comparada aos demais constituintes atmosféricos, esta razão é considerada suficiente para expressar a fração de água contida em um quilograma de ar. A mesma ideia de razão de mistura pode ser aplicada a qualquer outra quantidade, tais como vapor d'água, água de chuva, neve, granizo (*hail*), granizo mole (*graupel*) etc.

Seguindo o livro de Cotton (2011), é possível encontrar  $r_c$  em qualquer nível acima da base da nuvem pela relação 2.3. Nela,  $r_v$ ,  $r_s$  e  $r_m$  são, respectivamente, a razão de mistura do vapor d'água, razão de mistura de saturação do vapor d'água e razão de mistura do vapor d'água, perdido devido a processos de mistura. Cabe esclarecer que  $r_s$  é a máxima quantidade de vapor d'água que o ambiente consegue suportar até atingir saturação e iniciar o processo de mudança de fase, condensação.

$$r_c = r_v - r_s - r_m \quad (2.3)$$

Considerando que não haja mistura com o ar adjacente, fazendo  $r_m = 0$ , o resultado da equação 2.3 é conhecido como “razão de mistura adiabática da água (*adiabatic water-mixing ratio*)”, que geralmente fornece uma boa estimativa de  $r_c$  real, isto é, quando se consideram os efeitos de mistura.

Conforme brevemente descrito na seção 2.1, um importante processo intranuvem é a supersaturação, isto é, quando a pressão de vapor do ambiente ( $e$ ) ultrapassa o valor da pressão de vapor de saturação para uma superfície plana de água pura,  $e_s(\infty)$ . A equação 2.4 mostra a razão de saturação  $S$ , que serve de parâmetro para a supersaturação, cuja expressão é simplesmente  $S - 1$ . Uma diferença com relação ao exposto na seção referente à convecção é que, aqui,  $e$  representa a pressão de vapor *na superfície da gotícula*, e não *na parcela de forma geral*. Esta condição é necessária para que haja a condensação ou a deposição de vapor d'água.

$$S = \frac{e}{e_s(\infty)} \quad (2.4)$$

Para fins de melhor entendimento sobre a pressão de vapor de saturação, apresenta-se a equação de Clausius-Clapeyron (equação 2.5), pela qual se verifica que esta grandeza é diretamente proporcional à exponencial da temperatura. Ela também indica que quanto maior a temperatura, maior será a capacidade do ar de comportar

vapor sem saturar ( $e_s$ ). Uma vez que as moléculas estão em constante movimento na superfície de uma porção qualquer de água líquida, sempre haverá entrada e saída de vapor na mesma. Desse modo,  $e_s$  também pode ser entendida como a pressão de equilíbrio entre a taxa com que o vapor d'água adentra uma superfície plana de água líquida pura e a taxa com que o gás presente nesta superfície a abandona. Em outras palavras, quando há equivalência entre as taxas de condensação e evaporação. Num diagrama de fase, esta equação descreve a curva de coexistência de uma substância em duas fases quaisquer; no caso, a substância é a água e os estados são o gasoso e o líquido, o que de fato ocorre dentro de uma nuvem; ela representa a transição do vapor d'água para água líquida. Assim sendo, o termo entre colchetes na equação 2.5 está relacionado às condições do ponto de condensação da água pura e é constante, uma vez que  $T_0$ ,  $L_v$  e  $R_v$  (respectivamente, a temperatura de referência, 273,15 K, calor latente de condensação do vapor e a constante dos gases ideais para o vapor) não variam (desconsiderando a variação de  $L_v$  com a temperatura<sup>6</sup>).

$$e_s = \left[ e_{s0} \exp\left(\frac{L_v}{R_v T_0}\right) \right] \frac{1}{\exp\left(\frac{L_v}{R_v T}\right)} \quad (2.5)$$

Tal fenômeno de supersaturação ocorre, frequentemente, próximo à base da nuvem (aproximadamente entre 30 e 60 metros acima da base), onde a rápida ascensão das moléculas não permite que haja condensação no nível onde a pressão de vapor do ambiente é imediatamente superior à de saturação ( $e > e_s$ ), fazendo com que a gotícula penetre regiões com tais condições de umidade. Outra razão para a supersaturação acontecer nesta altitude, é que a evaporação de gotículas é maior próximo à base devido às maiores temperaturas, promovendo uma maior concentração de umidade. Em níveis mais altos, as temperaturas mais baixas dificultam este processo e gotículas maiores consomem grande parte do já limitado vapor d'água disponível.

Vale a pena destacar que a supersaturação é possível porque  $e_s$  está definida tendo como base a saturação de *água líquida (ou de gelo) pura sobre uma superfície plana*, o que não ocorre dentro das nuvens, as quais apresentam partículas misturadas a *solutos* (mais comumente chamados de núcleos de condensação (*cloud condensation*

---

<sup>6</sup> Esta consideração é uma boa aproximação pelo fato de ser pouca a variação de  $L_v$  no intervalo de temperatura usual da troposfera.

*nuclei*, CCNs) ou aerossóis, mais ou menos higroscópicos<sup>7</sup> ou hidrofóbicos) e com *superfícies aproximadamente esféricas*. Estes dois efeitos, a mistura e a curvatura numa gotícula que se formou sobre um CCN, contribuem para que a pressão de vapor de saturação na superfície da gotícula da solução seja diferente daquela esperada para condições de pureza da substância e de planificação da sua superfície. Estes mecanismos serão discutidos brevemente nos próximos parágrafos.

Em seu livro publicado em 1989, *Rogers e Yau* estabeleceram a base fundamental da microfísica das nuvens apresentando as equações que descrevem diversos processos que ocorrem em escala molecular, sobretudo no que diz respeito aos efeitos de curvatura e de soluto sobre a pressão de vapor de saturação na superfície de uma gotícula.

Inicialmente, mostra-se a equação de Lord Kelvin, que leva em conta a influência dos efeitos de curvatura e estabelece a dependência da pressão de vapor de saturação com o raio de uma gotícula esférica, sendo esta:

$$\frac{e_s(r)}{e_s(\infty)} = \exp\left(\frac{2\sigma}{rR_v\rho_L T}\right) \quad (2.6)$$

onde  $e_s(r)$  é a pressão de vapor de saturação sobre uma superfície de uma gotícula esférica de raio  $r$  com tensão de superfície (ou tensão superficial)  $\sigma$  e densidade de água líquida  $\rho_L$  à temperatura de  $T$ .  $R_v$  é a constante dos gases ideais para o vapor e  $e_s(\infty)$  é a pressão de vapor de saturação sobre a superfície de uma gota de raio infinito, ou seja, uma superfície plana. Pela equação, percebe-se que quanto maior for o  $r$ , menor será  $e_s(r)$ . A explicação física para isto é que para uma dada molécula na superfície de uma gota esférica, há um número menor de moléculas de água na vizinhança se comparadas à quantidade em superfícies planas. Decorre deste fato, que haverá uma menor força molecular ligando a molécula hipotética escolhida e as moléculas vizinhas, possibilitando que esta molécula se desprenda mais facilmente do aglomerado de moléculas que compõem a gotícula. Por conseguinte, a gotícula ficará mais propensa à evaporação, exigindo uma maior pressão de vapor do ambiente sobre a sua superfície,  $e_s(r) > e_s(\infty)$ .

---

<sup>7</sup> Na Meteorologia, são núcleos de condensação que possuem grande afinidade com a água e que formam uma solução aquosa de pressão de vapor mais baixa que a da água pura, assim facilitando a condensação. *Glossary of Meteorology AMS*.

Levando em conta a pressão de vapor do ambiente no qual a gotícula esférica está inserida ( $e$ ), pode-se dizer que:

$$\begin{cases} e - e_s(r) < 0, \text{ a gotícula tenderá ao decaimento, ou evaporação.} \\ e - e_s(r) = 0, \text{ a gotícula tenderá ao equilíbrio entre evap. e cond.} \\ e - e_s(r) > 0, \text{ a gotícula tenderá ao crescimento, ou condensação.} \end{cases} \quad (2.7)$$

Quando uma gotícula tem raio tal que  $e - e_s(r) = 0$ , pode-se definir um raio crítico de saturação ( $r_c$ ) para uma dada temperatura  $T$ , o qual estabelece o *raio de referência para saber se uma gotícula tenderá à evaporação ou à condensação*. Ele pode ser expresso pela relação abaixo, substituindo a equação de Kelvin para  $e_s(r_c)$ , a qual estabelece que o raio crítico de saturação numa dada temperatura  $T$  dependerá da razão de saturação  $S = e_s(r_c)/e_s(\infty)$ .

$$r_c = \frac{2\sigma}{TR_v\rho_L \ln(S)} \quad (2.8)$$

Caso a gotícula tenha condições favoráveis de supersaturação do ambiente, ela aumentará o seu raio, diminuindo a sua pressão de vapor de saturação gradativamente. Sendo este aumento suficiente para atingir o valor de  $r_c$ , ela crescerá espontaneamente (vide Figura 2.5).

O início da mudança de fase de uma substância partindo de um estado mais energético para um menos energético termodinamicamente (vapor-líquido, líquido-sólido ou vapor-sólido), em ambientes supersaturados (com relação ao vapor) ou super-resfriados (com relação à fase líquida) é conhecido como “nucleação”. Quando só existe *uma única substância no mesmo estado físico* (água), este processo é chamado de “nucleação homogênea”. Por analogia, a “nucleação heterogênea” é, portanto, aquela na qual *há mistura de substâncias e compostos*.

Em função deste aumento da pressão de vapor de saturação devido ao termo de curvatura de uma gotícula esférica dentre outros fatores, experimentos mostram (Miller *et al.*, 1983) que para uma gotícula de água pura, seria necessária uma razão de saturação de aproximadamente 4,3 % a fim de que ocorresse a nucleação homogênea à temperatura de 0°C. No entanto, tal valor de  $S$  raramente é encontrado na atmosfera, na qual  $S$  dificilmente ultrapassa 3%.

Neste sentido, a presença de aerossóis, ou núcleos de condensação (CCN), auxilia na diminuição da supersaturação necessária para que se dê o crescimento da gotícula a taxas significativas mesmo na presença de uma baixa supersaturação (0,001%). Na verdade, os aerossóis são partículas de maior ou menor afinidade com a água que formam, junto desta, uma solução de menor  $e_s$ . São classificados em relação ao seu grau de afinidade com a água, podendo ser neutros, hidrofóbicos ou higroscópicos. A nucleação sobre núcleos de condensação neutros requer aproximadamente a mesma supersaturação de uma nucleação homogênea. Sobre os hidrofóbicos, a supersaturação necessária para a nucleação é ainda maior do que para uma nucleação homogênea; apesar dessa pouca afinidade com a água líquida, podem servir de núcleos de gelo. Para aerossóis com alta afinidade com a água, os higroscópicos requerem uma supersaturação bem menor que a necessária para a nucleação homogênea.

Conforme demonstrado anteriormente, o processo de nucleação heterogênea é considerado de grande relevância na “ativação” dos núcleos de condensação de nuvem (CCN) ou dos núcleos de gelo (*ice nuclei*, *IN*). Este fenômeno, a “ativação”, nada mais é do que a inicialização da condensação do vapor sobre as superfícies dos núcleos de condensação e de gelo fazendo com que os núcleos atinjam o raio crítico de crescimento,  $r^*$  (equação 2.19).

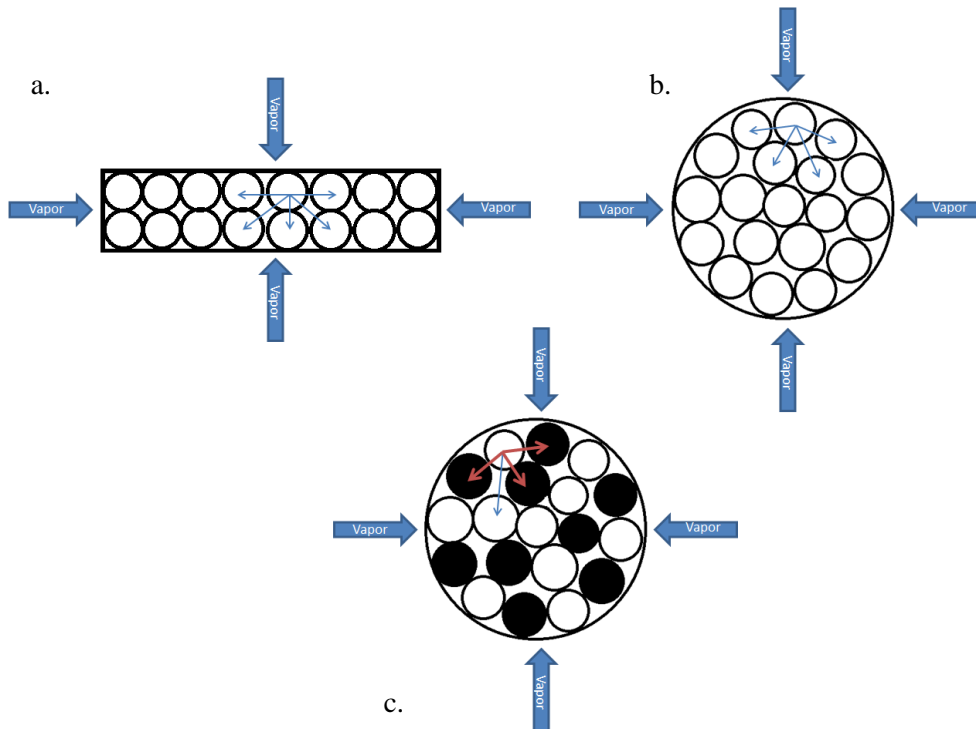
Pode-se determinar o número de núcleos de condensação por unidade de volume ativados a supersaturações relativas à água líquida inferiores a  $s$  pela equação 2.9; onde  $s$  é a percentagem de supersaturação, definida por  $s = (S - 1) \times 100$ . Nela,  $C$  e  $k$  são constantes relacionadas às propriedades químicas dos CCNs. Valores típicos para ambientes marítimos são  $C = 30$  a  $300 \text{ cm}^{-3}$ ,  $k = 0,3$  a  $1,0$  e para continentais,  $C = 300$  a  $3000 \text{ cm}^{-3}$ ,  $k = 0,2$  a  $2,0$ .

$$N_{CCN} = Cs^k \quad (2.9)$$

Este efeito de diminuição da supersaturação por conta dos CCNs higroscópicos se explica pelo fato de que uma substância não volátil dissolvida na água tende a diminuir a pressão de vapor de saturação na superfície da gotícula, caso o soluto (ex.: NaCl) apresente pressão de vapor menor que a do solvente (água líquida). É fácil perceber tal efeito quando se pensa que, se algumas moléculas de água forem



substituídas por moléculas de um soluto higroscópico de menor pressão de vapor, a ligação entre as moléculas do soluto e de solvente será mais forte do que a ligação anterior, somente entre moléculas de água (Figura 2.4.c). Isto faz com que a gotícula exija que o vapor do ambiente exerça uma menor pressão sobre a sua superfície para mantê-la agregada, apresentando, portanto, uma menor pressão de vapor de saturação se comparada a uma gotícula de água pura.



**Figura 2.4. Desenho esquemático das forças moleculares atuantes dentro de uma (a) superfície plana de água, (b) gotícula de água pura e (c) gotícula de uma solução de água com um soluto higroscópico.**

A fim de equacionar estes efeitos, tem-se que para uma superfície plana a redução da pressão de vapor devido a um soluto não volátil pode ser expressa como:

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = \frac{n_0}{n + n_0} \quad (2.10)$$

onde  $e'$  é a pressão de equilíbrio de vapor numa solução formada por  $n_0$  moléculas de água e  $n$  moléculas de soluto. Tal relação é conhecida como a Lei de Raoult. Assumindo uma solução diluída,  $n_0 \gg n$ , tem-se:

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = 1 - \frac{n}{n_0} \quad (2.11)$$

Para soluções nas quais as moléculas dissolvidas (CCNs) estiverem dissociadas, Rogers (1989) afirma que, de acordo com Low (1969) é necessário multiplicar  $n$  pelo grau de dissociação iônica ( $i$ ), também conhecido como Fator de van't Hoff. Para cloreto de sódio e sulfato de amônia (solutos comumente encontrados na atmosfera),  $i \approx 2$  parece ser uma boa aproximação. Dessa forma, pode-se determinar o número de íons efetivos num soluto de massa  $M_s$  pela seguinte relação:

$$n = iN_0M_s/m_s \quad (2.12)$$

onde  $N_0$  (Número de Avogadro) é o número de moléculas por mol e  $m_s$  é o peso molecular do soluto. Da mesma forma, o número de moléculas de água de massa  $M_w$  pode ser escrito, sem o fator de dissociação  $i$ :

$$n_0 = N_0M_w/m_w \quad (2.13)$$

onde  $M_w$  é a massa de água da gotícula, que para os devidos fins ( $n_0 \gg n$ ) será considerada a massa total da solução (soluto + solvente, água + CCN) tal que  $M_w = \rho_L * 4\pi r^3/3$ , e  $m_w$  é a massa molar da água. Substituindo 2.12 e 2.13 em 2.11, tem-se:

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = 1 - \frac{iN_0M_s/m_s}{N_0 \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_L/m_w} \quad (2.14)$$

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = 1 - \frac{3iM_sm_w}{4\pi r^3 \rho_L m_s} \quad (2.15)$$

onde  $r$  é o raio da gotícula esférica de solução e  $\rho_L$  é a densidade da água líquida.

Unindo os efeitos de curvatura, expressados pela equação de Kelvin (2.6), aos do soluto, expressados na equação 2.15, obtém-se a relação que estabelece como a razão de saturação varia com estes dois efeitos. Notando que  $e_s(r) = e'_s(r)$ ,  $a = 2\sigma/R_v\rho_L T$  e  $b = 3iM_sm_w/4\pi\rho_L m_s$ ,

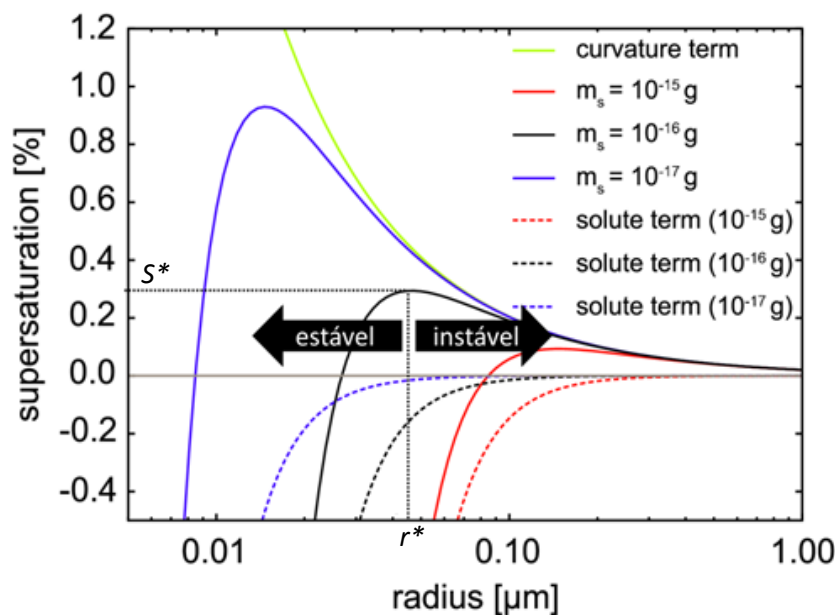
$$\frac{e'_s(r)}{e_s(\infty)} = \left(1 - \frac{3iM_sm_w}{4\pi r^3 \rho_L m_s}\right) \exp\left(\frac{2\sigma}{rR_v\rho_L T}\right) \quad (2.16)$$

$$\frac{e'_s(r)}{e_s(\infty)} = \left(1 - \frac{b}{r^3}\right) \exp\left(\frac{a}{r}\right) \quad (2.17)$$

Para raios não muito pequenos, obtém-se uma expressão final para a razão de saturação de uma gotícula esférica de uma solução de água com algum soluto, ou núcleo de condensação:

$$\frac{e'_s(r)}{e_s(\infty)} = 1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3} \quad (2.18)$$

O termo  $a/r$  é chamado “termo de curvatura” e contém a contribuição que a esfericidade da gotícula impõe à pressão de vapor de saturação na superfície da mesma. O termo  $b/r^3$  refere-se à influência da presença do soluto na gotícula. No primeiro, ocorre aumento da pressão de vapor de saturação, quanto maior o raio da gotícula, maior a supersaturação necessária para haver nucleação. No segundo, a presença de um soluto higroscópico irá contribuir para a diminuição de  $e_s(r)$ , favorecendo a nucleação em condições de temperatura e pressão mais facilmente encontradas na natureza do que aquelas referências de laboratório, para água pura em superfície plana. A dedução das equações acima apresentadas está presente em *Rogers e Yau (1989)* e pode ser buscada para fins de maior detalhamento.



**Figura 2.5. Exemplo de curvas de Köhler para diversas quantidades de soluto. Fonte: Albrecht, 2014.**

A curva descrita pela equação 2.18 é conhecida como Curva de Köhler, a qual é mostrada na Figura 2.5, para uma quantidade de  $10^{-16}$  g de cloreto de sódio (curva preta). Nesta curva, observa-se que, na área intitulada como “estável”, a gotícula de solução irá crescer somente enquanto a pressão de vapor do ambiente for superior à

pressão de vapor de saturação da gotícula. Na porção denominada “instável”, a gotícula já terá crescido o suficiente para diminuir a sua pressão de vapor de saturação para valores inferiores à pressão de vapor do ambiente, sendo, portanto, desnecessário o acréscimo na pressão de vapor do ambiente para que a gotícula aumente seu raio. Destaca-se ainda que a supersaturação crítica ( $S^*$ ) está acima de 0 devido ao efeito de curvatura, que requer uma supersaturação crítica de aproximadamente 0,3% para que a gotícula cresça independente do incremento na pressão de vapor ambiente. Analogamente, pode-se definir o raio crítico de crescimento ( $r^*$ ), que é o raio a partir do qual a gotícula crescerá sem a necessidade de se aumentar a pressão de vapor do ambiente, tornando-se uma gotícula “ativada”. De 2.18, pode-se derivar as equações 2.19 e 2.20, as quais descrevem, respectivamente,  $r^*$  e  $S^*$ .

$$r^* = \sqrt{3b/a} \quad (2.19)$$

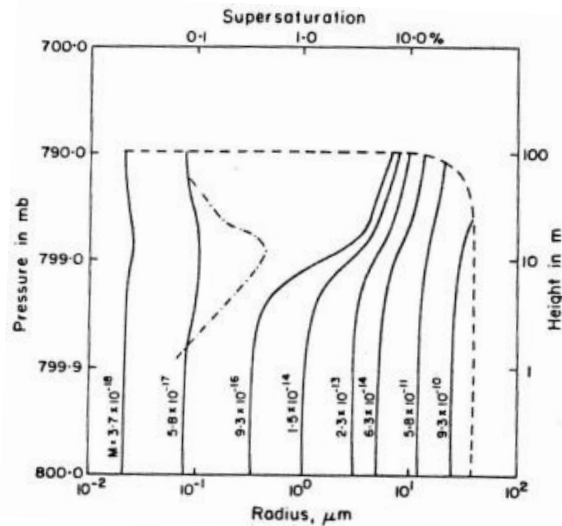
$$S^* = 1 + \sqrt{4a^3/27b} \quad (2.20)$$

No estágio inicial de crescimento, até um valor aproximado de  $r \cong 10 \mu m$ , sabe-se que o processo mais significativo para o crescimento da gotícula é o de difusão de vapor, que é “o transporte de matéria somente devido a movimentos aleatórios de moléculas individuais que não se movem num grupo coerente” (Glossary of Meteorology, AMS). Neste, a deposição de vapor na superfície da gotícula será tão intensa quanto maior os gradientes de densidade de vapor entre esta e o meio adjacente (Rogers e Yau, 1989). Esta afirmação pode ser representada através da equação abaixo, a qual mostra que o aumento de massa ( $m$ ) com o tempo é função do raio da gotícula ( $r$ ), do seu coeficiente de difusão molecular ( $D$ ) e da diferença entre a densidade de vapor do ambiente ( $\rho_v$ ) e a densidade de vapor na superfície da gotícula ( $\rho_{vr}$ ). Ela pode ser compreendida como a equação do crescimento por difusão, ou “difusional”, e é válida para uma gotícula estacionária isolada num campo de vapor. Tendo esta relação em vista, percebe-se que quanto maior a diferença entre estas densidades, maior será taxa de aumento da massa da gotícula ( $dm/dt$ ).

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r D (\rho_v - \rho_{vr}) \quad (2.21)$$

Conforme previamente mencionado, as gotículas crescerão na presença de um ambiente com supersaturação, o que pode ser atingido no resfriamento no processo de

ascensão de uma parcela de ar. Devido ao fato de que as maiores supersaturações são atingidas nas primeiras dezenas de metros acima da base das nuvens, a gotícula que ascende na atmosfera deverá ter uma razão de saturação crítica ( $S^*$ ) menor ou igual à máxima supersaturação do ambiente a fim de ser ativada, do contrário ela não se tornará uma gotícula de nuvem e evaporará na ascensão. A Figura 2.6 demonstra a dependência da ativação para com o tamanho inicial dos núcleos de condensação.



**Figura 2.6. Formação inicial de gotículas de nuvem e a variação da supersaturação acima da base da nuvem. Fonte: Rogers e Yau, 1989.**

A partir das informações acima e da combinação de algumas equações, *Rogers e Yau* chegaram a uma relação final para a taxa de crescimento difusional que pode ser resolvida através de métodos numéricos. Esta equação expressa a taxa de crescimento ( $r \, dr/dt$ ) em função da razão de saturação do ambiente ( $S$ ), do termo de curvatura ( $-a/r$ ), do termo de soluto ( $b/r^3$ ), do termo termodinâmico ( $F_k$ ) e do termo associado à difusão de vapor ( $F_d$ ). Nela, para uma boa aproximação, a condutividade térmica do ar ( $K$ ) é proporcional à viscosidade dinâmica ( $\mu$ ) e o coeficiente de difusão molecular da água no ar ( $D$ ) é proporcional à viscosidade cinemática ( $\mu/\rho$ , onde  $\rho$  é a densidade do ar).

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{(S - 1) - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3}}{\left[ \left( \frac{L}{R_v T} - 1 \right) \frac{L \rho_L}{K T} + \frac{\rho_L R_v T}{D e_s(T)} \right]} = \frac{(S - 1) - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3}}{[F_k + F_d]} \quad (2.22)$$

Através de resultados da equação anterior, ao longo do processo de crescimento de uma gotícula, foi possível notar que, depois que um determinado raio é atingido (ex.:

$r \approx 10\mu m$ ) a taxa de crescimento é aproximadamente a mesma para massas nucleares diferentes. Quando uma gotícula alcança raios suficientemente grandes, os termos de curvatura e soluto podem ser desprezados quando comparados com o termo da razão de saturação ( $S - 1$ ) e a equação acima pode ser modificada. A partir desta modificação, pode-se deduzir a expressão abaixo (2.23) para o crescimento do raio da gotícula em função do tempo.

$$r(t) = \sqrt{r_0^2 + 2\xi t} \quad (2.23)$$

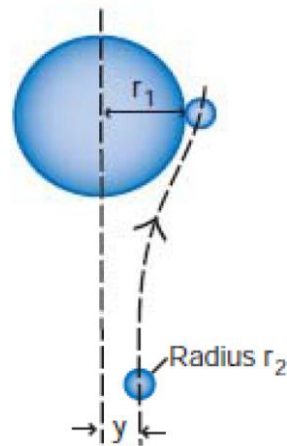
$$\xi = \frac{(S - 1)}{F_k + F_d} \quad (2.24)$$

Ainda existem algumas correções que podem ser aplicadas às equações relacionadas com o crescimento difusional, a fim de melhor representar os processos físicos tal fenômeno. São estes os efeitos cinéticos, de ventilação, de crescimento não estacionário, de ascensão “tortuosa” e estatísticos. As descrições destes efeitos fogem do escopo deste trabalho e podem ser aprofundadas em Rogers e Yau, 1989 (Capítulo 7).

Como se viu, a partir de um dado instante, todas as partículas têm raio aproximadamente igual - ou seja, há uma diminuição no espectro das gotículas. Neste momento, as gotículas não conseguem crescer às custas de gotículas menores, como anteriormente. Porém, para haver precipitação, é preciso que a gota de chuva adquira peso suficiente para vencer as correntes ascendentes, que podem ser de 30 m/s num Cb. Então, algum mecanismo opera o início de um processo chamado de *colisão e coalescência* a fim de que as gotículas cresçam o suficiente para precipitar. Este fenômeno nada mais é do que a captação de gotículas menores por uma gotícula maior, que cai devido ao seu peso (sedimentação), contribuindo para o seu crescimento. Algumas hipóteses foram levantadas quanto a esta questão do mecanismo que inicia tal processo sem que haja uma posição definitiva. As quatro hipóteses mais aceitas são expostas e discutidas resumidamente no Apêndice A.

Seja qual for a razão pela qual a nuvem inicia o processo de colisão e coalescência, é necessário que algumas partículas alcancem o raio crítico para tanto. Aproximadamente até a década de 1970, pensava-se que não poderia haver colisão e coalescência em gotículas de raio inferior a 19  $\mu m$  (Hocking, 1959). Trabalhos

seguintes trataram de provar que gotículas de raios menores que este valor exibem sim, apesar de limitada, uma certa eficiência de coleta. Esta limitação ocorre devido às baixas velocidades terminais e áreas de secção transversal destas partículas, que tornam suas taxas de colisão entre as gotículas muito baixas. Apesar disso, ainda se acredita ser necessário que partículas de  $r > 20 \mu m$  devam se formar na nuvem, a fim de que o processo de colisão e coalescência se iniciem e promovam a precipitação.



**Figura 2.7. Movimento relativo de uma gotícula menor ( $r_2$ ) com relação a uma gotícula coletora maior ( $r_1$ ). A distância  $y$  corresponde ao afastamento máximo que a gotícula menor pode estar do centro da gotícula maior a fim de que haja o contato entre elas.**  
**Fonte: Wallace e Hobbs, 2006.**

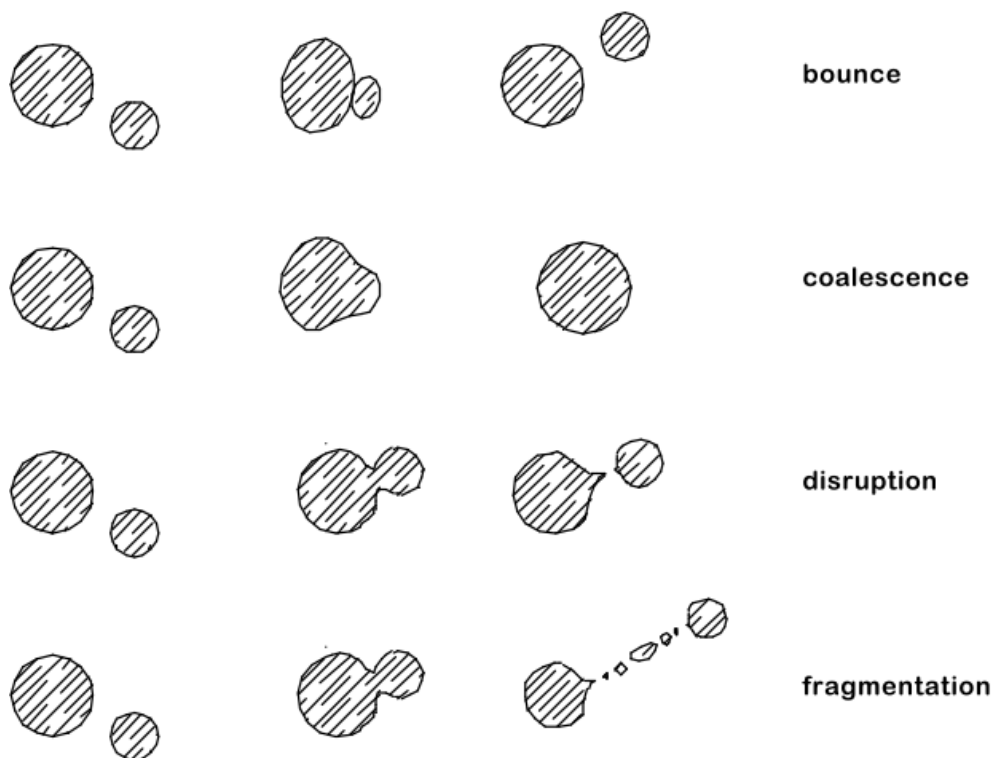
O processo de colisão e coalescência também pode ser descrito como aquele no qual uma gotícula maior colide com gotículas menores, que se mesclam à maior aumentando sua massa. Este processo se inicia pela colisão, a qual, a princípio, depende do diâmetro/raio da gotícula maior  $r_1$  (gota coletora), da gotícula menor  $r_2$  e do parâmetro  $y$ , que representa a distância entre o centro de queda da gota coletora e a linha de corrente seguida pela gotícula menor (Figura 2.7). Partindo desta premissa, Wallace e Hobbs (2006) propuseram uma definição para a eficiência de colisão ( $E_{col}$ ) como sendo a razão entre a seção transversal efetiva e a seção transversal geométrica de colisão, estabelecendo a equação 2.25.

$$E_{col} = \frac{\pi y^2}{\pi(r_1 + r_2)^2} \begin{cases} \text{Se } y = 0, E_{col} = 1 \\ E_{col}: 0 \leq y \leq y_{m\acute{a}x} \end{cases} \quad (2.25)$$

Vale ressaltar que, pensando nesta equação como uma função matemática convencional, julgou-se válido impor algumas restrições que não estavam no texto original a fim de que esta não forneça resultados espúrios, esclarecendo qualquer

possível dúvida. Além disso, se uma gota coletora for muito maior que a gotícula, haverá uma força do gradiente de pressão na direção da gota coletora que provocará uma turbulência na sua retaguarda. Tal fenômeno pode fazer com que gotículas que tenham seguido uma linha de corrente que não as colocava em rota de colisão direta com a gota coletora possam colidir na retaguarda, devido ao escoamento turbulento ali presente; este fenômeno é denominado *efeito de ventilação*.

No entanto, além de se saber a possibilidade de colidir, há que se definir os possíveis tipos de colisão entre as gotículas; a Figura 2.8 demonstra os quatro processos estudados por Abbot (1977). Nela, percebe-se na primeira imagem que a gotícula menor pode ricochetear na maior sem que haja modificações nas massas; coalescer, possibilitando um aumento da massa da gotícula maior; coalescer e se desprender, voltando ambas ao estado inicial; e coalescer e se fragmentar ao sair, gerando gotículas menores. Dentre estes, os principais tipos são os dois primeiros, os quais são especialmente significativos para gotículas de raio inferior a 100  $\mu\text{m}$  (Albretch, 2014).



**Figura 2.8. Possíveis interações que ocorrem num processo de colisão típico entre gotículas. Fonte: Adaptado de Abbot, 1977.**

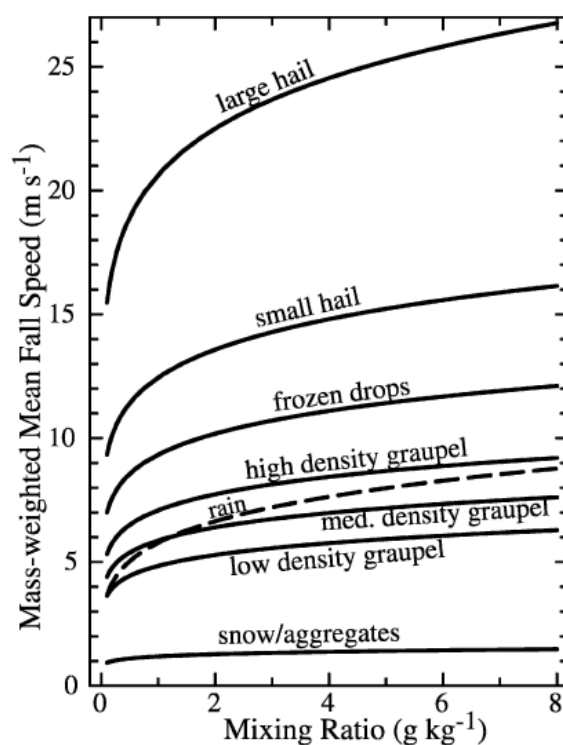
O próximo passo para definição do processo de colisão e coalescência é saber qual é a fração das colisões que resultam em coalescência, ou seja, determinar a eficiência de coalescência ( $E_{coa}$ ). Esta pode ser definida como a razão entre o número



de gotículas que coalesceram e o número de gotículas que colidiram. Em posse das eficiências de colisão e de coalescência, Wallace e Hobbs (2006) puderam definir a eficiência de coleta como sendo  $E_{coleta} = E_{col} * E_{coa}$ . Esta engloba todos os processos, desde a colisão, que resultaram em agregação de massa na gota coletora.

Este processo de colisão de coalescência, também chamado de colisão e coagulação, ainda possui diversos efeitos que podem ser levados em consideração, para se aproximarem dos processos naturais. Entretanto, o objetivo desta revisão foi ressaltar as principais características do fenômeno.

É importante considerar, além dos processos que acontecem entre partículas na fase líquida, aqueles decorrentes das interações entre partículas da fase sólida, ou da fase de gelo. Diversos autores tem ressaltado a relevância destes processos, sobretudo no que tange a representação de tempestades de convecção profunda, como as LIs.



**Figura 2.9. Média ponderada pelo peso da velocidade de queda em função da razão de mistura para diversos tipos de precipitação. A densidade do ar utilizada foi de 1.0 kg.m<sup>-3</sup>**  
**Fonte: Straka e Mansell, 2005.**

A fim de facilitar a compreensão dos impactos da fase de gelo numa nuvem, apresentam-se alguns dos seguintes fatos que resumem inclusive algumas distinções entre estes e os processos de fase líquida: a) os cristais de gelo, diferentemente das gotículas, as quais podem ser consideradas formas aproximadamente esféricas,

necessitam que se levem em conta a sua imensa variedade de formas, as quais influenciam significativamente a velocidade de queda (Figura 2.9) da população de partículas em função da resistência do vento; b) maior calor latente liberado (consumido) no congelamento (derretimento), do que na evaporação/condensação, gerando impactos na flutuabilidade e conseqüentemente na dinâmica dos sistemas; c) as infinitas formas dos cristais implicam grandes diferenças entre as propriedades óticas dos cristais e das gotículas, como por exemplo, o elevado albedo apresentado por partículas de gelo.

Existem diversos processos associados à fase de gelo de uma nuvem. Alguns têm sua ocorrência restrita a um nível de altitude, em função das temperaturas e pressões impostos por este. Estes processos são diferentes daqueles de fase líquida, mas guardam relação com estes.

Assim como na fase líquida, a nucleação heterogênea de gelo é a única viável nas condições naturais, dado que seriam necessárias temperaturas de  $-40^{\circ}\text{C}$  para haver nucleação homogênea. Analogamente aos núcleos de condensação de nuvem (CCNs), existem os núcleos de gelo (*ice nuclei*, IN) que geralmente são partículas hidrofóbicas. Igualmente à fase líquida, quanto maior o raio da gotícula de solução que servirá como IN, menos baixa deve ser a temperatura ambiente para que haja o congelamento. Em suma, a presença destes núcleos facilita a ocorrência dos processos de fase de gelo, os quais podem ser resumidos da seguinte forma:

- Congelamento por deposição de vapor: um cristal de gelo tende a diminuir a pressão de vapor nas suas proximidades, ao ponto das gotículas super-resfriadas ao redor evaporarem, tornando o ambiente supersaturado e fazendo que o vapor resultante se deposite na superfície do cristal. Este processo também é conhecido como processo de Wegener-Bergeron-Findeisen, ou simplesmente Bergeron. Aumenta o tamanho do cristal de gelo.
- *Riming* (Acreção): é um processo de crescimento por colisão similar à acreção da fase líquida (entre gotículas maiores e menores), no entanto há colisão entre cristais de gelo e gotículas superresfriadas. Forma os chamados “cristais acrecidos” (*rimed crystals*). A fase seguinte a esta, quando mais gotículas congeladas são capturadas pelos cristais já

“acrecidos”, dá origem ao “granizo mole” (*graupel*). O prosseguimento deste processo gera o granizo (*hail*).

- Agregação: é um processo de crescimento por colisão, no qual há o encontro de dois cristais de gelo, formando flocos de neve.

Um importante aspecto a ser ressaltado é que a pressão de vapor de saturação, ou de equilíbrio, de uma superfície sólida/gelo ( $e_{s-i}$ ) é menor que de uma superfície líquida ( $e_{s-l}$ ), ou seja,  $e_{s-l} > e_{s-i}$  para as mesmas condições de temperatura. Por este motivo, se a pressão de vapor do ambiente ( $e$ ) for tal que:

- $e > e_{s-l}$  e  $e > e_{s-i} \rightarrow$  Gotículas e cristais tendem a crescer.
- $e < e_{s-l}$  e  $e > e_{s-i} \rightarrow$  Gotículas tendem a evaporar e cristais tendem a crescer (processo de Bergeron).
- $e < e_{s-l}$  e  $e < e_{s-i} \rightarrow$  Gotículas e cristais evaporam.

De forma semelhante ao processo de crescimento para a fase líquida, na fase de gelo, pode-se descrever o crescimento difusional do cristal através da equação 2.26. Comparando-a com a equação do crescimento para gotículas (2.21), vê-se que o raio foi substituído pelo termo  $C$ , chamado de capacitância e que depende do formato e da estrutura do cristal. O termo de difusão de vapor ( $F_d$ ) difere do apresentado na equação (2.22) quanto à pressão de vapor de saturação em relação ao gelo,  $e_{s,i}(T)$ , como se vê na expressão 2.27.a. Outra distinção é a razão de saturação  $S_{w,i}$ , referente à  $e_{s,i}(T)$ .

$$\frac{dm_i}{dt} = \frac{4\pi C S_{w,i}}{[F_k + F_d]} \quad (2.26)$$

$$F_k = \left( \frac{L}{R_v T} - 1 \right) \frac{L \rho_l}{K T} e \quad F_d = \frac{L R_v T \rho_l}{D e_{s,i}(T)} \quad (2.27.a \text{ e } 2.27.b)$$

Para o gelo, a relação massa-tamanho pode ser descrita conforme a equação (2.28) que se adéqua a qualquer forma de cristal. Nela,  $D$  é a maior dimensão linear do cristal (em cm) e  $m$  é a massa (em g). Os parâmetros  $a$  e  $b$  assumem diferentes valores de acordo com o tipo de partícula de gelo (ex.: para granizo mole,  $a = 6,5 \times 10^{-2}$  e  $b = 3$ ; para agulhas,  $a = 2,9 \times 10^{-5}$  e  $b = 1$ ).

$$m = a D^b \quad (2.28)$$

Apesar de ser muito mais complexo representar o processo de crescimento por colisão na fase de gelo, pode-se definir a expressão abaixo (2.29) para o devido fim. Nesta,  $m$  é a massa da partícula,  $\bar{E}$  é a eficiência média de coleta,  $W$  é o conteúdo de água líquida,  $R$  é o raio da partícula coletora e  $u(R)$  é a velocidade terminal.

$$\frac{dm}{dt} = \bar{E}W_l\pi R^2u(R) \quad (2.29)$$

Outro processo ainda é estudado pela comunidade científica: a multiplicação do gelo. Algumas hipóteses têm surgido para explicar o fato de o número de partículas de gelo ser muito superior ao de núcleos de gelo. Uma possível razão para isto é que a fragmentação mecânica de cristais que se chocam pode gerar novas partículas menores.

A microfísica da fase de gelo de uma nuvem é o foco atual dos pesquisadores da área, por apresentar o enorme desafio de parametrizar processos tão diversificados em razão do incontável número de formatos dos cristais de gelo. Outro fator que se opõe ao alcance desse conhecimento e que tem sido colocado por pesquisadores (Morrison, 2014) como nevrálgico é a falta de estudos laboratoriais acerca dos hidrometeoros de gelo, em parte justificada pela demanda instrumental para este tipo de análise.

Cotton (2011) estabelece alguns importantes raciocínios acerca do impacto dos processos microfísicos na dinâmica da nuvem, que serão mencionados brevemente a seguir. Ele afirma que se os processos microfísicos da nuvem não forem bem simulados, as simulações podem produzir tempestades com redesevolvimento quando deveriam produzir supercélulas. O autor pontua os seguintes fatores dinâmicos que são afetados pelos fenômenos intranuvem:

- Carregamento de Água (*Water Loading*): diz respeito ao efeito gravitacional, peso, de uma parcela de ar na dinâmica da nuvem. Quando uma parcela está carregada de água condensada ("*water loaded*"), seja líquida ou sólida, ela estará mais pesada e imporá uma resistência às correntes ascendentes da nuvem. Uma consequência do processo de precipitação é que ele descarrega o conteúdo de água condensada (líquida ou sólida) da parcela, tornando-a mais leve e favorecendo o seu levantamento.
- Redistribuição de Água Condensada em Regiões Subsaturadas: refere-se aos processos de evaporação e condensação associados à redistribuição de material condensado. Por exemplo, a redistribuição de água líquida da sua região de origem,

onde havia supersaturação, para regiões subsaturadas irá provocar a evaporação da mesma, favorecendo o resfriamento do ambiente ao redor e promovendo fortes correntes descendentes (conforme discutido na seção 2.1). Este efeito também está associado ao tamanho das gotículas, pois gotas menores de precipitação tem mais superfície de contato do que volume ( $S/V > 1$ ) do que as gotas maiores ( $S/V < 1$ ). Isto faz que aumente a evaporação e, conseqüentemente, a intensidade das correntes descendentes.

- Supersaturação de Nuvem e Evaporação de Gotícula de Nuvem: enquanto não ocorre precipitação, as gotículas pequenas rapidamente consomem a supersaturação da nuvem. Quando existem gotículas maiores, a diminuição da superfície de contato dificulta a condensação e, por consequência, não liberam tanto calor latente. Sem o consumo de vapor d'água e sem a liberação de calor latente, a **supersaturação pode ultrapassar 5%**. Em nuvens com grandes concentrações de CCNs, as pequenas gotículas geradas pela presença destes, quando expostas a ar subsaturado, rapidamente evaporarão, gerando um resfriamento e intensificação de correntes descendentes.
- Calor Latente de Congelamento e Sublimação: o congelamento de gotículas de nuvem e de gotas de chuva (fusão) e a sublimação de vapor que é depositado em cristais de gelo são fenômenos que só ocorrem em temperaturas abaixo de 0°C. O primeiro resulta na liberação do calor latente de fusão e o segundo, de sublimação. O processo de crescimento de cristais de gelo por difusão de vapor prevê primeiramente a evaporação das gotículas de água, o consome calor de evaporação/condensação ( $L_{con}$ ), e posteriormente a sublimação do vapor na superfície do cristal, o que libera calor latente de sublimação ( $L_{sub} = L_{cond} + L_{fus}$ ); como resultado final, é liberada uma quantidade de calor proporcional ao calor latente de fusão ( $L_{fus} = L_{sub} - L_{con}$ ).
- Resfriamento por Derretimento: devido ao fato do derretimento ocorrer em condições de temperatura inferiores a 0°C, a sua ação é mais localizada aos níveis mais baixos da nuvem. Partículas pequenas (gotas de chuva, pedras de granizo etc) derretem mais rápido, quando comparadas a partículas maiores, pois a mesma quantidade total de massa dividida em pequenas porções aumenta a superfície de contato, acelerando a perda de calor.

- Aquecimento/Resfriamento Radiativo: a reflexão da radiação incidente no topo das nuvens depende da concentração e do tamanho/formato das partículas (gotículas ou cristais). A seu turno, a absorção da energia solar incidente dependerá, primariamente, do caminho de água líquida integrado e, secundariamente, do tamanho das gotículas. Da mesma forma, a absorção da radiação terrestre também está relacionada com o caminho de água líquida integrado. Dessa forma, percebe-se que as taxas de resfriamento radiativo, seja terrestre ou solar, dependem primariamente da distribuição vertical de água condensada (líquida ou sólida) na nuvem. Portanto, representar bem os processos microfísicos, os quais impactam na referida distribuição, é de fundamental importância na determinação das taxas de aquecimento/resfriamento radiativo de onda longa e curta dentro das nuvens.
- Efeitos Elétricos: um exemplo de como a eletrificação numa nuvem pode influenciar o seu comportamento é que o aquecimento local causado pelas descargas elétricas proporciona a levitação de partículas que modificam a dinâmica da nuvem e redistribuem a matéria condensada; tal redistribuição pode favorecer o processo de colisão e coalescência entre gotículas e partículas de gelo, incrementando a precipitação.

### **2.3. Modelagem Numérica Computacional**

Nesta seção, apresenta-se alguns aspectos da modelagem computacional na Meteorologia, com enfoque no que diz respeito ao presente trabalho. Primeiramente, é feito um breve histórico sobre os primórdios da modelagem numérica. Segundamente, apresenta-se uma descrição resumida do modelo WRF. E, finalmente, faz-se um resumo dos principais fundamentos da modelagem de microfísica de nuvens.

#### **2.3.1. Breve Histórico**

Aparentemente, o primeiro pesquisador que vislumbrou a possibilidade de se prevê o estado do tempo foi Vilhelm Bjerknes por volta de 1900. No entanto ele não logrou equacionar o problema da previsão do tempo. Em seguida (1910), Lewis Fry Richardson, através de equações diferenciais e se utilizando de seres humanos para efetivar os cálculos, conseguiu realizar o que seria a primeira previsão numérica do tempo. Apesar do grande avanço e ousadia, o resultado foi desastroso em virtude da sua não suavização, o que permitiu a incorporação de módulos *não físicos* a este.

Desde então, a modelagem computacional se transformou numa ferramenta que vem se tornando progressivamente mais indispensável. O uso desta ferramenta é de suma importância na pesquisa e operação em Meteorologia, uma vez que se torna impossível a realização de determinados experimentos (ex.: modificar o balanço de radiação para um valor hipotético), além do elevado custo para outros experimentos considerados inviáveis financeiramente. Especialmente nos últimos anos, a crescente capacidade de processamento dos supercomputadores tem propiciado uma representação cada vez mais detalhada e precisa dos processos físicos, agregando qualidade às simulações.

### **2.3.2. Modelo WRF – *Weather Research and Forecasting Model***

O modelo numérico regional WRF, sigla para *Weather Research & Forecasting Model* (SKAMAROCK *et al.*, 2008), é resultado de um esforço colaborativo entre diversas agências americanas de nível de pesquisa e universitário (NCAR-MMM, NOAA, NCEP, ESRL, AFWA, NRL, UO-CAPS e FAA); para este trabalho, foi utilizada a versão 3.4.1 do modelo. É considerado o principal modelo regional atualmente utilizado pela comunidade científica de pesquisa atmosférica, bem como para aplicações operacionais. Seu código herdou muito da estrutura presente no modelo atmosférico MM5, tal como a relativa facilidade para alterar suas opções físicas, o que permite ao usuário uma maior flexibilidade para alterar alguns parâmetros que podem ser importantes para a sua finalidade.

Ele possui capacidade de simular praticamente todas as escalas do tempo meteorológico, desde a sinótica até a microescala (LES<sup>8</sup>). Possui dois núcleos dinâmicos para resolver as equações: o ARW e o NMM. O primeiro, *Advanced Research WRF*, é conhecido também como “resolvido de massa euleriano” (em) e foi o escolhido para este trabalho. O segundo, *Nonhydrostatic Mesoscale Model* (NMM), compartilha a mesma estrutura do ARW bem como a maior parte das opções físicas. O ARW possui a possibilidade de ser utilizado em modo real ou idealizado, sendo possível, neste último, modificar parâmetros astronômicos, efeitos físicos etc. Para os fins deste trabalho, utilizou-se o módulo real.

---

<sup>8</sup> *Large Eddie Simulation*

O núcleo ARW pode ser descrito da forma com segue. Ao final de cada característica, a opção utilizada no presente trabalho estará assinalada entre parênteses, quando se aplicar. Para maiores informações sobre as simulações, vide *namelists* nos Apêndices B e C.

- Equações: Totalmente compressíveis, eulerianas não hidrostáticas, com possibilidade de seleção de um esquema de solução incompressível. Respeita a lei de conservação para variáveis escalares. **(Resolução de equações totalmente compressíveis)**
- Variáveis Prognósticas: Englobam as componentes de velocidade  $u$  e  $v$  em *coordenadas cartesianas*, velocidade vertical  $w$ , perturbação da temperatura potencial, perturbação do geopotencial e perturbação da pressão do ar seco à superfície. Pode-se optar por prever a energia cinética turbulenta e qualquer número de escalar, tais como a razão de mistura de vapor d'água, de chuva, de neve, de água de nuvem, de gelo de nuvem, e ainda espécies químicas e gases traço. **(Porque foi utilizado um esquema de microfísica mais sofisticado, foram previstos os escalares: número de concentração de chuva, gelo, neve e de granizo mole)**
- Coordenadas Verticais: Acompanha o terreno, pressão hidrostática seca, com possibilidade de aumentar o espaçamento na vertical. Pode-se definir os níveis do modelo manualmente pela função  $v\_interp$ . O topo do modelo é determinado por um valor constante de pressão, que pode ser definido no *namelist.input*. **(Pressão do topo de 5 hPa)**
- Grade Horizontal: Com escalonamento de grade Arakawa C.
- Integração do Tempo: Utiliza divisão do tempo (*time-split*) usando o método de resolução numérica Runge-Kutta de 2ª e 3ª ordem, com passo de tempo (*time step*) menor para modos de ondas acústicas e de gravidade. Possibilidade de alterar passo de tempo. **(R-K de 3ª ordem. Para a grade final, de 2 km, foi utilizado um passo de tempo de 10s, que é o utilizado para “modelos de resolução de nuvens”<sup>9</sup>)**
- Discretização Espacial: opções de advecção de 2ª a 6ª ordem na horizontal e na vertical.

---

<sup>9</sup> *Cloud Resolving Model* – São modelos que conseguem resolver os processos que ocorrem na escala da uma nuvem. Caracterizam-se por uma resolução horizontal inferior a 1 km e por um passo de tempo igual ou inferior a 10s (MORRISON, 2009).



- Mistura Turbulenta e Filtros do Modelo: formulação de turbulência da escala de sub-grade nas coordenadas e no espaço físico. Amortecimento na divergência, filtragem de modos externos, passo acústico descentralizado implícito verticalmente, com opção de tratamento explícito. (**K para difusão horizontal e vertical pelo esquema de CLP. Sem amortecimento**)
- Condições Iniciais: tridimensionais para dados reais e uni, bi ou tridimensional para dados idealizados. Possibilidade de inicialização com filtragem digital (*digital filtering initialization*, DFI) para casos reais. (**Dados de análise do GFS 0,5°. Usado relaxamento de inclinação linear**)
- Condições de Contorno Laterais: disponibilidade de escolha entre periódica, aberta, simétrica e especificada. (**GFS especificado para a primeira grade, demais retiradas das grades geradas pelo modelo**)
- Condições de Contorno Superiores: absorção de ondas de gravidade (opção de difusão, amortecimento Rayleigh, ou amortecimento Rayleigh implícito para velocidade vertical). Pressão constante no topo ao longo de uma superfície material. Opção de barreira rígida. (**Sem amortecimento**)
- Condições de Contorno Inferiores: físicas ou *free-slip*.
- Rotação da Terra: todos os termos de *Coriolis* inclusos. (**Não aplicados nas perturbações**)
- Projeções: quatro projeções suportadas para simulações de casos reais: Polar estereográfica, Lambert conformada, Mercator e Latitude-Longitude. Incluindo termos de curvatura. (**Mercator**)
- Aninhamento: de mão única<sup>10</sup> interativo, de mão dupla<sup>11</sup> interativo e de grades móveis. Níveis e razões de proporção variados. (**Aninhamento de mão dupla**)
- Aproximação (*Nudging*): opções de aproximação entre a grade do modelo e a grade de observação.
- Grade Global: possibilidade de simulação global usando filtro de Fourier e condições leste-oeste periódicas.

A parametrização de microfísica de nuvens será esmiuçada na seguinte sessão. Porém, apresenta-se sucintamente a física do modelo da seguinte forma:

<sup>10</sup> *One-way* – Tipo de aninhamento que permite que a grade menor utilize os dados da maior, sem atualizar as informações da maior a cada passo de tempo.

<sup>11</sup> *Two-way* – Análogo ao de mão única, com a diferença de que as informações da grade maior são atualizadas a cada passo de tempo.

- Radiação Atmosférica: esquemas de onda longa e curta com múltiplas bandas espectrais e um esquema de onda curta simples aplicável para fins climáticos ou de tempo. Efeitos de nuvens e fluxos de superfície estão inclusos.
- Superfície: modelos de terra com várias camadas, que vão desde de modelos térmicos simples até modelos de vegetação completa e de umidade do solo, incluindo cobertura de neve e gelo marinho.
- Camada Limite Planetária: previsão da energia cinética turbulenta ou esquemas de  $K$  não local.
- Parametrizações de Cumulus: esquemas de ajustamento e de fluxo de massa para modelagem de mesoescala.
- Parametrizações de Microfísicas de Nuvens: esquemas variando desde os que apresentam física simplificada atendendo casos idealizados, até os de física mais sofisticada com fase mista, adequados para previsão do tempo e estudos de processos reais.

**Tabela 2.2. Resumo das interações entre as diferentes parametrizações físicas do modelo WRF versão 3. Fonte: SKAMAROCK, 2008.**

|             |                     | Rad | MP | CP | PBL | Sfc |
|-------------|---------------------|-----|----|----|-----|-----|
| Atmospheric | Momentum            |     |    | i  |     | io  |
| State or    | Pot. Temp.          | io  | io | io |     | io  |
| Tendencies  | Water Vapor         | i   | io | io |     | io  |
|             | Cloud               | i   | io | o  |     | io  |
|             | Precip              | i   | io | o  |     |     |
| Surface     | Longwave Up         | i   |    |    |     | o   |
| Fluxes      | Longwave Down       | o   |    |    |     | i   |
|             | Shortwave Up        | i   |    |    |     | o   |
|             | Shortwave Down      | o   |    |    |     | i   |
|             | Sfc Convective Rain |     |    | o  |     | i   |
|             | Sfc Resolved Rain   |     | o  |    |     | i   |
|             | Heat Flux           |     |    |    | i   | o   |
|             | Moisture Flux       |     |    |    | i   | o   |
|             | Surface Stress      |     |    |    | i   | o   |

Vale destacar que a microfísica de nuvens possui as possíveis interações físicas expressas na Tabela 2.2 com as demais parametrizações do modelo, segundo a nota técnica do WRF versão 3 (Skamarock, 2008). Estas interações acontecem por meio dos fluxos de superfície, das variáveis de estado do modelo, tais como a temperatura potencial, a umidade, o vento etc, e suas tendências.

Ressalta-se também, que as variáveis de saída da microfísica (precipitação em superfície) não são tendências, mas variáveis diagnósticas que atualizam o estado da atmosfera no final do passo de tempo do modelo, definido no *namelist.input* (*time\_step*).

### 2.3.3. Modelagem de Microfísica de Nuvens

Tendo em vista a discussão anterior do item 2.2, pode-se constatar que, ao se tentar modelar detalhadamente os processos microfísicos dentro de uma nuvem, chega-se à conclusão que isto é ou impossível ou inviável. Para solucionar tal desafio, foi sugerido o desenvolvimento das parametrizações.

Elas podem se basear em modelos teóricos ou em dados experimentais. Seja qual for a sua base fundamental, a parametrização, de forma geral, deve conseguir representar a essência dos principais processos físicos a serem parametrizados. Em seguida, serão apresentados alguns conceitos relativos à teoria da microfísica de nuvens, para depois serem mostrados, resumidamente, as formas de abordagem para o problema da parametrização de tais processos.

O módulo do programa COMET do METED apresenta um minicurso online baseado em diversos dos principais artigos na área de modelagem de precipitação e as informações a seguir foram extraídas deste material. Apesar da parametrização de microfísica de nuvens ser responsável por fornecer a precipitação em superfície, ela se torna menos importante do que variáveis como vento, umidade e advecção de temperatura. Isto porque esta parametrização depende fortemente destas variáveis, conhecidas como *variáveis prognósticas* do modelo, para oferecer uma estimativa de precipitação em superfície, a qual é diagnosticada em função das variáveis prognósticas e por isso é considerada uma *variável diagnóstica*. Sabe-se também que outra variável importante para a parametrização de microfísica é a variável diagnóstica *movimento vertical* ( $w$  ou  $\omega$ ), a qual depende das prognósticas (vento horizontal, umidade e advecção de temperatura). Decorre que os erros nos diagnósticos destas variáveis ocasionarão erros nas variáveis diagnósticas produzidas pela parametrização de microfísica de nuvens, sem que ela em si seja a responsável pelos erros.

Neste contexto, a parametrização de microfísica de nuvens tem como principal objetivo *diminuir ou eliminar a supersaturação (excesso de umidade) da simulação*.

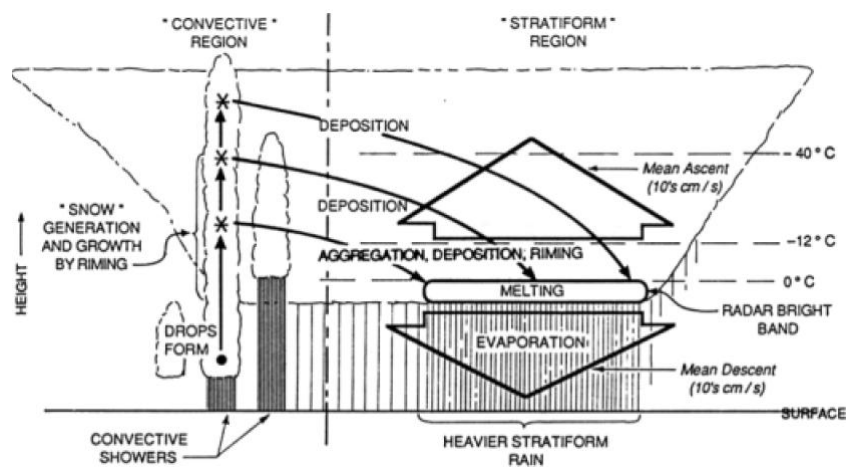
Portanto, ela é acionada toda vez que ocorre supersaturação numa região do domínio da simulação, trazendo de volta a umidade relativa para um valor próximo dos 100%. No WRF, por exemplo, este ajuste de saturação ocorre no final da integração, para que não sejam levados adiante valores muito altos de supersaturação, o que poderia gerar uma superestimativa da umidade e/ou da precipitação; este comportamento pode ser verificado em alguns modelos globais (ex.: GFS 1,0°), por não utilizarem uma parametrização de microfísica em função de sua grosseira resolução horizontal ( $\approx 100 \text{ km}$ ).

Alguns aspectos podem influenciar o impacto da parametrização de microfísica de nuvens numa simulação. Por exemplo, para espaçamento de grade (resolução horizontal) muito grosseiros (acima de 40 km), a microfísica não terá impacto significativo. Para espaçamentos entre 20 e 10 km, a microfísica tem um impacto significativo na simulação e necessita da ativação da parametrização de *cumulus*, a qual resolve a convecção, necessária para ativar a microfísica, assim como no exemplo anterior. Já para espaçamentos de grade menores (1 a 2 km), a parametrização de convecção pode ser desativada, uma vez que o modelo consegue resolver a convecção, podendo-se utilizar somente a parametrização de microfísica.

Nuvens que, em geral, apresentam temperaturas inferiores a 0 °C em toda a sua extensão (ou no seu topo) são conhecidas como “nuvens quentes” (*warm clouds*). Nestas nuvens, o impacto dos processos termodinâmicos e de precipitação referentes à fase de gelo não é significativo. Apesar da distinção, os processos físicos predominantes em nuvens quentes podem também contribuir de maneira considerável em nuvens com temperaturas menores ou super-resfriadas.

Squires (1956, 1958), notando as diferenças nas concentrações de gotículas em *cumuli* formadas em massas de ar marítimas e continentais, introduziu o conceito de estabilidade coloidal de nuvens quentes. A estabilidade coloidal faz referência a um sistema que consiste numa mistura estável e bem homogênea, composta por duas substâncias. A primeira (gotículas de água) chama-se “fase dispersa” ou “coloide” (*dispersed phase* ou *colloid*) e está distribuída de maneira aproximadamente uniforme num estado dividido, encontrando-se imersa na segunda substância, chamada de “meio de dispersão” (*dispersion medium*). Aplicando tal conceito ao caso das nuvens quentes, pode-se afirmar que o coloide seria a água líquida ou pequenas gotículas formadas sobre

aerossóis, enquanto o meio de dispersão seria o ar. Squires destacou que nuvens formadas em ambientes marítimos são mais propensas a produzir precipitação do que as formadas no continente, por isso mesmo as nuvens marítimas são menos coloidalmente estáveis do que as continentais. Isto ocorre porque o crescimento das gotículas dentro das nuvens marítimas até ao ponto de adquirirem peso suficiente para precipitar descaracteriza o sistema como coloidal, já que para haver a precipitação, é preciso que haja também uma heterogeneidade no sistema, na qual as gotas de chuva (coloide) são muito maiores que o ar (meio de dispersão). Uma explicação para isso foi proposta por Twomey e Squires (1959), na qual eles afirmam que, a partir de uma mesma quantidade de água líquida, a alta concentração de núcleos de condensação das nuvens continentais faz com que o CAL seja mais dividido nestas nuvens do que nas marítimas. Isto gera uma alta quantidade de núcleos menores, com menores centros de coleta e seção de coleta, o que, por sua vez, implica menores velocidades terminais e eficiência de coleta. Tudo isso mostra que a grande oferta de núcleos das nuvens continentais inibe o processo de colisão e coalescência.



**Figura 2.10. Desenho esquemático da estrutura de uma linha de instabilidade de latitudes médias típica para o hemisfério norte. Fonte: Houze, 1989.**

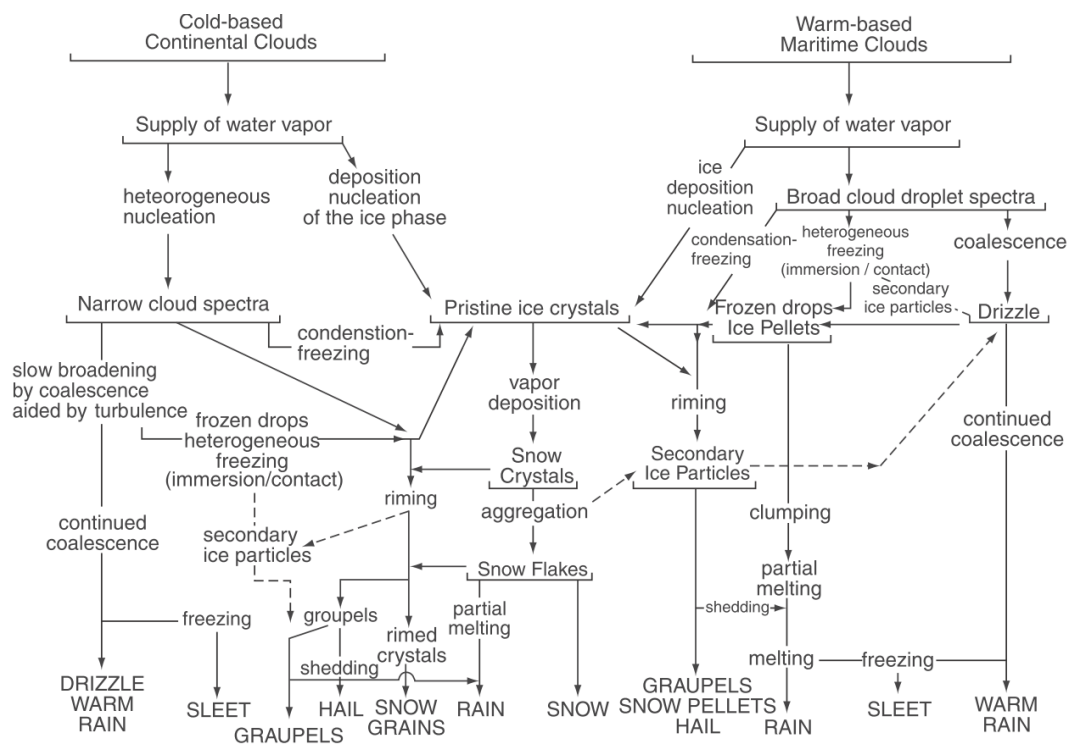
O processo descrito acima forma a base para muitas parametrizações de processos de nuvens quentes. Além deste, muitas parametrizações partem da premissa de que a concentração de gotículas de nuvem ou núcleos de condensação de nuvem ativados na base da nuvem determinará se esta irá ou não provocar precipitação.

Para tal ativação ocorrer, os principais fatores que irão contribuir são a distribuição de aerossóis e as correntes ascendentes da nuvem. No entanto, Johnson (1980) mostrou que nuvens com bases mais frias ativam mais núcleos de condensação

ou gotículas de nuvem do que as de base mais quente, uma vez que temperaturas mais baixas podem favorecer o processo de condensação.

Por outro lado, sabe-se também que nuvens cujas bases apresentam temperaturas mais altas possibilitam maiores razões de mistura de saturação, tendo maior potencial para produzir grandes montantes de CAL, conseqüentemente, com maiores chances de gerar algumas gotículas maiores. Portanto, as parametrizações de microfísica de nuvens devem levar em conta uma infinidade de processos de interação entre os diversos componentes de uma nuvem (vide Figuras 2.10 e 2.11). Devido a esta grande variedade, apresenta-se um resumo dos processos microfísicos de nuvem, que devem ser representados pelos respectivos esquemas de parametrizações.

Cotton (2011) afirma que os processos de fase de gelo dependem fortemente dos processos de fase líquida. Estes últimos, por sua vez, dependem das características da massa de ar (aerossóis), da produção de água líquida, o movimento vertical dentro da nuvem, a estrutura turbulenta e da escala de tempo da nuvem. A produção de água líquida pode ser definida pela temperatura da base da nuvem. Nuvens de base quente terão maior razão de mistura e, portanto, irão produzir mais água condensada.



**Figura 2.11. Diagrama de fluxo descrevendo os processos microfísicos, incluindo os diversos caminhos para a formação das diferentes formas de precipitação. Adaptado de Braham, 1968. Fonte: Cotton, 2011.**

Na Figura 2.11, distingue-se dois tipos extremos de ambiente para formação de nuvens: “nuvens marítimas” de base quente e “nuvens continentais” de base fria. O adjetivo “marítima” significa que o ambiente em que a nuvem se desenvolveu possui ar limpo, com poucos CCNs. Ao passo que “continentais” se refere a ambientes mais poluídos, ou seja, maior oferta de CCNs. Cotton (2011) observou que nuvens marítimas de base quente produzem chuva muito mais rápido do que as continentais, devido à maior rapidez do seu processo de glaciação<sup>12</sup>, favorecido pela forte presença de gotas de chuva e partículas de garoa que quando super-resfriadas rapidamente produzem chuva.

Apesar disso, vale ressaltar que a maior rapidez na precipitação não implica a presença de hidrometeoros maiores como o granizo. Na verdade, a ausência de água super-resfriada na trajetória da precipitação (seja acima ou abaixo) impede o crescimento das pedras de granizo. Por isso, nuvens continentais (mais CCNs) de base fria são as únicas que podem gerar tal tipo de precipitação e podem produzir maiores acumulados quando se estabelecem como tempestade de redesevolvimento.

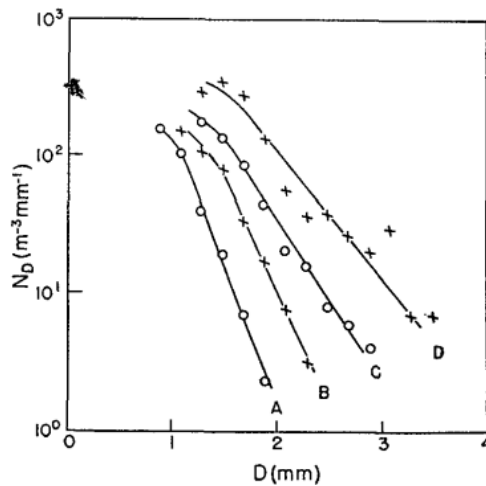
### **2.3.3.1. Abordagens à Modelagem de Microfísica de Nuvens: *Bin x Bulk***

Dentre os diversos tipos de parametrizações para os processos microfísicos de nuvens existentes, destacam-se dois grandes grupos que englobam todas elas: os esquemas do tipo espectrais (*bin*) e de massa (*bulk*). Diversos autores (Cotton, 2011; LI *et al*, 2009 e 2010; Morrison *et al*, 2005, 2007 e 2009) já discutiram as características de cada um destes métodos de abordagem.

O principal objetivo de uma parametrização microfísica de nuvens é representar a evolução da distribuição do tamanho de hidrometeoros. Dados observacionais (Figura 2.12) mostram que a representação gráfica desta distribuição geralmente se assemelha a uma função exponencial que tem o formato de uma distribuição *gamma*. Na maioria dos casos, existe um grande número de gotículas de menor diâmetro e poucas de maior. A Figura 2 é referente aos registros clássicos da cidade de Ottawa obtidos por Marshall e Palmer (1948) durante o verão de 1946 num experimento de campo, demonstrando uma semelhança com um caso específico da distribuição *gamma* (a distribuição *gamma invertida*, quando  $\mu = 0$ ). No eixo y, lê-se o número de gotas de chuva de diâmetros entre  $D$  e  $D + \delta D$  ( $\text{mm}^{-1}$ ) por volume ( $\text{m}^{-3}$ ) e, na abscissa, os valores de diâmetro (mm).

---

<sup>12</sup> Transformação de partículas de nuvem super-resfriadas em cristais de gelo. Fonte: Glossary of Meteorology AMS.



**Figura 2.12. Distribuição de número de gotas de chuva ( $N_D$ ) versus o diâmetro, registrada em Ottawa no verão de 1946. A curva A, B, C e D são, respectivamente, para taxas de precipitação de 1.0, 2.8, 6.3 e 23.0 mm/h.  $N_D \delta D$  é o número de gotas, de diâmetro compreendido entre  $D$  e  $D + \delta D$ , por metro cúbico. Fonte: Marshall e Palmer, 1948.**

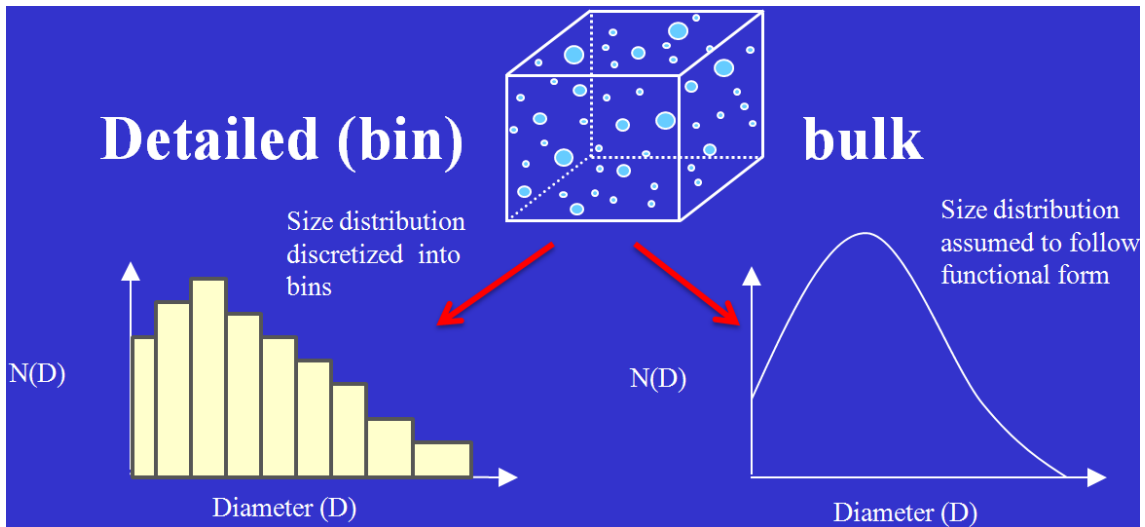
Pode-se dizer, que os modelos do tipo *bin* calculam **explicitamente** (a exemplo dos modelos lagrangianos<sup>13</sup>) a evolução da distribuição de tamanho das gotículas; enquanto os do tipo *bulk* representam esta distribuição através de uma função pré definida (geralmente do tipo *gamma*). Ao assumirem um formato funcional para a distribuição de tamanho das gotas, os modelos do tipo *bulk* introduzem incertezas em diversos processos físicos, tal como na representação de aerossóis, que irá influenciar o tamanho das gotículas e, conseqüentemente, na profundidade ótica das nuvens entre outros.

Os modelos *bin* dividem a distribuição de tamanho das partículas em intervalos de raio, diâmetro (tamanho) ou massa e preveem a evolução da massa de cada um destes intervalos, permitindo que a distribuição assuma qualquer forma representável pelas faixas de tamanho. Alternativamente, os modelos *bulk* preveem a massa total de um hidrometeoro e assumem que ela está distribuída de acordo com funções do tipo *gamma*. Por esta razão, diz-se que os esquemas *bin* possuem maior grau de liberdade do que os *bulk*, pois podem assumir qualquer formato que os intervalos conseguem representar. A Figura 2.13 expressa, de maneira mais didática, as principais diferenças entre modelos *bin* e *bulk* através da representação gráfica da distribuição de tamanho de partículas de cada um deles.

<sup>13</sup> Modelos que seguem o movimento da parcela de ar e calcula os processos que ocorrem para uma população de gotículas dentro da parcela em ascensão. Devido a sua característica lagrangiana, estes modelos não são facilmente adaptáveis a modelos de previsão do tempo, os quais possuem grade fixa (euleriano).



Devido ao tipo de abordagem na resolução dos processos físicos (resolução explícita das equações matemáticas), os esquemas *bin* são mais consistentes com a realidade encontrada na natureza, no entanto, seus cálculos demandam um alto custo computacional, tornando-os impróprios para fins operacionais, pelo menos por enquanto. Por esta razão os modelos do tipo *bulk* são largamente utilizados nos modelos numéricos de previsão do tempo, sobretudo naqueles que possuem objetivos operacionais.



**Figura 2.13. Representações de modelos do tipo *bin* e *bulk*. Fonte: Morrison, 2014.**

Inicialmente, os modelos *bulk* só previam a razão de mistura dos hidrometeoros. Uma melhoria recentemente implementada nos modelos *bulk* foi o acréscimo de equações prognósticas para a concentração (*number concentration*) de alguns hidrometeoros, além de prever a razão de mistura. Os primeiros são conhecidos como esquemas de “momento único” ou de “um momento” (*one-moment*), enquanto os do segundo tipo são chamados de esquemas de “momento duplo” ou de “dois momentos” (*two-moment*). Tal abordagem foi também recentemente inserida nos modelos *bin* para evitar a difusão numérica, que acelerava o crescimento da gotícula. Isto possibilita uma maior liberdade no formato da função de distribuição, fazendo com que ele se aproxime mais da realidade. Este tipo de modelo (*bulk* de dois momentos) tem sido muito útil para a previsão do tempo em modelos regionais e conseguem atender aos limites computacionais, tornando-os operacionalmente viáveis.

### 2.3.3.2. Parametrização de Microfísica de Nuvens – Modelos *Bulk*

Devido ao maior uso de modelos *bulk*, sobretudo para fins operacionais, em razão da sua relativa simplicidade e do seu baixo custo computacional, decidiu-se focar a descrição da parametrização envolvida nesse tipo de esquema. De fato, para modelos regionais como o WRF e para a maioria dos modelos de previsão do tempo e do clima, as únicas opções disponíveis são os modelos *bulk*, pelas razões supracitadas. Toda discussão que segue foi retirada de alguns trabalhos de um dos maiores pesquisadores da área de modelagem microfísica, o Doutor Hugh Morrison (cuja parametrização foi utilizada para os experimentos deste trabalho), e de apresentações de seu curso ministrado no CPTEC em fevereiro de 2014.

Conforme dito anteriormente, os modelos *bulk* preveem uma ou mais quantidades (ex.: razão de mistura) e assumem uma forma pré-definida para a distribuição de tamanho das partículas. Na maioria das vezes, a função de distribuição *gamma* é utilizada por representar os dados observacionais relativamente bem (Marshall e Palmer, 1948). Esta pode ser descrita, na sua forma mais simples como segue:

$$n(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D} \quad (2.30)$$

Pela equação acima, pode-se definir que a função *gamma*, além da variável diâmetro  $D$ , possui 3 parâmetros livres:  $N_0$ ,  $\mu$  e  $\lambda$ . O primeiro é o valor de  $n(D)$  ao interceptar o eixo  $y$  (*intercept*); o segundo é o parâmetro relacionado ao formato da curva (*shape*); o último é referente à sua inclinação, ou o grau de variação da curva (*slope*). Cada parametrização do tipo *bulk* deve fazer suposições e/ou calcular tais parâmetros. Nestes modelos, é feito o acompanhamento da evolução temporal de quantidades como a razão de mistura de gelo através da seguinte equação:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \vec{u} \chi) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho V_\chi \chi)}{\partial z} + S_\chi + \delta(\chi) \quad (2.31)$$

O termo do lado esquerdo indica a taxa de variação temporal da quantidade; o primeiro termo do lado direito é de advecção e é proveniente do tipo de advecção utilizada pelo modelo; o segundo termo da direita é de sedimentação, ou queda gravitacional da quantidade; o terceiro termo da direita é onde são inseridos todos os processos microfísicos (evaporação, derretimento, coalescência etc) e constitui no

termo de fonte e de sumidouro; por último o quarto termo da direita está associado ao tipo de difusão escolhido no modelo.

Faz-se necessário associar a quantidade prevista ( $\chi$ ) com a função *gamma* a fim de estabelecer uma relação entre os parâmetros da distribuição com  $\chi$ . Esta relação é alcançada ao multiplicar a função *gamma* pela equação abaixo (2.32), que descreve a massa de uma gota de chuva ou de nuvem:

$$m = \frac{\pi}{6} \rho_w D^3 \quad (2.32)$$

Onde  $\rho_w$  é a densidade da água e  $D$  o diâmetro da gotícula. Dessa forma, pode-se transformar a distribuição de tamanho  $n(D)$  numa distribuição de massa multiplicando-a por (equação 2.32). Fazendo-se a integração da massa de cada gotícula multiplicada pela sua quantidade ao longo de toda a distribuição, por definição, encontra-se a expressão abaixo para a *massa de razão de mistura* ( $q$ ).

$$q = \int_0^{\infty} mn(D)dD = \int_0^{\infty} \frac{\pi}{6} \rho_w N_0 D^{3+\mu} e^{-\lambda D} dD \quad (2.33)$$

Assim procedendo, tem-se que a variável prevista  $q$  está relacionada com a função de distribuição de massa (termo da esquerda) pela equação 2.33. Isto permite que, a partir do conhecimento de  $q$ , assumem-se valores para  $N_0$  e  $\mu$  para então resolver a equação para  $\lambda$  (*slope*), através da expressão (2.34); na qual  $\Gamma$  é a função de Euler da distribuição *gamma*, pode ser pensado como uma espécie de fatorial.

$$\lambda = \left[ \frac{\pi \rho_w N_0 \Gamma(\mu + 4)}{6q} \right]^{\frac{1}{\mu+4}} \quad (2.34)$$

Este procedimento é adotado tanto para esquemas de um quanto de dois momentos. Dessa forma, pode-se calcular processos como evaporação, condensação, sedimentação etc. Portanto, estes esquemas calculam os processos microfísicos para uma única partícula de diâmetro  $D$  e depois se integra a formulação ao longo de toda a distribuição.

Partindo para um exemplo prático, pode-se utilizar a equação da variação da massa que expressa o crescimento. Adaptando-a para o diâmetro ( $D = 2r$ ) e

negligenciando demais termos, como de ventilação, chega-se a equação 2.35; substituindo a equação (2.22), encontra-se a expressão (2.36). Finalmente, lançando mão da equação (2.33) e fazendo algumas adaptações, pode-se encontrar a equação (2.37), para o processo de condensação de uma gota de chuva. Nesta expressão, os termos termodinâmico, de difusão de vapor e demais são os mesmos apresentados anteriormente no momento em que se apresentou as equações que a originaram.

$$\frac{dm}{dt} = \rho_w \frac{dV}{dt} = \rho_w 4\pi r^2 \frac{dr}{dt} = \rho_w 2\pi D r \frac{dr}{dt} \quad (2.35)$$

$$\frac{dm}{dt} = \rho_w 2\pi D \left( \frac{S-1}{F_k + F_d} \right) \quad (2.36)$$

$$\frac{dq}{dt} = \int_0^{\infty} \frac{dm}{dt} n(D) dD = \rho_w 2\pi \left( \frac{S-1}{F_k + F_d} \right) \frac{N_0 \Gamma(\mu+2)}{\lambda^{\mu+2}} \quad (2.37)$$

Esta formulação permite a integração analítica, a qual é computacionalmente menos dispendiosa que integrações numéricas e não necessitam de métodos numéricos para ser resolvida. Em geral, processos como este podem ser expressos em função de “momentos da distribuição de tamanho”. Estes momentos podem ser escritos de uma maneira genérica da seguinte forma:

$$M_{\mu+k} = \int_0^{\infty} D^k n(D) dD = \int_0^{\infty} N_0 D^{k+\mu} e^{-\lambda D} dD = \frac{N_0 \Gamma(1+k+\mu)}{\lambda^{1+k+\mu}} \quad (2.38)$$

Este momento pode representar qualquer taxa de processos microfísicos que possam ser relacionadas de alguma maneira ao diâmetro da partícula. Partindo do exemplo anterior, para a variação temporal da razão de mistura, pode-se reescrever a equação 2.37 em função do momento  $M_{\mu+k}$ , para  $k = 1$ , uma vez que a variável ( $D$ ) está elevada a potência de 1 (vide equação 2.36):

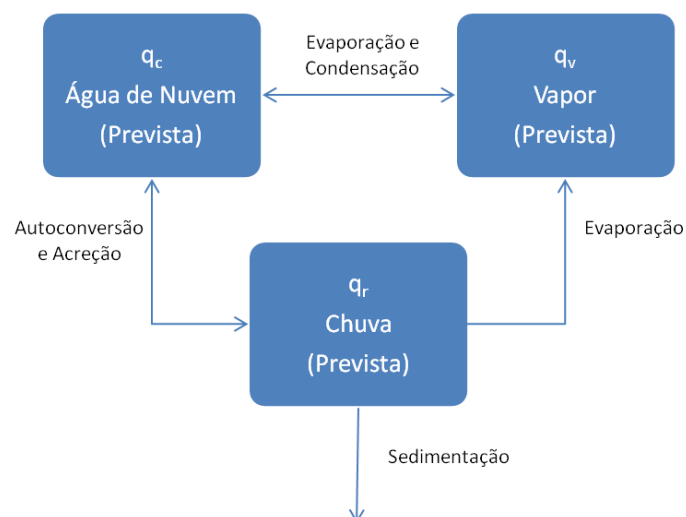
$$\left( \frac{\partial q}{\partial t} \right)_{cond} = C M_{\mu+1} \quad (2.39)$$

Onde  $C = \rho_l 2\pi(S - 1/F_k + F_d)$ .

Neste sentido, os modelos *bulk* devem resolver a equação (2.39) para diferentes valores de  $k$ , os quais estão relacionados aos diferentes tipos de fenômenos (condensação, sedimentação etc) e grandezas microfísicas.

Inicialmente, os primeiros modelos paramétricos de microfísica de nuvens somente representavam processos de nuvens quentes, restringido-se a representar processos como a evaporação e a condensação (também referido como difusão). O primeiro artigo relacionado a isto foi o de Kessler (1969), no qual o autor levava em consideração os processos de:

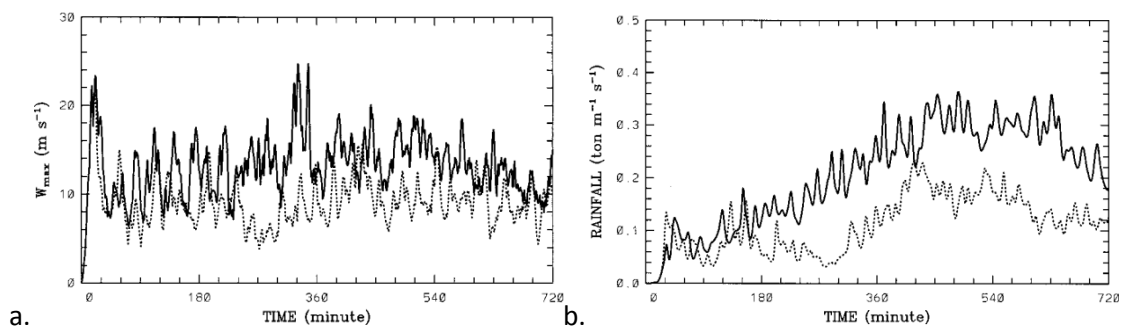
1. Difusão/Condensação: vapor ao redor da gotícula se agrega à esta devido a movimentos de moléculas isoladas e será tão intenso quanto maior for a razão de saturação ( $S$ ) do ambiente. No momento inicial do crescimento das gotículas, quando as gotículas são muito pequenas, este processo é preponderante.
2. Autoconversão: para Kessler, este processo representa a colisão e coalescência (ou colisão e coagulação) entre gotículas de tamanho aproximado. Ocorre principalmente em seguida ao processo difusional, quando as gotículas crescem até um determinado valor de raio e suas taxas de crescimento são praticamente as mesmas entre si.
3. Acreção: processo no qual gotículas grandes colidem com pequenas e capturam estas para si. Ele ocorre comumente no momento em que a população de gotículas maiores é superior ao de gotículas menores.



**Figura 2.14. Diagrama esquemático de processos representados em parametrizações microfísicas de nuvens de fase líquida. Fonte: Adaptado de Kessler (1969) *apud* Morrison (2014).**

De acordo com a referida parametrização, o vapor d'água e a água líquida estaria dividida entre água de nuvem e chuva. Recordando a representação anterior, a Figura 2.14 apresenta um resumo dos processos considerados na maioria das parametrizações microfísicas de nuvens de fase estritamente líquida. Além dos processos já mencionados, encontra-se a sedimentação, que nada mais é que a “queda” de uma gotícula que adquiriu peso suficiente para vencer as correntes ascendentes da nuvem; pode ser considerada como a precipitação.

Mais tarde, viu-se a necessidade de se desenvolver esquemas que levassem em conta processos da fase de gelo. Isto porque a microfísica de gelo tem impactos fundamentais não só na precipitação como também no balanço de radiação e na dinâmica do sistema, como mencionado anteriormente. Além da Figura 2.15, é possível identificar o impacto da inclusão da microfísica da fase de gelo na previsão de diversas variáveis atmosféricas, tais como a taxa de precipitação e a velocidade vertical máxima no domínio. Na Figura 2.15, percebe-se uma sensível diferença entre os resultados de um esquema de fase líquida, representado pela linha pontilhada, e um esquema de fase líquida e sólida (Koenig e Murray, 1976).



**Figura 2.15. Diferenças entre os resultados de um esquema com (negrito) e sem (pontilhado) representação da fase de gelo para a) velocidade vertical máxima e b) precipitação, ao longo do tempo de integração. Fonte: Koenig e Murray, 1976.**

Por estas e outras razões diversos esquemas tem surgido com o objetivo de tentar representar os processos da fase de gelo, apesar do desafio apresentado por tal empreendimento.

Um dos problemas encontrados é na conversão entre as diferentes categorias de partículas de gelo (*graupel*, granizo, neve etc). Alguns esquemas utilizam a velocidade de queda (*fall speed*) como fator limitante entre uma e outra espécie,

enquanto noutros esta distinção é feita pela densidade do hidrometeoro. Todos eles, no entanto, podem funcionar muito bem para um caso e não tão bem para outros. Por isso, diz-se que esta forma rígida de distinção, na qual se estabelecem limites fixos para a transição de categoria, é muito dependente do caso analisado.

A fim de solucionar estes problemas, Morrison (2014) afirma que é necessário prever as propriedades de cada partícula ao invés de assumir valores de propriedades que definem uma categoria. Dessa forma a transição entre um e outro tipo de partícula seria gradual e evitaria erros associados aos limiares pré-estabelecidos.

Analogamente ao procedimento já realizado aqui para a representação da distribuição de parâmetros em esquemas *bulk* de momento único, é possível derivar uma expressão para esquemas *bulk* de dois ou mais momentos. Recordando a principal diferença entre os dois tipos de esquema, em modelos de um momento, somente a massa de razão de mistura ( $q$ ) é prevista; em modelos multi-momento (de um ou mais momentos), além desta, são previstos o número de concentração (a quantidade de partículas,  $N$ ) e até mesmo a refletividade ( $Z$ ).

Para se entender como um modelo multi-momento funcionam, será apresentada a formulação para um modelo de dois momentos. Novamente, partindo-se da função de distribuição *gamma*, pode-se estabelecer uma relação entre esta e a nova variável prognóstica ( $N$ , prevista pelo modelo):

$$n(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D} \quad (2.40)$$

É possível relacionar a distribuição de tamanho (definida pela distribuição *gamma*) com o número de razão de mistura, previsto pelo modelo de dois momentos, por exemplo. Ao se integrar a função *gamma* para todos os intervalos de comprimento, encontra-se a seguinte relação, que permite relacionar a variável prognóstica  $N$  e a  $N_0$ :

$$N = \int_0^{\infty} n(D) dD = \frac{N_0 \Gamma(\mu + 1)}{\lambda^{\mu+1}} \quad (2.41)$$

Neste mesmo esquema, a relação entre a distribuição de tamanho e a massa de razão de mistura prevista é idêntica à equação (2.33) já apresentada:

$$q = \int_0^{\infty} mn(D)dD = \int_0^{\infty} \frac{\pi}{6} \rho_w N_0 D^{3+\mu} e^{-\lambda D} dD = \frac{\pi \rho_w N_0 \Gamma(\mu + 4)}{6 \lambda^{\mu+4}} \quad (2.42)$$

Combinando as equações 2.41 e 2.42 e reorganizando os termos, tem-se:

$$q = \frac{\pi \rho_w \Gamma(\mu + 4) N}{6 \Gamma(\mu + 1) \lambda^3} \quad (2.43)$$

Isolando  $\lambda$  na equação 2.43, obtém-se:

$$\lambda = \left[ \frac{6q \Gamma(\mu + 1)}{\pi \rho_w \Gamma(\mu + 4) N} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad (2.44)$$

Finalmente, isolando o parâmetro  $N_0$  em 2.41 tem-se a expressão abaixo:

$$N_0 = \frac{N \lambda^{\mu+1}}{\Gamma(\mu + 1)} \quad (2.45)$$

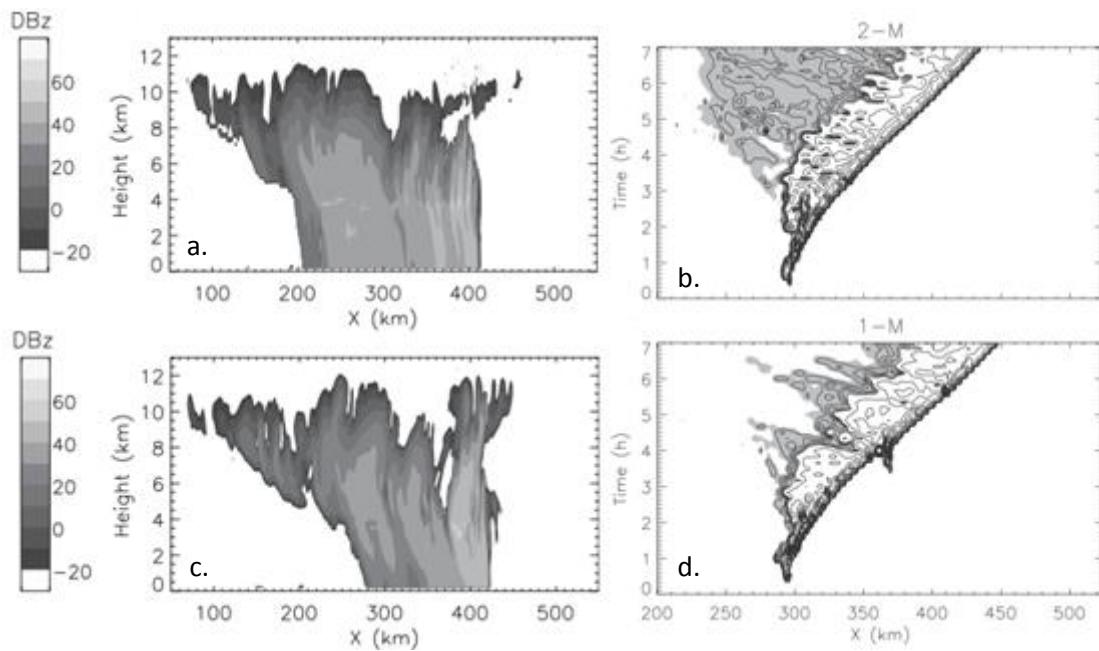
Portanto, a abordagem de modelos de dois momentos é: especificar  $\mu$  e prever  $N_0$  e  $\lambda$  a partir das equações. Estas duas variáveis foram escolhidas para serem previstas devido ao fato de que se acredita que a previsão de  $N_0$  (*intercept*) e  $\lambda$  (*slope*) representa melhor a variabilidade da distribuição de tamanho. Devido ao fato destes esquemas preverem o número de concentração ( $N$ ), permite que a concentração de gotículas a partir da ativação de CCNs, possibilitando uma representação das interações do tipo nuvem-aerossol-precipitação mais próxima da física real.

Em modelos de *três momentos (three-moment)*, todos os três parâmetros ( $\mu$ ,  $N_0$  e  $\lambda$ ) são previstos, mas não se encontra uma solução analítica relacionando-os com as variáveis previstas ( $N$ ,  $q$  e  $Z$ ).

Os principais impactos entre o uso de modelos de um e de dois momentos são a sedimentação e a evaporação. A sedimentação, ou processo de queda das partículas, é melhor descrita em esquemas de dois momentos devido à melhor representação do número de gotículas de tamanhos aleatórios  $x$ ,  $y$ ,  $z$  etc. Quanto à evaporação da chuva, é fácil perceber que, ao definir um número de concentração, os modelos de dois momentos não se restringem a prever o resultado da soma total da massa ( $q$ ), mas também distinguem como esta massa total se distribui dentro dos diferentes



tamanhos possíveis. Uma população composta majoritariamente por gotículas menores irá evaporar mais rápido do que uma de gotículas maiores.



**Figura 2.16. Simulação de uma linha de instabilidade idealizada. À esquerda, a refletividade para a simulação com esquema de a) um momento e de c) dois momentos. À direita, a precipitação em superfície para a simulação com o esquema de b) um momento e de d) dois momentos. Fonte: Morrison, 2009.**

A Figura 2.16, para um caso de linha de instabilidade ideal, (Morrison, 2009) demonstra como a diferença de abordagem entre modelos de um e dois momentos pode impactar uma simulação. Nela, nota-se que, no esquema de dois momentos (a), a região abaixo da bigorna apresenta maiores valores de refletividade quando comparados com aos resultados do esquema de um momento (b), o que indica uma baixa concentração de gotículas grandes (de chuva) neste último. Consequentemente, a precipitação em superfície é mais reduzida no esquema de momento único (d). Isto pode ser explicado pelo fato de que estes modelos consideram um valor fixo de  $N_0$  muito acima do valor esperado. Sabendo que o parâmetro  $N_0$  guarda proporção direta com a evaporação (quanto maior for  $N_0$ , maior será a quantidade de gotículas entre as quais uma dada massa total  $q$  estará dividida), é fácil concluir que, em se prevendo este parâmetro, os modelos de dois momentos produzem valores inferiores, impedindo que a precipitação evapore tanto e representando melhor a precipitação em superfície. Vale ressaltar que, os resultados mais baixos de  $N_0$  do esquema de 2-momentos, bem como as diferenças apresentadas por este entre a precipitação na

região estratiforme e na região convectiva da tempestade são consistentes com observações de disdrômetros em superfície.

### 2.3.3.3. Esquema de Microfísica de Nuvens do Tipo *Bulk* Morrison 2-Momentos

Nesta seção, serão apresentadas algumas características essenciais da parametrização de microfísica de nuvens utilizada nos experimentos deste estudo, uma vez que diversas peculiaridades de modelos *bulk* já foram abordadas nas seções anteriores.

Esta proposta está contida em Morrison (2009) e apresenta uma formulação para a nucleação de gelo, a ativação de gotículas e prognóstico de supersaturação com grau de detalhamento tal que podem se comparar a modelos *bin*. A diferença mais significativa deste esquema em relação ao esquema de um momento apresentado pelo mesmo autor (Morrison, 2005), é a previsão do número de concentração para a razão de mistura de granizo mole. Em Morrison (2005), uma característica que garante uma melhor representação dos processos microfísicos e das interações nuvem-aerossol é o uso da teoria Kohler, descrita na seção 2.2.2, a qual foi mantida em Morrison (2009).

Inicialmente, o autor representa a distribuição de tamanhos das partículas (*particle size distribution, PSD*) através da função *gamma* mencionada anteriormente (equação 2.40), na qual estão presentes os parâmetros  $N_0$ ,  $\lambda$  e  $\mu$ , e o diâmetro  $D$ . Na medida do possível, será utilizada a notação apresentada neste trabalho para descrever as formulações e conceitos presentes na publicação da parametrização (Morrison, 2009).

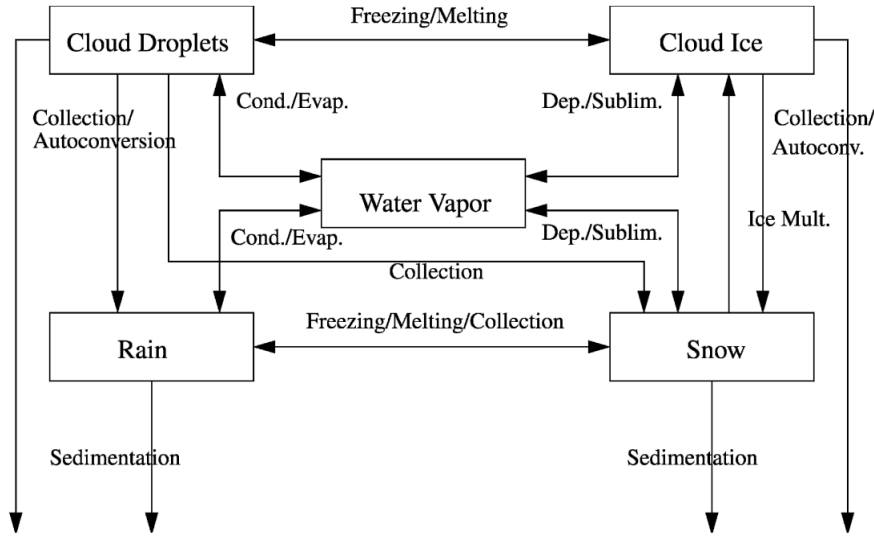
$$N(D) = N_0 D^\mu e^{-\lambda D} \quad (2.46)$$

Como se trata de um esquema de 2 momentos, as variáveis  $N_0$  e  $\lambda$  são derivadas a partir das variáveis prognósticas  $N$  e  $q$ , respectivamente, o número de concentração e a razão de mistura para quaisquer variáveis microfísicas (ex.: água de chuva, água de nuvem, gelo, neve etc). Dessa forma, pode-se encontrar uma forma geral para a expressão 2.47 para o parâmetro  $\lambda$ , a qual dependerá dos parâmetros  $c$  e  $d$  da relação  $m = cD^d$ , que associa a massa  $m$  com o diâmetro  $D$  de cada espécie de hidrometeoro, as quais, por simplicidade, são assumidas esféricas. Neste sentido, para cada espécie, será substituído um valor de  $\mu$  nas relações abaixo para  $\lambda$  e  $N_0$ :

$$\lambda = \left[ \frac{cN\Gamma(\mu + d + 1)}{q\Gamma(\mu + 1)} \right]^{\frac{1}{d}} \quad (2.47)$$

$$N_0 = \frac{N\lambda^{\mu+1}}{\Gamma(\mu + 1)} \quad (2.48)$$

A fim de exemplificar, a expressão (2.44) é para o caso onde  $m = \pi\rho_w D^3/6$ ; no qual,  $c = \pi\rho_w/6$  e  $d = 3$ . Para as espécies de precipitação (chuva, neve e granizo mole) e para o gelo de nuvem,  $\mu = 0$ . Isto transforma a função *gamma* numa exponencial inversa (distribuição Marshall-Palmer). Para gotículas de nuvem (*cloud droplets*),  $\mu$  é função da variável prognóstica número de concentração ( $N$ ).



**Figura 2.17. Diagrama de processos do esquema que serviu de base para o utilizado neste trabalho. Fonte: Morrison, 2005.**

As equações para a tendência da razão de mistura e do número de concentração de gotículas de nuvem, gelo de nuvem, neve e chuva seguem, respectivamente, as equações (2.49) e (2.50). Inicialmente, estas equações cinemáticas foram apresentadas em Morrison (2005) e assumem que a razão de mistura e o número de concentração variam no espaço e no tempo, de modo que  $q = q(x, y, z, t)$  e  $N = N(x, y, z, t)$ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} = & - \overbrace{\nabla \cdot (\vec{u}q)}^1 + \overbrace{\frac{\partial(V_{qx})}{\partial z}}^2 + \overbrace{\nabla_D q}^3 + \overbrace{\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{PRO}}^4 + \overbrace{\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{COND/DEP}}^5 + \overbrace{\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{AUTO}}^6 \\ & + \overbrace{\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{COAG}}^7 + \overbrace{\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{MLT/FRZ}}^8 + \overbrace{\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{MULT}}^9 \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\overbrace{\nabla \cdot (\vec{u}N)}^1 + \overbrace{\frac{\partial(V_{Nx})}{\partial z}}^2 + \overbrace{\nabla_D N}^3 + \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{PRO}}^4 + \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{EVAP/SUB}}^5 + \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{AUTO}}^6 \quad (2.50)$$

$$+ \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{COAG}}^7 + \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{MLT/FRZ}}^8 + \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{MULT}}^9 + \overbrace{\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{SELF}}^{10}$$

Nas equações (2.49) e (2.50), analogamente à equação (2.31),  $\vec{u}$  é a componente tridimensional do vento e  $V_{qx}$  e  $V_{Nx}$  denotam, respectivamente, a velocidade terminal (*fall speed*) ponderada pela massa e pelo número, para cada uma das espécies. Existe um operador de difusão turbulenta  $\nabla_D$  para modelos com parametrização para a difusão turbulenta. Em ambas as equações, os três primeiros termos da direita envolvem derivadas espaciais: (1) advecção, (2) sedimentação e (3) difusão turbulenta. Os demais termos da direita são processos microfísicos. Os processos e as possíveis interações entre as espécies apresentadas no esquema de Morrison (2005) podem ser visualizadas na Figura 2.17. Resumidamente, os termos microfísicos das equações significam:

4. Produção primária – nucleação de gelo ou ativação de gotícula.
5. Condensação/Deposição – processos de condensação de vapor d'água ou deposição de vapor em cristais de gelo, bem como evaporação de gotículas ou sublimação de cristais de gelo.
6. Autoconversão – mudança ou transferência de massa ( $q$ ) ou número de concentração ( $N$ ) de gelo de nuvem para neve e de gotícula de nuvem para chuva, em razão dos processos de crescimento por coalescência ou por difusão.
7. Coalescência (Coagulação) – fenômeno de coleta entre as espécies de hidrometeoro.
8. Derretimento/Congelamento – processos de derretimento de gelo ou de congelamento da água líquida.
9. Multiplicação de Gelo – mecanismo de transferência de massa da classe de neve para gelo; representa o processo de quebra dos cristais de gelo que formam a neve em diversos pedaços menores que servirão de núcleo de condensação de gelo.
10. Autocoleta (*self-collection*) – fenômeno de coleta semelhante à coalescência, com a diferença de ocorrer **dentro** de cada espécie.

Neste artigo (Morrison, 2009), a grande diferença em relação ao artigo anterior (Morrison, 2005) foi a inclusão de equações semelhantes às propostas por Reisner *et al* (1998) para a previsão da razão de mistura e do número de concentração de granizo mole (a qual se assemelha às aqui apresentadas), com as seguintes diferenças: a) o mínimo de razão de mistura para chuva e neve é de 0.1 g/kg para que a colisão entre estes hidrometeoros possam produzir granizo mole; b) o mínimo de razão de mistura para neve é de 0.1 g/kg e para água de nuvem é de 0.5 g/kg, a fim de que a colisão entre estes hidrometeoros possam produzir granizo mole; e c) o mínimo de 0.1 g/kg para chuva é necessária para que a colisão entre esta partícula e gelo de nuvem possa produzir granizo mole, seguindo Rutledge e Hobbs (1984). Os limiares de razão de mistura para a conversão para granizo mole são bastante arbitrários.

A variação do número de concentração de neve e de granizo mole devido ao derretimento e à sublimação é calculada assumindo que a variação relativa no número de concentração é a mesma na razão de mistura devido a estes processos. É assumido que, durante a evaporação da chuva, a diminuição relativa do número de concentração é a mesma da razão de mistura, o que implica um tamanho médio constante (tratamento semelhante é aplicado para a diminuição do número de concentração durante o processo de sublimação de neve e de granizo mole).

Para que um modelo possa resolver a supersaturação, é necessário que o seu passo de tempo seja muito curto, o que não acontece em modelos de grande escala ( $\text{time\_step} > 1 \text{ min}$ ). Isto ocorre porque é necessário um curto passo de tempo para se calcular a supersaturação máxima, o que é de extrema importância para determinar a ativação das gotículas (vide Figura 2.5). Como o passo de tempo utilizado para os experimentos foi de 10 segundos, pode-se considerar que a supersaturação foi resolvida.

#### **2.4. Método de Separação de Contribuições**

Devido à atual complexidade dos modelos numéricos de previsão do tempo, não se pode avaliar a contribuição de um fator específico sem lançar mão de uma análise especial que permita isolar tal contribuição dos demais processos físicos simulados. Outro aspecto importante a ser destacado é a interação deste fator com algum outro fator(es). Estas contribuições resultantes da combinação entre dois fatores se aplica no caso em análise, pois a parametrização de *cumulus* influencia diretamente a

parametrização de microfísica de nuvens através do “desentranhamento” (detrainment), isto é, da transferência de ar de uma corrente organizada de ar (geralmente associada a uma nuvem) para a atmosfera adjacente, bem como outras interações.

Neste sentido, o trabalho de Stein e Alpert (1993) propõe uma interessante metodologia que possibilita realizar a análise tanto do impacto exclusivo dos fatores em si, quanto das suas interações com os demais processos representados pelo modelo; de forma qualitativa e também quantitativa. Para tanto, faz-se necessário um número de  $2n$  simulações, sendo “n” o número de parâmetros a serem analisados, a partir da qual se realizar operações de subtração e adição que promovem o isolamento das contribuições. Neste estudo, os autores exemplificam a metodologia proposta num experimento com dois fatores (topografia e fluxos de superfície) e seus impactos na distribuição da precipitação referente à evolução de um ciclone sobre o Mediterrâneo.

### **3. METODOLOGIA**

O uso de modelos numéricos de previsão e simulação do tempo tem contribuído grandemente para pesquisas atmosféricas. Sem eles, tornar-se-ia muito oneroso e inviável a realização de experimentos que permitissem compreender os mecanismos da atmosfera e suas interações entre si. No entanto, a necessidade de se obter informações sobre a confiabilidade de seus resultados impôs o desafio de avaliar o desempenho destas ferramentas computacionais. Um dos principais meios de fazê-lo é através de experimentos que testam a sensibilidade, também chamados de *testes de sensibilidade*.

#### **3.1. Método de Separação de Contribuições (Stein e Alpert, 1993)**

Dentro das possibilidades dos testes de sensibilidade, um dos métodos mais utilizados para avaliar a contribuição de um dado fator é o da diferença entre os campos da simulação controle e aqueles referentes a uma simulação sem a interferência daquele fator, ou seja, com aquele fator desativado. Este interessante procedimento tem a vantagem de ser relativamente simples e visualmente mais ilustrativo, sem deixar de garantir uma boa avaliação. Contudo, muitos trabalhos negligenciam o impacto combinado entre o fator analisado e os demais fatores. Tais interações podem ser de grande relevância no resultado de um modelo, conforme apontado por alguns trabalhos anteriores (Uccellini *et al*, 1987; Mailhot e Chouinard, 1989).

Nesta seção, será apresentada uma descrição detalhada do procedimento utilizado para se extrair as informações referentes aos impactos do fator em discussão, ou seja a parametrização de microfísica de nuvens.

A presente metodologia baseou-se no artigo de Stein e Apert (1993). Nele, mostra-se uma dedução matemática que permite encontrar uma formulação representativa dos procedimentos de modelagem necessários para se encontrar a contribuição em conjunto e isolada, não só de um, mas de “ $n$ ” fatores de interesse.

Inicialmente, será demonstrada a dedução para um único fator, que a formulação utilizada para o presente trabalho. A ideia é que se uma variação contínua é feita num dado fator  $\psi$  (ex.: parametrização de microfísica de nuvens), em geral, o campo resultante (ex.: precipitação) sofrerá mudanças também contínuas. Portanto, multiplicando  $\psi$  por um coeficiente de variação  $c$ , tem-se:

$$\psi(c) = c\psi \quad (3.1)$$

O campo resultante  $f$  é uma função contínua de  $c$ :

$$f = f(c), \begin{cases} c = 0, \text{parâmetro desligado} \\ c = 1, \text{parâmetro ligado} \end{cases} \quad (3.2)$$

Para fins de simplificação, será utilizada a notação  $f(0)=f_0$  e  $f(1)=f_1$ . Sempre é possível decompor uma função  $f(c)$  numa parte dependente e noutra independente de  $c$ , respectivamente  $\hat{f}(c)$  e  $\hat{f}_0$ . Desse modo:

$$\hat{f}_0 = f_0 \quad (3.3)$$

e

$$\hat{f}(c) = f(c) - f_0 \quad (3.4)$$

Visando minimizar qualquer dúvida em relação à nomenclatura, segue uma descrição de cada termo:

$\hat{f}(1) = \hat{f}_1$  Representa a fração de  $f$  que é induzida pelo fator  $\psi$ .

$\hat{f}(0) = \hat{f}_0$  Representa a fração restante de  $f$ , a qual **não** é induzida pelo fator  $\psi$ .

Para se obter  $\hat{f}_0$  e  $\hat{f}_1$ , deve-se fazer duas simulações: uma com o fator  $\psi$  ativado, que será chamada de simulação/experimento controle ( $f_1$ ); e outra com o fator  $\psi$  desativado ( $f_0$ ). Logo:

$$\begin{cases} f_0 = \hat{f}_0 \\ f_1 = \hat{f}_0 + \hat{f}_1 \end{cases} \quad (3.5)$$

$$\begin{cases} f_1 = \hat{f}_0 + \hat{f}_1 \end{cases} \quad (3.6)$$

Como se vê, os termos grafados sem o acento circunflexo indicam os campos referentes às simulações. Este sistema significa que a simulação  $f_1$  (controle) contém a parcela referente à contribuição do fator em análise,  $\psi$  ( $\hat{f}_1$ ), bem como a parcela referente a todos os demais fatores,  $\psi$  ( $\hat{f}_0$ ); enquanto a simulação  $f_0$  somente contém esta última parcela ( $\hat{f}_0$ ). Para encontrar  $\hat{f}_0$  e  $\hat{f}_1$ , basta isolar estes termos nas equações acima e teremos:

$$\begin{cases} \hat{f}_0 = f_0 \\ \hat{f}_1 = f_1 - f_0 \end{cases} \quad (3.7)$$

$$\begin{cases} \hat{f}_1 = f_1 - f_0 \end{cases} \quad (3.8)$$

A equação 3.8 mostra que subtrair o campo sem a contribuição de  $\psi$  do campo com essa contribuição, resulta na contribuição isolada do fator  $\psi$ . Neste caso, para encontrar  $\hat{f}_0$  e  $\hat{f}_1$  é necessário realizar apenas dois experimentos (simulações). Para cada simulação tem-se:

$$f_0 = \hat{f}_0, \text{ simulação com o parâmetro (microfísica) desativado.} \quad (3.9)$$

$$f_1 = \hat{f}_0 + \hat{f}_1, \text{ simulação com o parâmetro (microfísica) ativado.} \quad (3.10)$$

Em posse dos campos gerados pelas simulações acima, as operações necessárias para encontrar as contribuições de interesse são:

$$\hat{f}_0 = f_0, \text{ campos sem a contribuição do parâmetro analisado (microfísica).} \quad (3.11)$$

$$\hat{f}_1 = f_1 - f_0, \text{ parcela de contribuição exclusiva do parâmetro analisado (microfísica).} \quad (3.12)$$

O exato conjunto de equações acima foi utilizado para se alcançar a análise detalhada que se pretendeu, sendo o parâmetro analisado a parametrização de microfísica de nuvens. Ainda é possível provar que são necessárias  $2^n$  simulações para se obter uma avaliação mais criteriosa dos efeitos inseridos por  $n$  fatores ou parâmetros, conforme afirmam os referidos autores.



### 3.2. Simulações Numéricas com o WRF

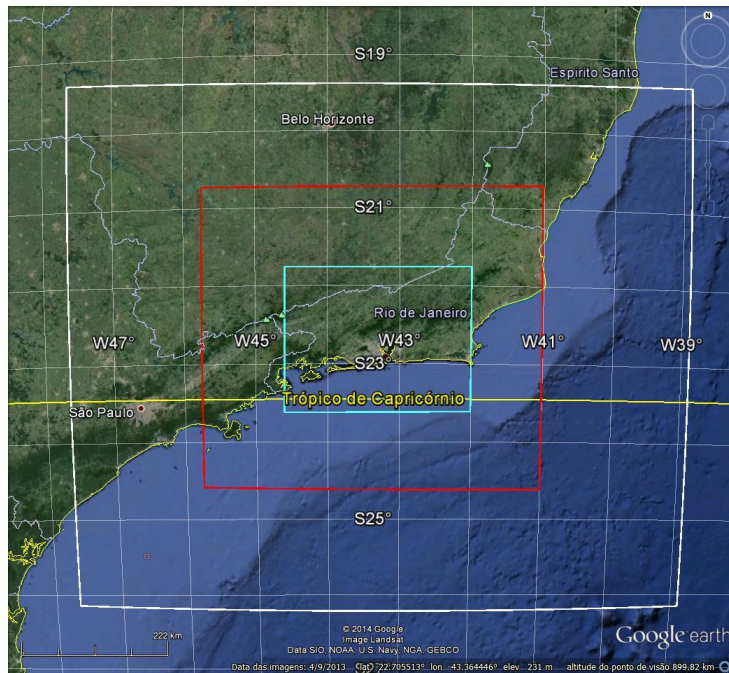
As simulações foram feitas utilizando o núcleo ARW do modelo WRF v3.4.1, na sua versão totalmente compressível. Como dados de entrada, foram utilizados os arquivos grib2, somente análise (*Analysis Only*), do *Global Forecast System* (GFS) do NCEP, de resolução horizontal de  $0,5^\circ$  ( $\Delta x \cong 55 \text{ km}$ ); utilizou-se os arquivos das 00Z, 06Z, 12Z e 18Z do dia 05 de março e das 00Z e 06Z do dia 06 de março.

Para que fosse possível obter uma resolução alta o suficiente para atender à finalidade do estudo, foram aninhadas 3 grades com domínios variados e cujo  $\Delta x$  foi decrescente na razão de 3, iniciando com 1/3 do GFS ( $\Delta x \cong 18 \text{ km}$ ); o passo de tempo (*time\_step*,  $\Delta t$ ) inicial foi de 90s e decrescia na mesma razão de 3 para as demais grades. Em todas as grades, as configurações utilizou-se as mesmas opções físicas e o mesmo número de níveis verticais ( $e_{vert} = 60$ ). Na tabela 3.1, mostra-se um resumo das informações sobre as duas simulações, enquanto na Figura 3.1, pode-se visualizar mais detalhadamente as regiões de domínio de cada grade. Para maiores esclarecimentos acerca das simulações, vide os apêndices B e C.

**Tabela 3.1. Resumo das características em comum das duas simulações (f1 e f0).**

| Grade   | Nº. Pontos em x (ew) | Nº. Pontos em y (sn) | $\Delta x = \Delta y$ (km) | $\Delta t$ (s) | Área de Domínio                                            |
|---------|----------------------|----------------------|----------------------------|----------------|------------------------------------------------------------|
| Grade 1 | 41                   | 36                   | 18                         | 90             | RJ, leste de SP, sul de MG e centro-sul do ES              |
| Grade 2 | 85                   | 65                   | 6                          | 30             | RJ, extremo leste de SP e os extremos do sul de MG e do ES |
| Grade 3 | 139                  | 100                  | 2                          | 10             | Centro e Sul do RJ                                         |

Para a visualização dos resultados das simulações, utilizou-se a ferramenta de pós-processamento ARWpostv3.1, com a opção de interpolação para níveis de pressão padrão ativada, visando facilitar a comparação com outras fontes de dado. Para maiores informações, vide Apêndice D.



**Figura 3.1. Domínios utilizados para os experimentos: em branco, o domínio da primeira grade (Grade 1) dos experimentos com o WRF, a qual foi utilizada para a validação deste frente a CFSR ( $\Delta x \cong 18 \text{ km}$ ); em vermelho, o domínio da segunda grade (Grade 2), de  $\Delta x \cong 6 \text{ km}$ ; e em verde claro, o domínio da terceira grade (Grade 3), grade final ( $\Delta x \cong 2 \text{ km}$ ) usada na comparação dos experimentos. Fonte: Google Earth.**

### 3.3. Esquema de Parametrização de Microfísica de Nuvens

Tendo em vista as distinções entre os tipos de parametrização de microfísica apresentadas no Capítulo 2, optou-se por utilizar a parametrização de Morrison *et al* (2009). Esta escolha foi feita tendo em vista seu melhor detalhamento dos processos físicos ocorrentes nas nuvens; sua abordagem engloba diversos tipos de hidrometeoros (granizo mole, chuva, gelo etc), o que a princípio faz dela uma melhor opção para simulações de maior resolução com fenômenos de alto grau de severidade, como o do presente trabalho.

### 3.4. Análises Comparativas

Antes de mais nada, destaca-se que foi realizada uma série de procedimentos até chegar à comparação entre os experimentos. As análises foram feitas visualmente, já que a finalidade do trabalho foi de captar as diferenças visíveis a olho nu regidas pelos impactos da parametrização de microfísica. O primeiro deles foi a validação do experimento controle. Nessa etapa, os campos básicos da grade mais grosseira do experimento controle (f1) foram comparados aos campos da CFSR (Saha, 2013), como

objetivo de se identificar qualquer comportamento espúrio ou incoerente de f1 que pudesse diferir significativamente da reanálise, a qual representa, para este fim, o mais próximo dado observacional disponível na forma de campos facilmente comparáveis com a simulação. Os campos básicos selecionados para tal comparação foram:

- Pressão ao nível médio do mar e temperatura em 1000 hPa;
- Umidade específica e linhas de corrente em 950 hPa;
- Linhas de corrente em 850 hPa;
- Vento e divergência de fluxo de umidade em 950 hPa;
- Linhas de corrente em 500 hPa; e
- Linhas de corrente em 200 hPa.

Após esta validação, foi feita a comparação do experimento controle com dados efetivamente observacionais, visando estabelecer se o experimento conseguiu de fato representar as características gerais do fenômeno observado e dos seus impactos. Para tanto, foram utilizadas:

- Imagens do canal do infravermelho realçadas do satélite GOES-12, disponibilizadas pelo CPTEC/INPE;
- Imagens MAXICAPPI do radar do Pico do Couto, disponibilizado pela REDEMET;
- Dados de precipitação em superfície do Município do Rio de Janeiro, disponibilizadas pelo Sistema Alerta Rio da Prefeitura.

Após estas etapas iniciais, prosseguiu-se para a comparação entre os experimentos com a microfísica ativada (controle, f1) e sem a microfísica ativada (f0), na qual se pode determinar, de fato, a parcela de contribuição da parametrização de microfísica de nuvens na simulação.

Para definir os campos a serem utilizados para a análise da interferência da parametrização/fator que se pretende analisar, é importante estabelecer quais são os possíveis impactos que a parametrização de microfísica de nuvens pode causar na atmosfera simulada, a fim de que se possa direcionar inicialmente a análise para os campos que mais podem conter contribuições desta parametrização.

Na revisão bibliográfica (Capítulo 2), foram ressaltados os impactos físicos que os processos microfísicos podem provocar nos campos atmosféricos (Tabela 2.2). Tal influência é bastante ampla e abrange: a liberação de calor latente por condensação; o resfriamento como consequência da evaporação; a variação de pressão em decorrência do aumento/diminuição de temperatura, devido à condensação/evaporação; a redistribuição do conteúdo de umidade numa nuvem, a intensidade e o posicionamento das correntes ascendentes e descendentes etc.

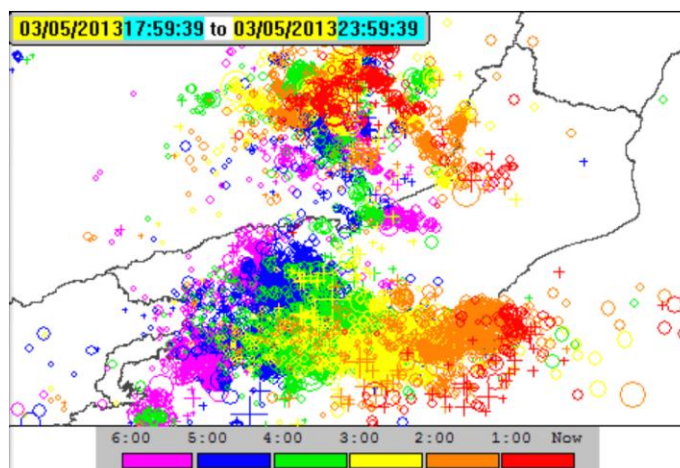
Levando-se tudo isso em conta, foram selecionados os seguintes campos para a comparação entre os experimentos:

- Pressão ao nível médio do mar e temperatura em 100 hPa;
- Linhas de corrente em 850 hPa;
- Linhas de corrente e umidade específica em 950 hPa;
- Vento e divergência do fluxo de umidade específica em 950 hPa;
- Linhas de corrente em 500 hPa;
- Altura Geopotencial em 500 hPa;
- Linhas de corrente em 200 hPa;
- Altura Geopotencial em 200 hPa;
- Precipitação convectiva acumulada em superfície;
- Precipitação total acumulada em superfície;
- Fração de nuvens baixas, médias e altas;
- Seção latitudinal da velocidade vertical e da umidade específica;
- Seção latitudinal da velocidade vertical e da razão de mistura de água de nuvem;
- Seção latitudinal da velocidade vertical e da razão de mistura de água de chuva; e
- Seção latitudinal da temperatura.

A partir desta comparação visual entre os experimentos, foram tiradas as conclusões e aferidos os impactos da microfísica na simulação, os quais são discutidos detalhadamente no Capítulo 5.

#### 4. DESCRIÇÃO DO EVENTO

Esta seção apresenta uma descrição do evento chuvoso utilizado como material para a avaliação pretendida pelo trabalho. No dia 05 de março de 2013, uma tempestade de grandes proporções, acompanhado de fortes ventos e intensa atividade elétrica (Figura 4.1), atingiu uma parte do Estado do Rio de Janeiro causando diversos impactos na infraestrutura da região, chegando a provocar mortes.



**Figura 4.18 - Imagem de descargas elétricas registradas no local do evento, horário local. Nela, a escala indica o horário de ocorrência das descargas em relação ao espaço de tempo mostrado no canto superior esquerdo.**



**Figura 4.2. Estádio Maracanã alagado. Fonte: G1. <http://g1.globo.com/rio-de-janeiro/noticia/2013/03/prefeitura-pede-para-cariocas-ficarem-em-casa-devido-temporal-no-rio.html>.**

Segundo informações exibidas em diversos meios de comunicação da capital - tanto televisivos, como impressos, e também na internet (entre eles, a página da internet do sistema Globo - G1) - as rajadas de vento e os altos volumes de chuva acarretaram a inundação do Maracanã (à época, em reforma - Figura 4.2), o alagamento das estações do metrô Afonso Pena, Saens Peña e São Francisco Xavier (Figura 4.3), o fechamento

do aeroporto Santos Dumont, a queda de várias árvores e marquises sobre carros, muros e fiações elétricas etc. De acordo com a Defesa Civil do Estado, quatro pessoas morreram (dentre as quais, uma pela queda de um muro, uma por desabamento de árvores e duas eletrocutadas) e uma foi dada como desaparecida, além de registros de algumas pessoas feridas após outros transtornos causados pela tempestade.



**Figura 4.3. Estação de metrô de Saens Peña. Fonte: G1. <http://g1.globo.com/rio-de-janeiro/noticia/2013/03/prefeitura-pede-para-cariocas-ficarem-em-casa-devido-temporal-no-rio.html>.**

O Centro de Operações da Prefeitura do Rio de Janeiro, pelo sistema Alerta Rio, nas suas estações pluviométricas, registrou acumulados de 86,2 mm na Tijuca/Muda, 64,6 mm na Tijuca, 77,4 mm no Grande Méier. Já o seu sistema de sirenes acionou 24 delas de forma preventiva, fazendo com que algumas famílias deixassem suas casas. A estação meteorológica do Instituto Nacional de Meteorologia (INMET) em Copacabana registrou rajadas de 66,6 km/h e de 75,6 Km/h em Jacarepaguá.

Em Petrópolis, dentre outros casos, as estações fluviométricas do Instituto Estadual do Ambiente (INEA) registraram níveis que ultrapassaram 80% da cota do rio Quitandinha, o que o situou na classificação de estágio de alerta máximo.

#### **4.1. Análise Sinótica**

A fim de fazer uma caracterização das condições atmosféricas nas quais o evento se deu, foram utilizadas diversas fontes de dados. Com o objetivo de

caracterizar, do ponto de vista sinótico, o estado da atmosfera observado em alguns horários próximo ao evento, utilizou-se:

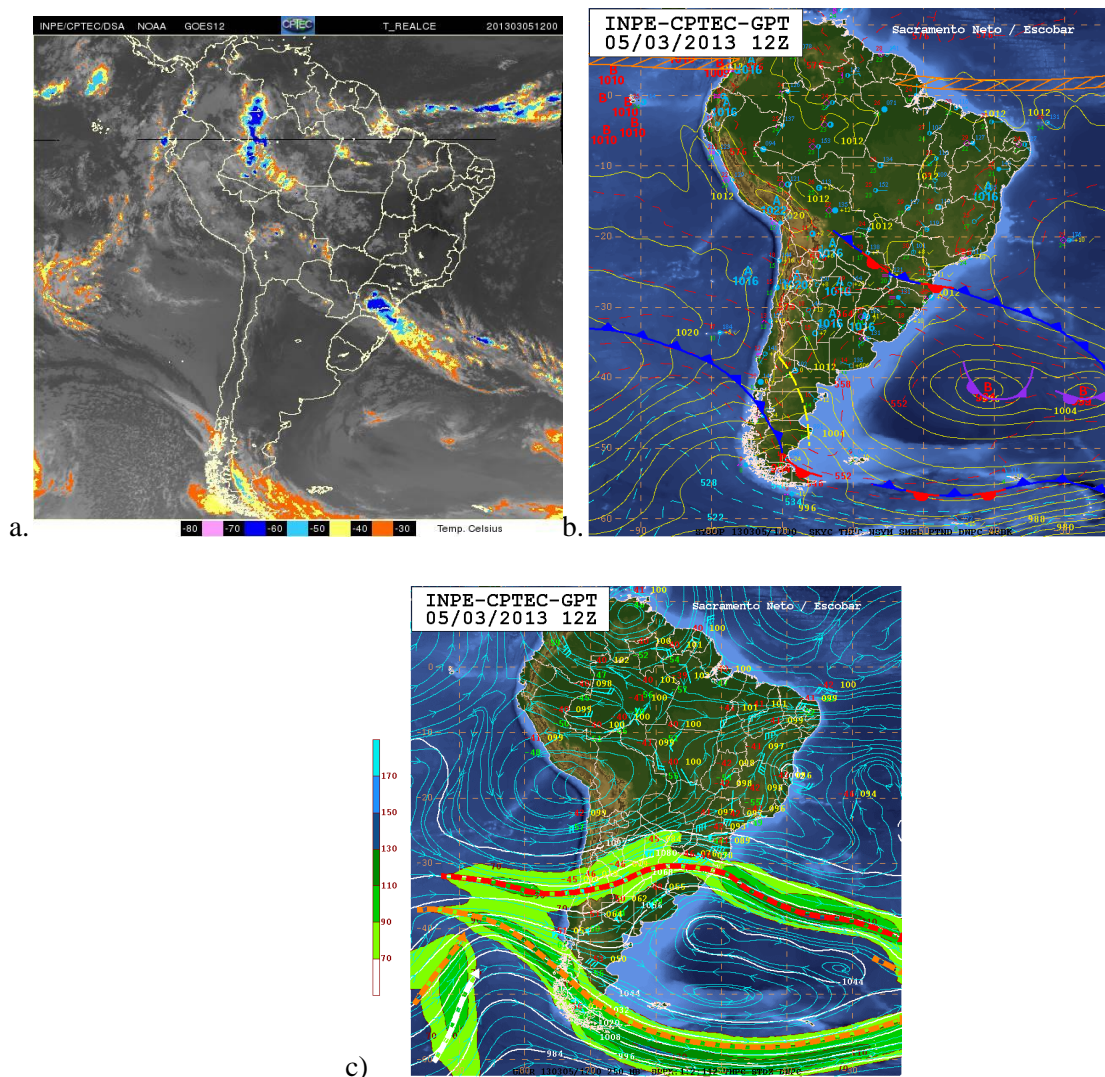
- Cartas de Superfície do CPTEC;
- Cartas de Altura Geopotencial em 850, 500 e 250 hPa e
- Imagens do satélite GOES-12.

A fim de realizar uma análise mais detalhada da estrutura do sistema, também foram utilizadas:

- Imagens do radar do Pico do Couto e do Sumaré;
- Dados de reanálise provenientes do NCEP: Climate Forecast System Reanalysis (CFSR) e
- Sondagens do Aeroporto Galeão.

Na análise da situação sinótica das 12Z do dia 05 de março, pode-se identificar através da imagem realçada do satélite GOES 12 (Figura 4.4.a), a presença de uma única e extensa faixa de nebulosidade predominante sobre a Região Sul do Brasil. A carta de superfície para o mesmo horário mostra que o CPTEC a classificou como uma frente fria estacionária que estava associada a um sistema de baixa pressão posicionado no oceano por volta de  $42^{\circ}\text{S}/27^{\circ}\text{W}$ , com núcleo de 999 hPa. Percebe-se também que havia outro centro de baixa em oclusão, a oeste deste sistema, com núcleo de 994 hPa. O anticiclone migratório pós-frontal associado à frente fria não apresenta núcleo bem definido, porém pode-se situá-lo no norte da Argentina com pressão de 1016 hPa, tendo sua atuação estendida até o Rio Grande do Sul.

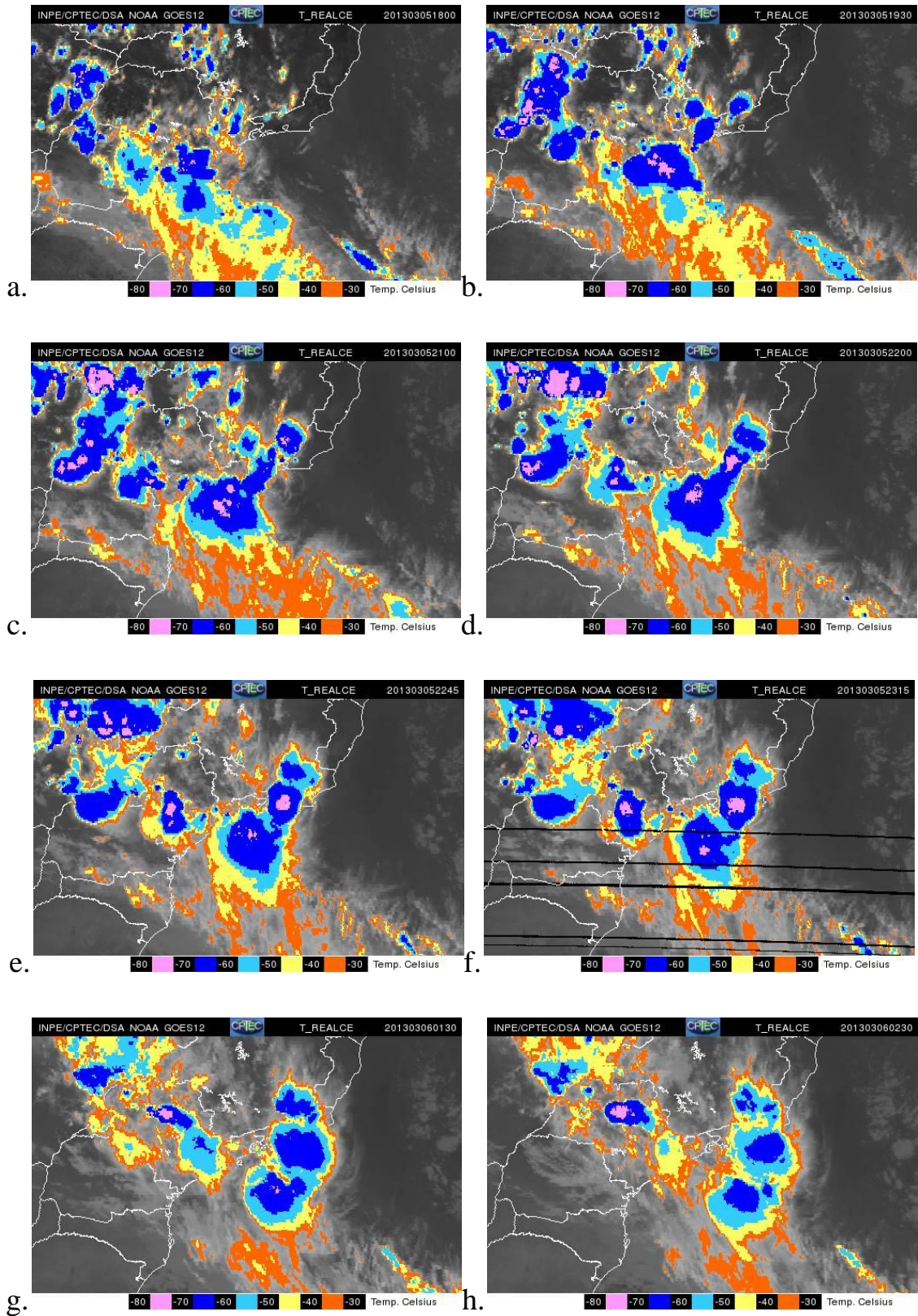
Analisando os altos níveis da troposfera através da carta de altitude do nível de 250 hPa do CPTEC do mesmo horário (Figura 4.4.c), é possível notar a presença de um cavado, ligado a um vórtice ciclônico, sobre o Uruguai e o sul do Brasil; ainda se observa outro vórtice sobre o sul da Bahia. No Rio de Janeiro, havia uma crista, possivelmente em resposta ao referido vórtice, que proporcionava condições de estabilidade atmosférica no Estado.



**Figura 4.4.** Imagens que caracterizam a situação sinótica o caso do horário das 12Z do dia 5 de março. a) Imagem de satélite realçada do canal infravermelho do GOES-12, b) carta sinótica de superfície e c) carta de altitude do nível de 250 ao do CPTEC.

O estudo da evolução deste quadro teve contribuição de imagens de satélite realçadas e das cartas de superfície e de altitude. As imagens mostram o surgimento de núcleos convectivos sobre a poção sul do Rio de Janeiro por volta das 18Z (Figura 4.5.a). No decorrer do período, o sistema, que se deslocava de noroeste em direção à capital, evolui até atingir seu estágio de máxima organização e intensidade aproximadamente às 2245Z; destaca-se a ocorrência de núcleos que chegam a apresentar topos com temperaturas inferiores a  $-80^{\circ}\text{C}$ .





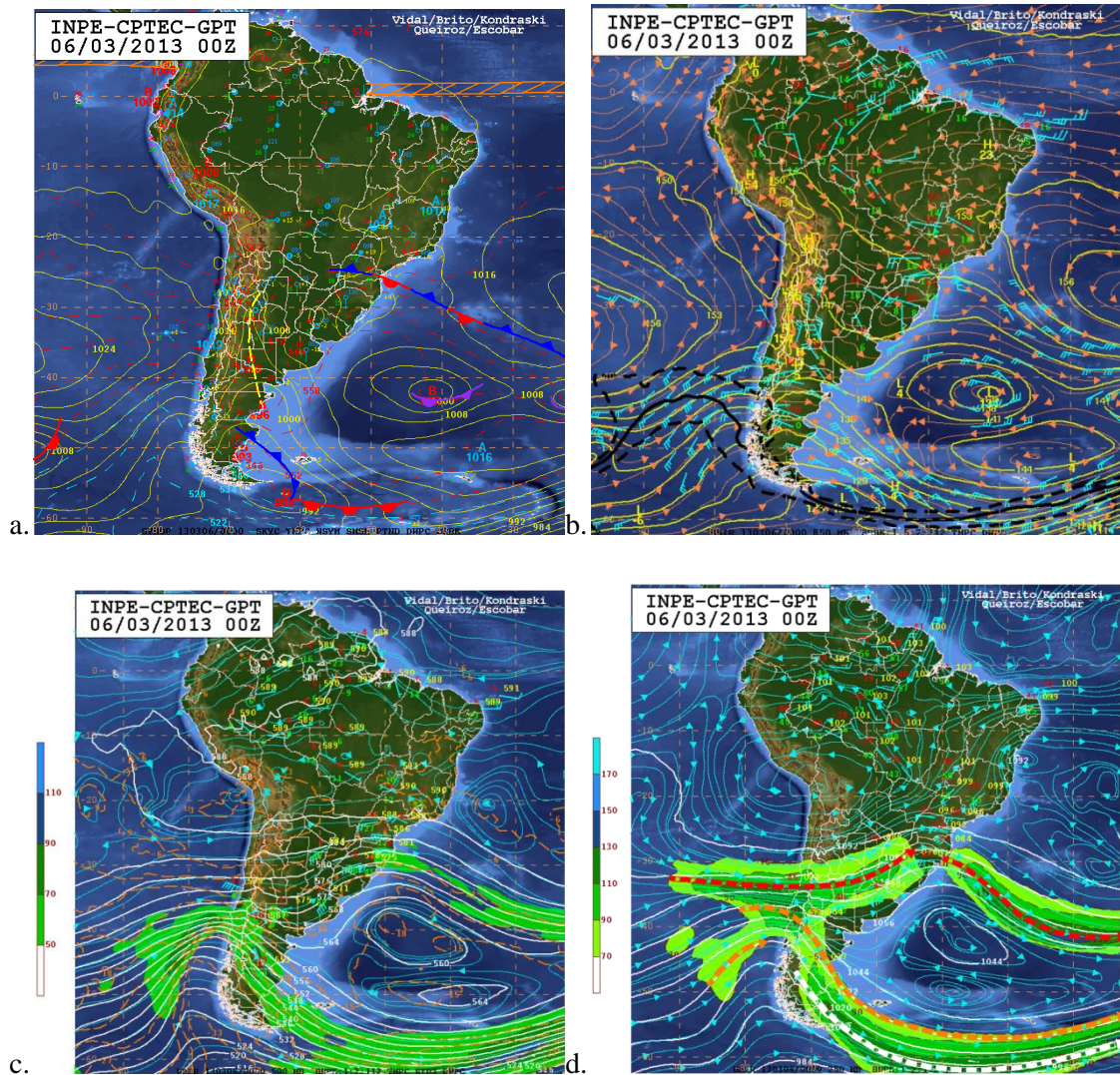
**Figura 4.5.** Imagens de satélite realçada do canal infravermelho do GOES-12 para o dia 05 de março das a) 18Z, b) 1930Z, c) 21Z, d) 22Z, e) 2245Z, f) 2315Z e do dia 06 de março das g) 0130Z e h) 0230Z. Fonte: CPTEC.

Também foram estudadas as cartas de análise de superfície (Figura 4.6.a) e de altura geopotencial em 850 (Figura 4.6.b), 500 (Figura 4.6.c) e 250 hPa do dia 06 às 00Z (Figura 4.6.d); este horário foi escolhido por ser o mais próximo dos maiores acumulados de precipitação do evento, que ocorreu por volta das 20HL (22Z, devido ao horário de verão). Nota-se que, em superfície, o sistema frontal estacionário permanecia sobre a Região Sul, se estendendo até ao já referido centro de baixa pressão, agora posicionado em 43°S/58°W, com núcleo 1001 hPa. No entanto, havia uma deformidade no campo de pressão sugerindo a presença de um cavado sobre o Estado do Rio de Janeiro. O anticiclone pós-frontal associado a este sistema enfraqueceu em relação à carta de 12Z do dia 05 e tem seu núcleo no norte do Uruguai, com 1012 hPa.

Na carta de altura geopotencial de 850 hPa, a circulação atmosférica indica uma confluência de ventos de quadrante norte sobre o Estado do Rio de Janeiro, trazendo ar quente e úmido das latitudes mais baixas para aquela área. Em médios níveis, localiza-se um vórtice ciclônico no oceano, por volta de 42°S/45°W, cujo cavado se estende até o Sul Fluminense, ficando evidente pela perturbação no campo de altura geopotencial. Este vórtice faz parte de uma configuração de dipolo e se encontra acima de um vórtice anticiclônico. Em altos níveis, percebe-se um cavado que se estende desde o oceano, passando pela Região Sul e chegando até o Sul Fluminense, delineando o posicionamento do Jato Subtropical (JS); possivelmente, tal cavado promoveu um suporte dinâmico de altos níveis para o sistema de baixa pressão que se encontrava sobre o oceano, tendo em vista que esse centro de baixa pressão se encontrava a leste do eixo do cavado de altos níveis (Holton, 2012; Doswell, 2001). Destaca-se que havia uma difluência significativa na área que compreende o sul de Minas Gerais e o Rio de Janeiro.

Tendo toda essa discussão em vista, é possível sugerir que havia mecanismos dinâmicos favoráveis à ocorrência de levantamento do ar próximo à área de estudo tanto em baixos, quanto em altos níveis. Além disso, a aproximação do sistema frontal sobre a Região Sul do país pode ter propiciado, minimamente, maior suporte de umidade para a região de ocorrência do evento, através do redirecionamento do ar quente e úmido em baixos níveis. Esta frente pode ainda ter tido outras contribuições, possivelmente imperceptíveis numa análise sinótica. Vale destacar que uma frente fria pode ser uma

forçante eficiente para levantamento de ar e, conseqüentemente, promover a formação de nuvens de tempestade (Hane, 1986).



**Figura 4.6. Análises do CPTEC para as 00Z do dia 06 de março de 2013: a) de superfície, b) de 850 hPa, c) de 500 hPa e d) de 250 hPa. Fonte: CPTEC.**

Os dados da CFSR foram utilizados para representar os campos de diversas variáveis meteorológicas necessárias para a caracterização sinótica do evento. Devido à sua resolução espacial de  $0,5^\circ$ , ela oferece maior detalhamento dos processos físicos, se comparada às demais reanálises disponíveis. Foram gerados campos de:

- Espessura da camada entre 500-1000 hPa;
- Altura Geopotencial em 1000, 850, 500 e 200 hPa;
- Corentes de Jato em 200 hPa;
- Linhas de Corrente em 1000, 850, 500 e 200 hPa;

- Pressão ao Nível Médio do Mar (PNMM) e
- Vento e Divergência do Fluxo de Umidade em 850 hPa.

Embora diversas imagens tenham sido geradas, escolheu-se alguns horários e campos específicos a fim de ressaltar somente os aspectos mais relevantes do evento; buscou-se utilizar os mesmos horários das cartas de análise do CPTEC e das imagens de satélite e radar, visando a comparação com estes dados.

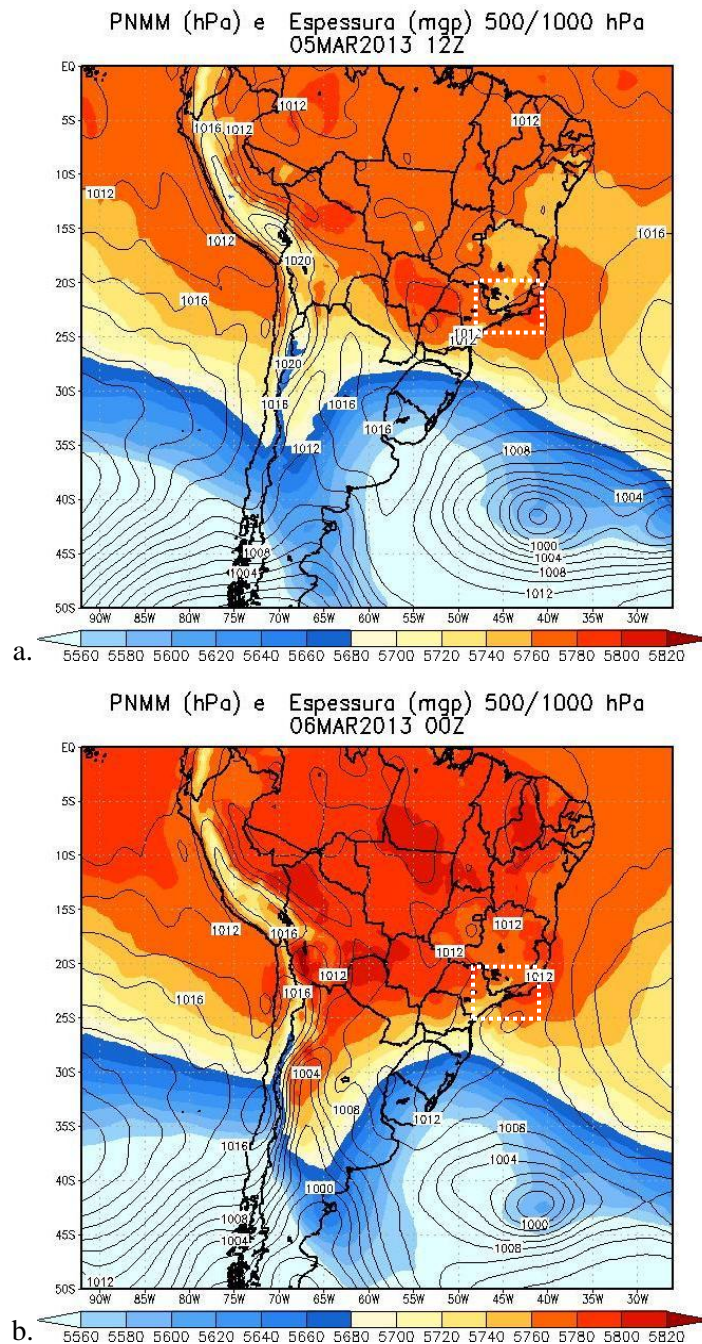
#### **4.2. Análise dos Baixos Níveis**

O estudo da situação sinótica em baixos níveis é de grande valia na caracterização do estado da atmosfera, porque detém uma grande porção de contribuição na formação de sistemas de precipitação. A presença de umidade nestes níveis é de crucial importância no processo de desenvolvimento de nuvens, porém sem a atuação de um mecanismo de levantamento do ar este desenvolvimento torna-se mais difícil, sendo necessário avaliar o efeito de diversas variáveis e/ou forçantes atmosféricas de forma combinada (Nascimento, 2005; Lima, 2005; Menezes, 1998).

O campo de espessura da camada entre 500 e 1000 hPa evidencia principalmente a temperatura da camada em questão, uma vez que quanto mais quente esta for, mais espessa ou “inflada” ela estará e vice-versa. Ao sobrepor o campo de pressão ao nível médio do mar ao de espessura, é possível constatar a ocorrência de advecção de temperatura, positiva na dianteira e negativa na retaguarda do sistema de baixa pressão, conforme descrito na literatura (Holton, 2012). Como se sabe, a advecção quente em baixos níveis se caracteriza como uma condição favorável à configuração de um ambiente propenso ao desenvolvimento de tempestades, uma vez que instabiliza termodinamicamente o ambiente (vide Capítulo 2).

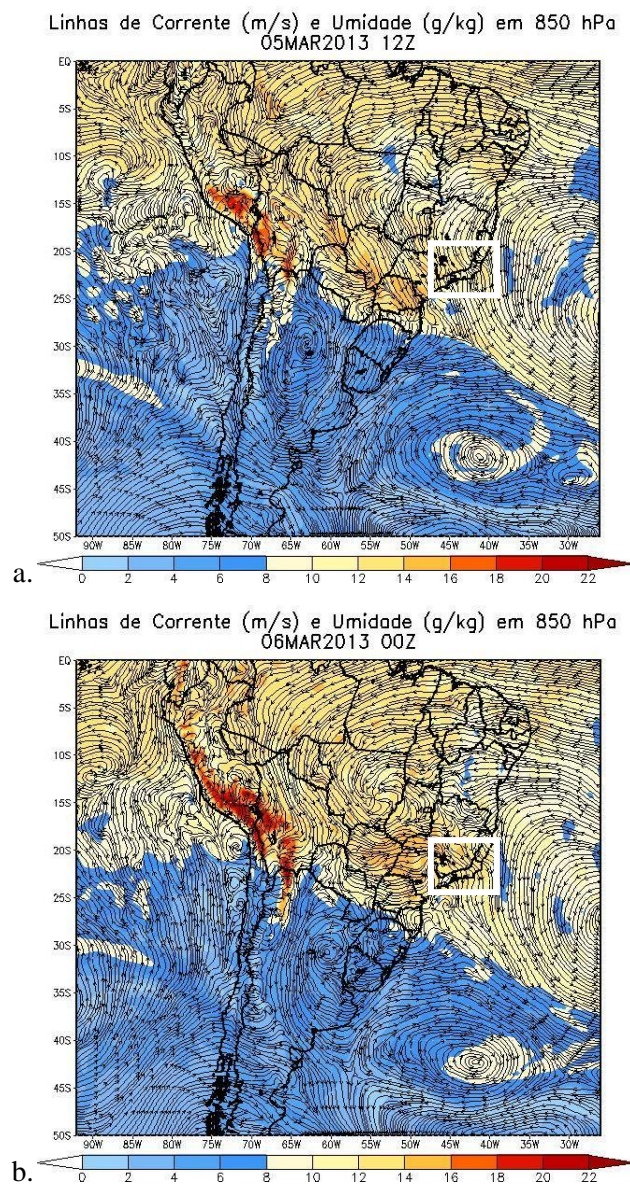
Nota-se a presença de um forte gradiente de espessura na Região Sul do país associado à frente fria mencionada e de uma camada mais quente sobre o Rio de Janeiro no campo do dia 05.03 às 10HBV (Figura 4.7.a). Havia também, um sistema de baixa pressão com núcleo de 1010 hPa sobre o noroeste do Paraná, que faz parte da porção continental da frente fria que se estende até o oceano. Ocorre inclusive, a formação de gradiente de pressão no Rio de Janeiro já neste horário. Às 22HBV (Figura 4.7.b), 00Z do dia 06.03, a baixa que estava sobre o continente se desloca para a costa dos estados de São Paulo e do Rio de Janeiro, intensificando o gradiente de pressão nesta área, bem

como formando um gradiente de temperatura, expressado pela diferença de espessura na divisa entre estes estados (retângulo branco tracejado), devido à advecção fria no leste Paulistano. Na Figura 4.8, apresenta-se o campo de linhas de corrente com umidade específica em 850 hPa, este nível foi escolhido a fim de evitar perturbações excessivas, geralmente observadas em níveis mais próximos à superfície devido aos efeitos turbulentos associados ao terreno e ao transporte de calor entre o solo e a superfície.



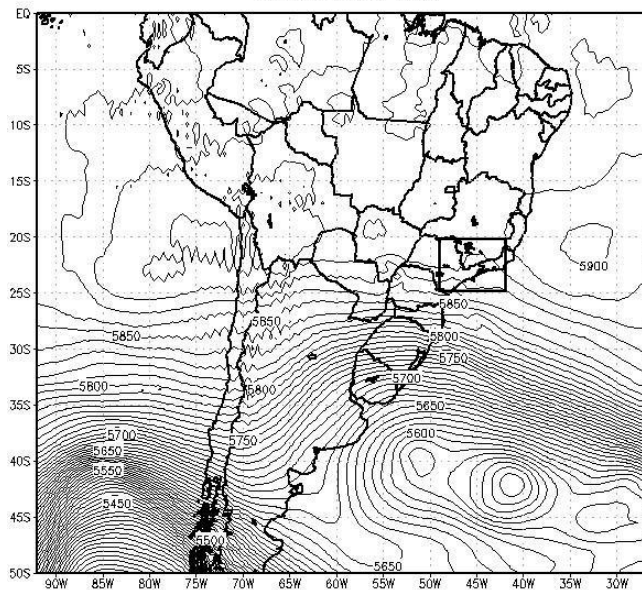
**Figura 4.19.** Campos da CFSR de pressão ao nível médio do mar e espessura da camada entre 500-1000 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP.

No horário das 10HBV (Figura 4.8.a), pode-se observar a presença de valores mais elevados de umidade sobre o continente. Em função do fluxo de noroeste associado ao sistema sinótico, esta umidade está sendo advectada para o Rio de Janeiro como um todo. Esta configuração evolui até que, em 22HBV (Figura 4.8.b), nota-se uma provável intensificação da advecção de umidade sobre o Rio de Janeiro e uma advecção de ar mais frio e seco no leste de São Paulo, propiciando também um gradiente não muito pronunciado de umidade. É possível verificar uma zona de convergência de ventos nesta localidade favorecendo o levantamento do ar, assim como foi observado pelas cartas do CPTEC (Figura 4.4.b e 4.6.b), que surgiu como reflexo da circulação da baixa pressão em superfície.



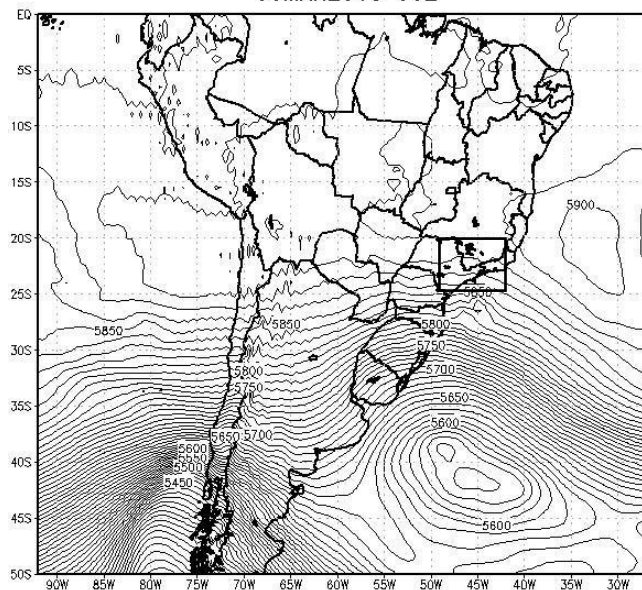
**Figura 4.8.** Campos da CFSR de linhas de corrente e umidade em 850 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP.

Altura Geopotencial(mgp) em 500 hPa  
05MAR2013 12Z



a.

Altura Geopotencial(mgp) em 500 hPa  
06MAR2013 00Z



b.

**Figura 4.9. Campos da CFSR de altura geopotencial em 500 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP.**

### 4.3. Análise de Médios Níveis

O estudo dos níveis intermediários faz-se importante numa análise sinótica, pois é onde se encontra o nível de não divergência ( $\approx 500$  hPa), ou máxima velocidade vertical, e frequentemente, a presença de cristas e cavados irá determinar a ascensão ou descendência do ar. Além disso, devido ao fato de se verifica padrões de escoamento que se assemelham àqueles encontrados na maior parte da literatura, é possível tirar

conclusões diretas através da simples avaliação das equações propostas, as quais não serão exploradas no presente trabalho por fugir ao escopo deste.

Optou-se pelo campo de altura geopotencial em 500 hPa (Figura 4.9). Pela própria definição de geopotencial, onde,  $\varphi$  é o geopotencial,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $z$  é a altura, temos:

$$\partial\varphi = g\partial z \quad (4.1)$$

Em ambientes aproximadamente hidrostáticos, as variações de altura geopotencial acompanham as de pressão. De acordo com a literatura (Holton, 2003), à leste de cavados nos campos de geopotencial, ocorrem condições favoráveis ao levantamento do ar; a afirmação é justificada, por exemplo, com a Equação do Ômega Modificada. Nela, a advecção de vorticidade negativa (no HS) pelo vento térmico implica um movimento ascendente na dianteira do cavado.

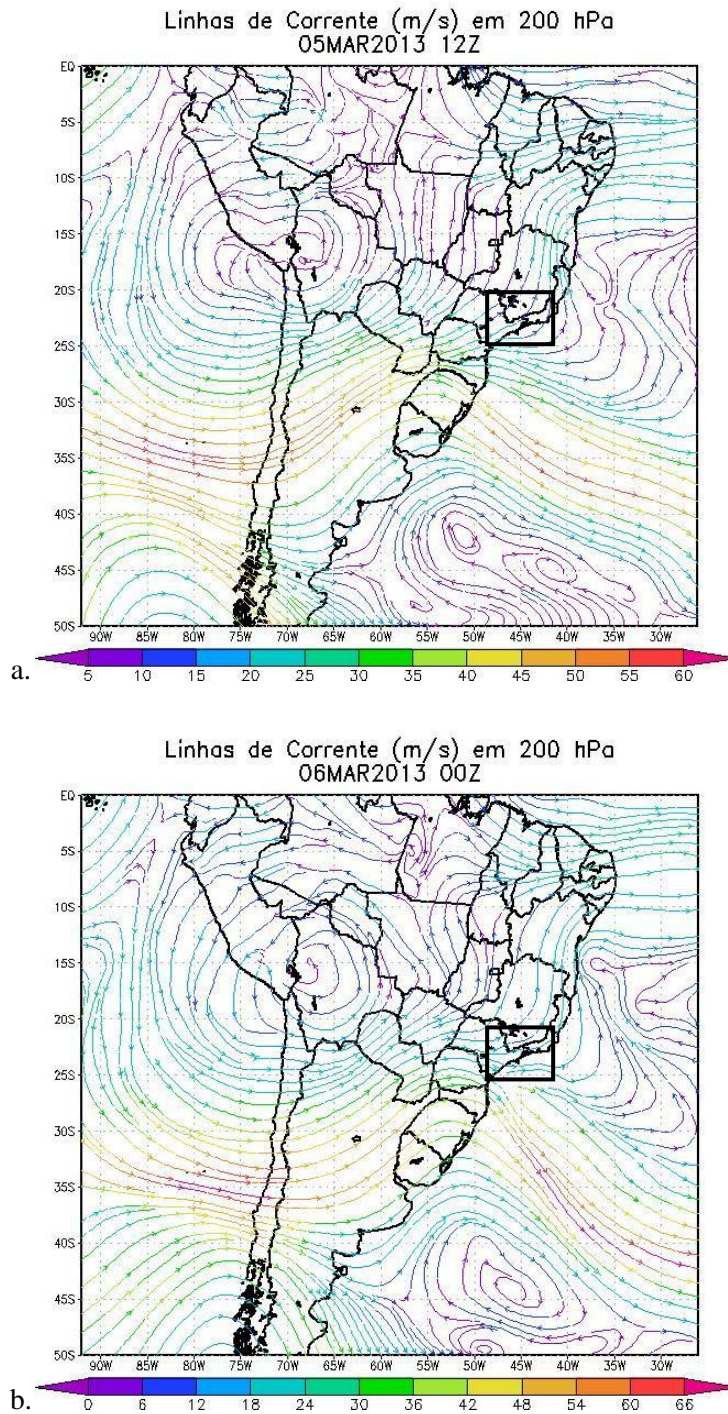
Neste sentido, a Figura 4.9.a mostra o posicionamento de um cavado em médios níveis que se no sul de São Paulo e outro na região do Grande Rio. Este cavado induz um levantamento do ar na região que, na presença de umidade, pode gerar convecção profunda. No horário das 22HBV (Figura 4.9.b), observa-se que ocorreu a sobreposição das duas perturbações sobre o Rio de Janeiro, intensificando a ascensão do ar nesta localidade.

#### **4.4. Análise dos Altos Níveis**

A análise dos altos níveis é importante, pois a configuração dos campos de geopotencial e de vento nestas altitudes também pode induzir um movimento ascendente do ar. Visando observar a Lei da Conservação de Massa, a divergência em altos níveis induzirá o movimento vertical ascendente em toda a coluna, gerando uma convergência em baixos níveis e propiciando condições favoráveis ao desenvolvimento de tempestades. Além disso, repete-se aqui o que se observa para os níveis médios, com relação ao movimento vertical a leste e a oeste de cristas e cavados.

Nas Figuras 4.10, observa-se que havia uma divergência sobre a região em destaque no horário das 10HBV que foi aumentando no decorrer do período e se encontrava mais intensa às 22HBV, mesmo porque houve um leve aumento do vento neste horário.





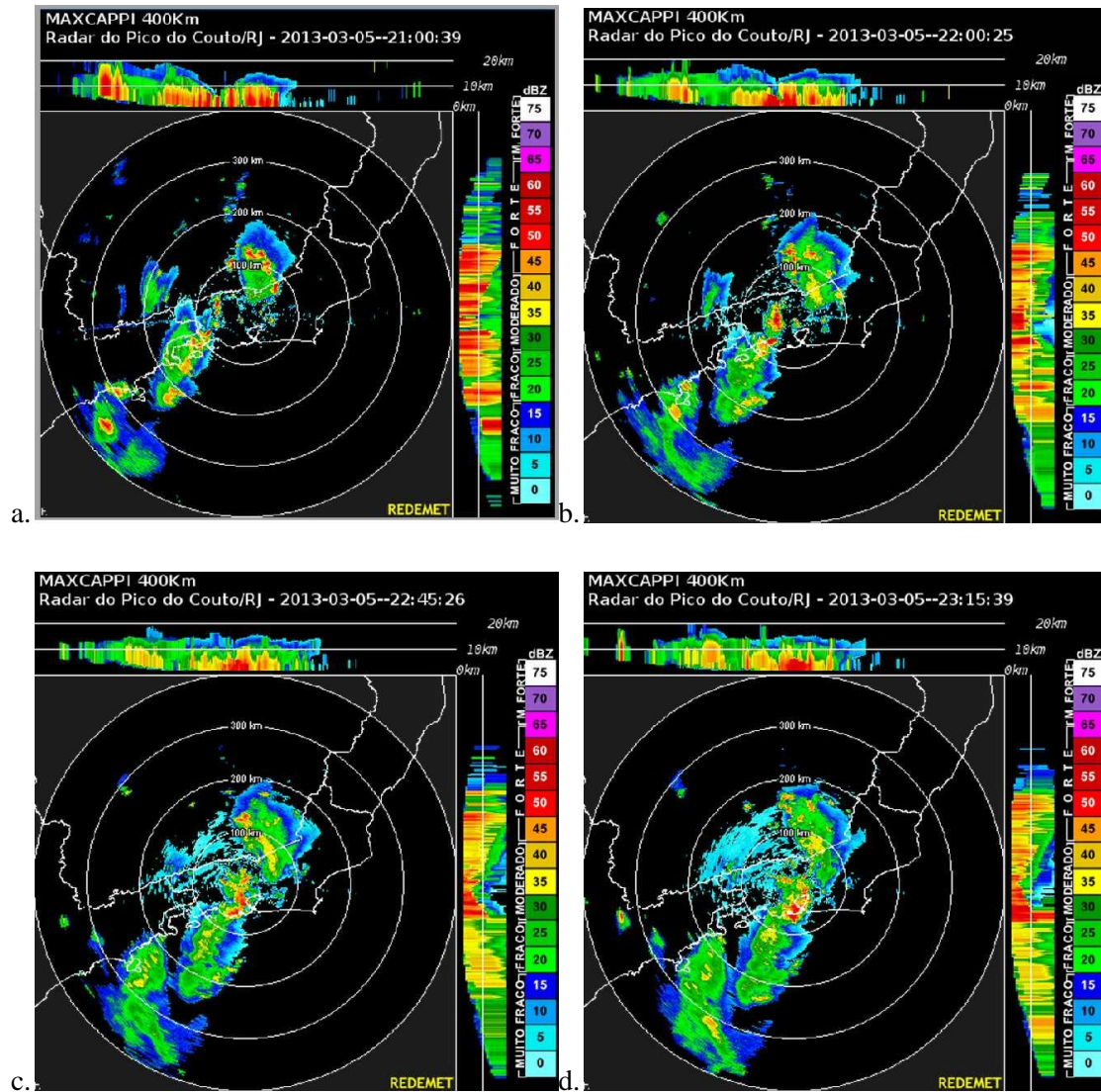
**Figura 4.10.** Campos da CFSR de linhas de corrente em 200 hPa a) das 12Z do dia 05 de março e b) das 00Z do dia 06 de março. Fonte: NCEP.

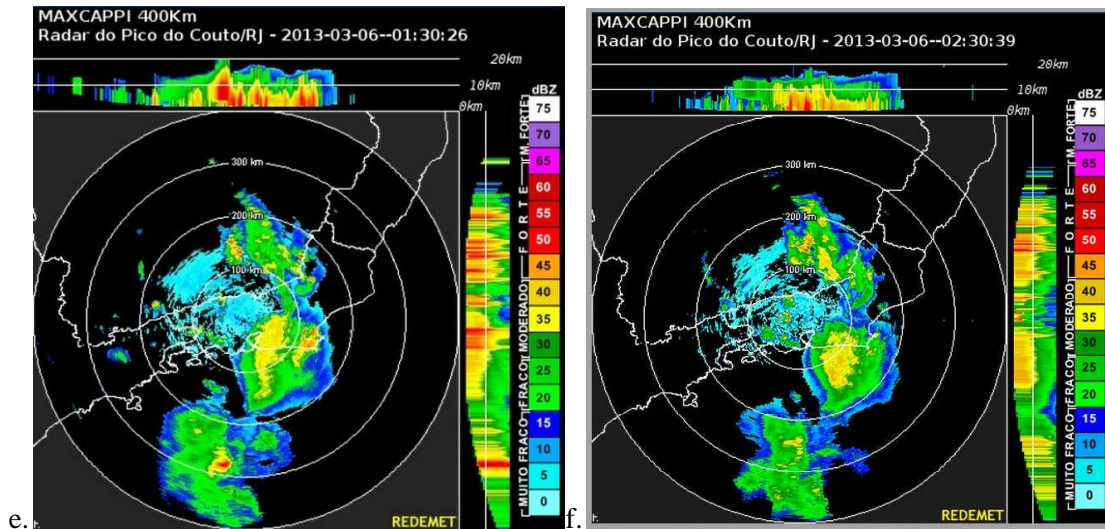
#### 4.5. Análise de “Mesoescala”

Como o escopo do trabalho é de estudar a influência da parametrização de *cumulus* e de microfísica, faz-se necessário incluir elementos de análise de escalas inferiores à sinótica. Neste sentido, as imagens de radar conseguem evidenciar mais detalhadamente certos aspectos estruturais do sistema convectivo. Foram utilizadas as

imagens do radar instalado no Pico do Couto, mantido pela Aeronáutica. Este radar foi instalado a uma altitude de 1745 m e classificado como um radar pulsado, Doppler, de banda S, que emite pulsos no comprimento de onda ( $\lambda$ ) de 10 cm.

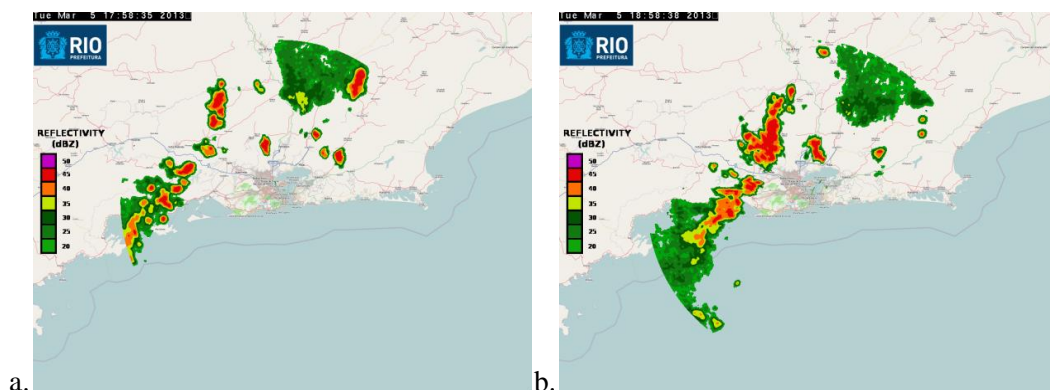
Utilizou-se as imagens MAXICAPPI deste instrumento, nas quais se mostra o valor mais alto de refletância de todas as varreduras do radar (i.e., CAPPI); na parte superior, apresenta-se um perfil das maiores refletâncias no sentido norte-sul; e na lateral esquerda da imagem também é apresentado um perfil das maiores refletâncias no sentido leste-oeste. Vale ressaltar que a refletância está intimamente ligada à presença de água ou de gelo na atmosfera, de modo que se pode associar o seu posicionamento a locais com ocorrência de nuvens ou de precipitação.



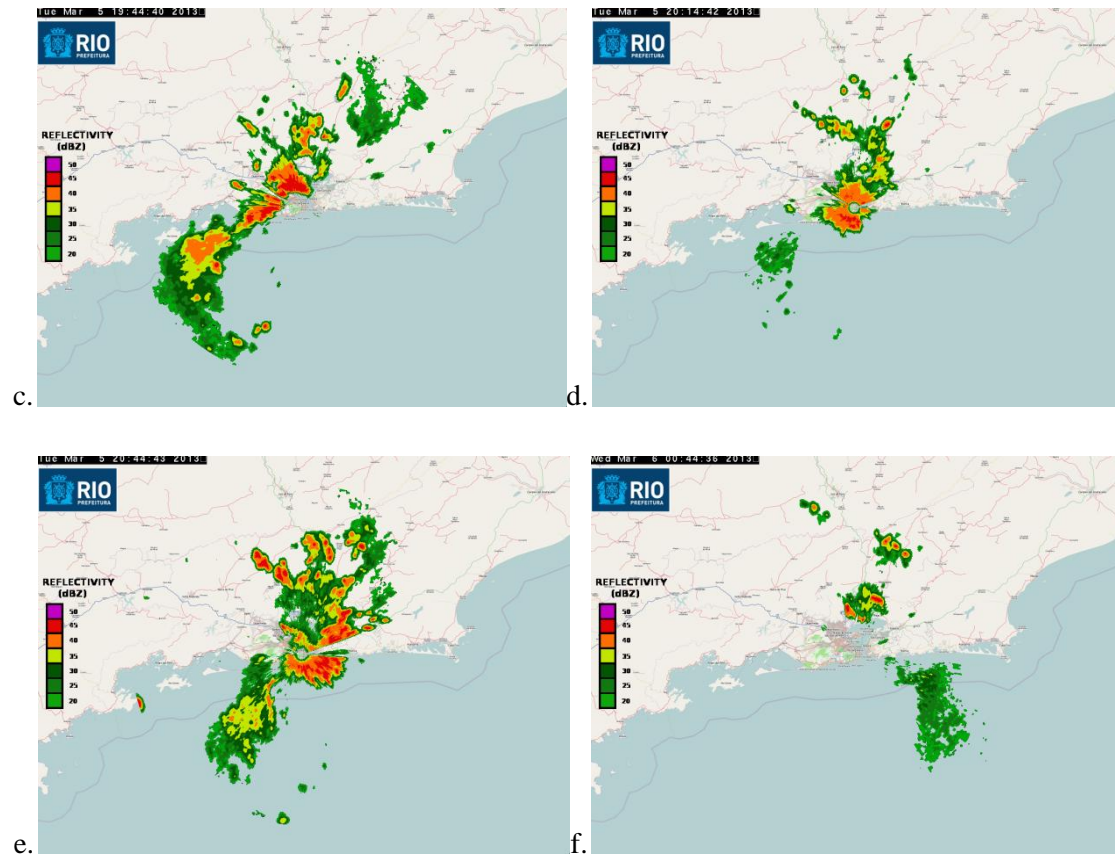


**Figura 4.11.** Imagens MAXICAPPI das a) 21Z, b) 22Z, c) 2245Z e d) 2315Z do dia 05 de março, e do dia 06 às e) 0130Z e às f) 0230Z do radar ( $\lambda=10$  cm) do Pico do Couto – RJ.  
**Fonte: REDEMET.**

Através do acompanhamento das imagens de radar - tanto o Pico do Couto (Figuras 4.11), quanto o Sumaré<sup>14</sup> (Figura 4.12) – observa-se uma banda forte e nítida de refletividade indicativa de precipitação, que se desloca de noroeste para sudeste. Tal sistema apresenta diversas células convectivas organizadas em linha na direção sudoeste-nordeste (melhor visualizado na Figura 4.11.d), facilmente identificadas através dos máximos de refletância/precipitação, que chegaram a atingir valores de aproximadamente 60 dBZ (Pico do Couto). Pelas informações de perfis verticais, também se pode inferir que os topos das células ultrapassaram 10 km de altitude, demonstrando o grau de intensidade da convecção. Percebe-se um grande núcleo de precipitação a norte da capital fluminense e, em seguida, o seu deslocamento para esta região, que foi atingida mais fortemente por volta das 1945HBV (2145Z). Em seguida, às 2015HBV (2215Z), ocorreu o deslocamento e a evolução deste núcleo que passou a atuar sobre praticamente toda a região metropolitana do estado.



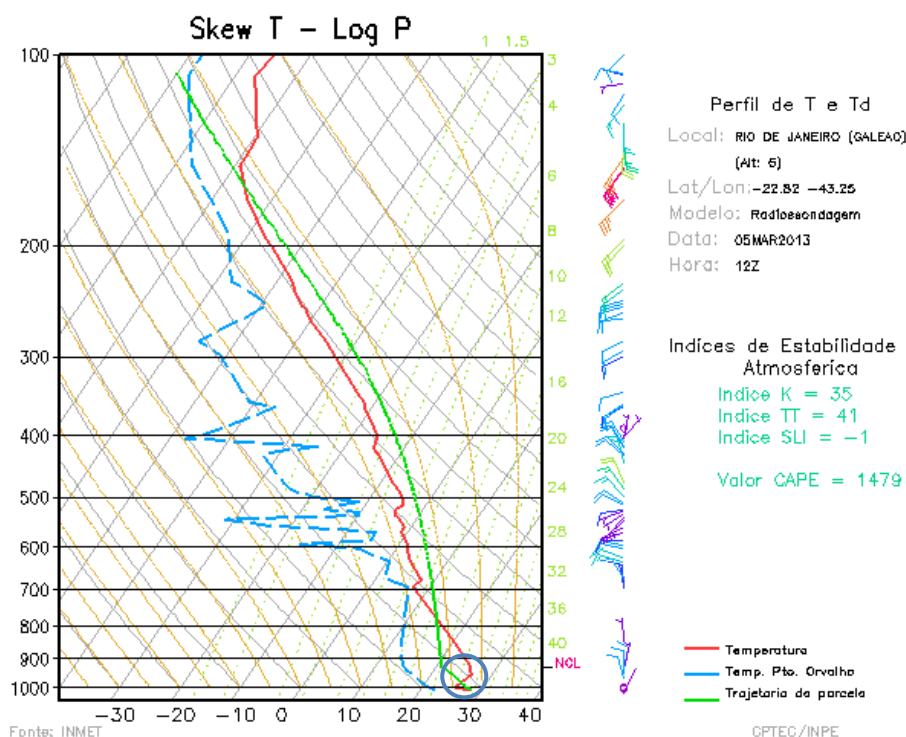
<sup>14</sup> Este radar ficou sem imagens durante o período de 2045HBV (2245Z) do dia 5 até às 0045HBV (0245Z) do dia 6 de março.



**Figura 4.12. Imagens CAPPI das a) 20Z, b) 21Z, c) 2145Z, d) 2215Z e e) 2245Z do dia 05 de março, e do dia 06 às f) 0245Z do radar ( $\lambda=10$  cm) do Pico do Couto – RJ. Fonte: REDEMET.**

A caracterização do perfil vertical da atmosfera através de radiossondagens é de suma importância para se analisar um sistema de forma adequada, sobretudo em se tratando de tempestades de convecção profunda de pequena escala. A estabilidade atmosférica pode ser verificada através do cálculo de diversos parâmetros termodinâmicos realizados a partir do diagrama Skew T – Log P.

Infelizmente, a frequência de observações não possibilita uma radiossondagem nos horários mais importantes para a ocorrência de tempestades severas, que coincide com o máximo de aquecimento do dia (entre 15h-17h). No entanto, pode-se perceber que os índices de instabilidade Total Totals (TT), Lifted Index (SLI), K e a Energia Potencial Convectiva Disponível (CAPE), já estavam apresentando valores considerados favoráveis à ocorrência de tempestades de acordo com a literatura (NASCIMENTO, 2005).



**Figura 4.13. Diagrama Skew-T Log-P do Aeroporto do Galeão – RJ – para o dia 05 de março às 12Z. Fonte: CPTEC/INPE.**

Ressalta-se também, a presença de um mecanismo inibidor de convecção, que é a inversão térmica na camada entre 1000-950 hPa aproximadamente (círculo azul). Apesar do nome, tais mecanismos podem contribuir consideravelmente na formação de tempestades severas. Isto porque, uma vez que inibem a convecção nesta hora da manhã (10HBV), pode haver um acúmulo de CAPE e, caso ocorra um aquecimento, ou qualquer outra forma de consumo de CINE, a parcela pode atingir o nível de convecção espontânea (NCE) e disparar a convecção.

O perfil aponta para uma camada mais úmida desde a superfície até 600 hPa e outra mais seca nos níveis acima. De acordo com a literatura (Weisman e Klemp, 1986), ambientes com ressecamento em níveis médios favorecem o redesenvolvimento de tempestades severas, sobretudo na forma de linhas de instabilidade.

Pode-se resumir as principais características do caso visando a classificação do fenômeno dentro de uma escala meteorológica de espaço e tempo, descrita sucintamente no Capítulo 2. Através das imagens de satélite (Figuras 4.5) e dos radares do Pico do Couto (Figuras 4.11) e do Sumaré (Figuras 4.12), verifica-se um deslocamento da tempestade, a qual possuía dois núcleos bem definidos sobre o Estado do Rio de Janeiro. A partir de um dado instantâneo (Figuras 4.11.b e 4.11.c), os dois núcleos vão se

aproximando até desaparecerem, dando origem a um único núcleo, justamente no momento em que passavam pela região metropolitana da cidade do Rio de Janeiro (Figura 4.11.d).

Isto descarta a possibilidade de nomeá-lo como “tempestade de célula individual”, sobrando-lhe apenas a classificação de “tempestade multicelular”. Ressalta-se que, neste trabalho, a análise se deteve à porção central do sistema, a qual se encontrava sobre o Rio de Janeiro. Tal comportamento ainda pode evidenciar que os núcleos principais de ambas as tempestades estavam efetivamente indo ao encontro um do outro, ou que as frentes de rajada geradas pelas correntes descendentes das duas tempestades, que poderiam estar seguindo uma trajetória em direções paralelas entre si, interagiram causando uma convergência que gerou outra célula convectiva posicionada no meio das duas.

A extensão horizontal dos fenômenos de mesoescala está compreendida entre 2 e 2000 km, enquanto a duração temporal varia de algumas horas até alguns dias. Como o principal objetivo do presente trabalho é o de se analisar a estrutura microfísica das nuvens a fim de compreender o impacto desta na precipitação, os eventos de mesoescala estudados serão, naturalmente, aqueles diretamente ligados a tempestades severas. Em se tratando do caso analisado correntemente, observou-se que, na sua região mais ativa (do litoral do RJ até o Sul de MG), o mesmo apresentou uma extensão horizontal e duração respectivas de, aproximadamente, 270 km e 10 horas, considerando-se desde a formação das correntes ascendentes no sul de Minas Gerais até a sua dissipação na costa do Rio de Janeiro. Tudo isto o enquadra na escala Meso- $\beta$ .

No entanto, dentro das definições de tempestades multicelulares, existem outras possíveis classificações, tais como linhas de instabilidades (LIs) ou complexos convectivos de mesoescala (CCMs). Diferentemente da análise de tempestades severas anterior, será assumido o conhecimento prévio dos diversos tipos de tempestades multicelulares para se definir a classificação do caso atualmente estudado<sup>15</sup>.

Aplicando os conceitos que serão expostos de maneira ostensiva no Capítulo 2 ao caso em análise e tendo em vista a descrição do evento apresentada, pode-se afirmar que

---

<sup>15</sup> Para maiores informações sobre as diferentes classificações, sobretudo no que diz respeito à linhas de instabilidade, cumpre-se consultar o capítulo XVI do livro “*Mesoscale Meteorology and Forecasting*”, Peter S. Ray (1986).

existe uma boa possibilidade das frentes de rajadas de cada um dos dois núcleos em paralelo terem se encontrado e, a partir desta convergência, gerado uma terceira célula convectiva mais profunda e com maior extensão horizontal posicionada entre as duas células antecessoras. Portanto, é razoável também considerar o caso em estudo como um evento de linha de instabilidade de latitudes médias.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados os processos relativos à validação do experimento controle (microfísica ativada) e a comparação entre os experimentos com a microfísica ativada e com a microfísica desativada, conforme descrito na metodologia.

Inicialmente, o procedimento de validação do experimento é feito através da comparação entre os campos das variáveis atmosféricas fundamentais (pressão, temperatura, vento e umidade) gerados pelo experimento controle e os campos da Reanálise do Sistema de Previsão Climática do NCEP (*Climate Forecast System Reanalysis - CFSR*).

Num segundo momento, comparam-se outros campos do experimento controle com imagens de satélite e de radar meteorológico. Tais comparações são feitas visando verificar até que ponto o experimento com o WRF conseguiu reproduzir (ou simular) satisfatoriamente as variáveis em questão.

Em seguida, é feita uma comparação entre os experimentos. São comparados os campos de cada experimento isoladamente, além de serem apresentados campos de diferença entre os experimentos ( $f_1 - f_0$ ). Ao longo das comparações são feitas observações acerca dos possíveis fatores relacionados aos impactos físicos observados.

### 5.1. Validação do Experimento Controle com a Reanálise (CFSR)

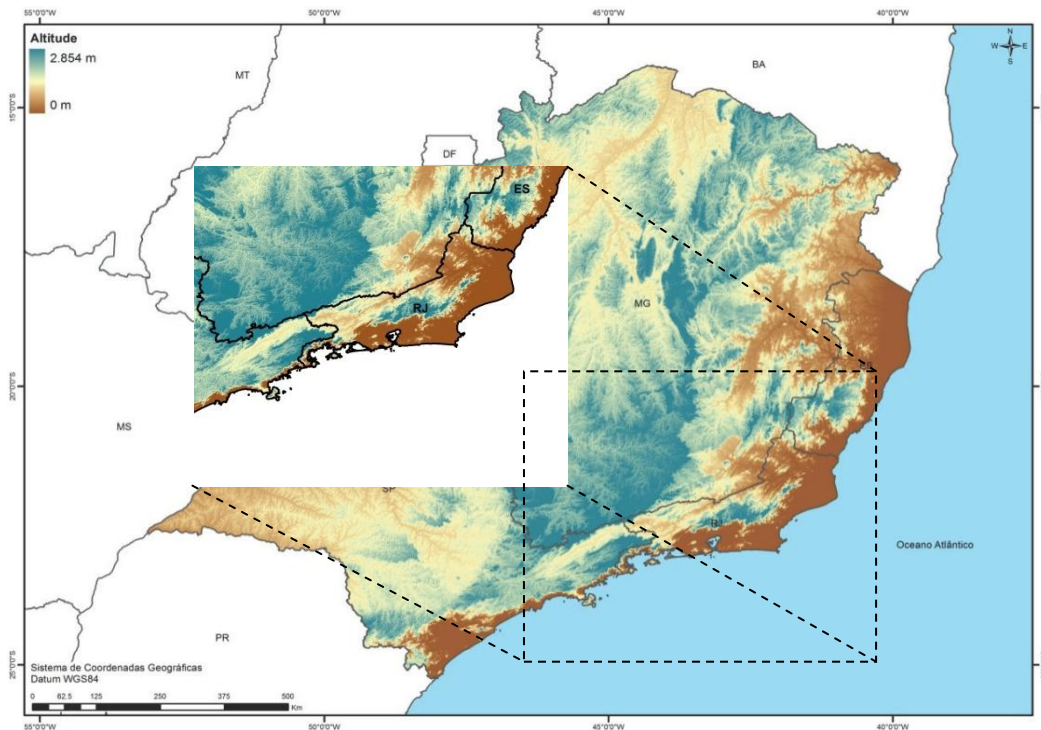
Para o procedimento de validação do experimento controle é feita uma comparação entre o experimento controle e os dados observacionais. Num primeiro momento, compara-se o experimento controle com a CFSR; para tanto, optou-se por utilizar os campos de: pressão ao nível médio do mar e temperatura em 1000 hPa, umidade e linhas de corrente em 950 hPa, linhas de corrente em 850 hPa, vento e divergência do fluxo de umidade em 950 hPa, linhas de corrente em 500 hPa e linhas de corrente em 200hPa.

Buscou-se utilizar estas variáveis, por se tratarem de campos básicos, cujo comportamento geral, em teoria, espera-se minimamente que o modelo consiga representar de forma coerente. Para esta comparação, utilizou-se dos campos da grade de menor resolução e maior domínio da simulação, a qual é apresentada em branco na Figura 4.1.



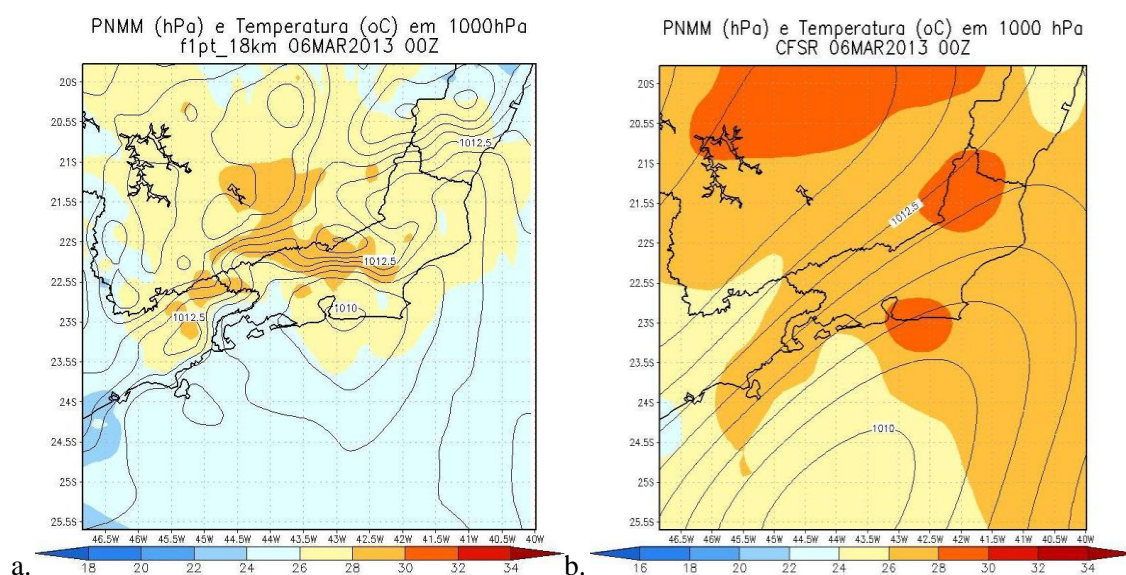


**Figura 5.1. Domínios utilizados para os experimentos: em branco, o domínio da primeira grade dos experimentos com o WRF, a qual foi utilizada para a validação deste frente a CFSR; o retângulo azul representa o domínio da grade final (mais fina, 2km); as linhas azuis estão associadas às Figuras das sessões latitudinais (22,7°S) e longitudinais (43,3°W) do experimento; as linhas vermelhas estão associadas às Figuras das sessões latitudinais (22,5°S) e longitudinais (43,5°W) da CFSR. Fonte: Google Earth.**



**Figura 5.2. Modelo digital de elevação (MDE) da Região Sudeste do Brasil gerado a partir de dados de radar SRTM (Shuttle Radar Topography Mission). Fonte: PEZZOPANE, 2012.**

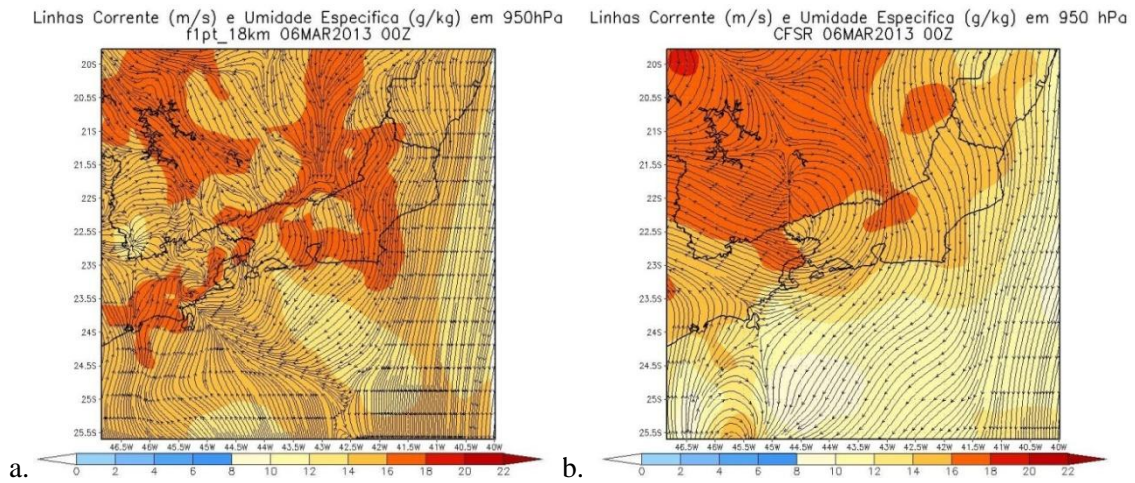
Na Figura 5.3, são apresentados os campos de PNMM e de temperatura em 1000 hPa, simulados pelo WRF (Figura 5.3.a) e obtidos pelas reanálises (Figura 5.3.b), para 24h de simulação (horário de 00Z do dia 06.03). A simulação destacou mais os efeitos do relevo regional, o que fez com que ela produzisse áreas de mais baixas temperaturas, e conseqüentemente pressão mais alta, no sul de Minas Gerais e mais altas na Região Serrana Fluminense. Isto também fez com que se aumentasse o gradiente de pressão, o qual chegou a 3,0 hPa às 00Z do dia 06 (Figura 5.3) próximo a Serra em relação à CFSR ( $\cong 1 \text{ hPa}$ ). Este efeito pode ser explicado pelo maior nível de detalhamento dos dados de superfície do modelo ( $geog \cong 18,5 \text{ km}$ ). Observa-se também uma área de baixa pressão simulada pelo modelo, no litoral do Rio de Janeiro, centrada quase sobre a Baía de Guanabara, que nos dados da CSFR aparece apenas como um cavado; o experimento, portanto, parece ter deslocado o centro de baixa pressão para mais próximo do continente. Em suma, pode-se considerar que o experimento representou relativamente bem as principais características observadas nesses campos, porém com um maior grau de detalhamento, provavelmente devido à sua maior resolução.



**Figura 5.3. Campos das 00Z de pressão ao nível médio do mar (PNMM) e temperatura em 1000 hPa (a) da (a) primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR.**

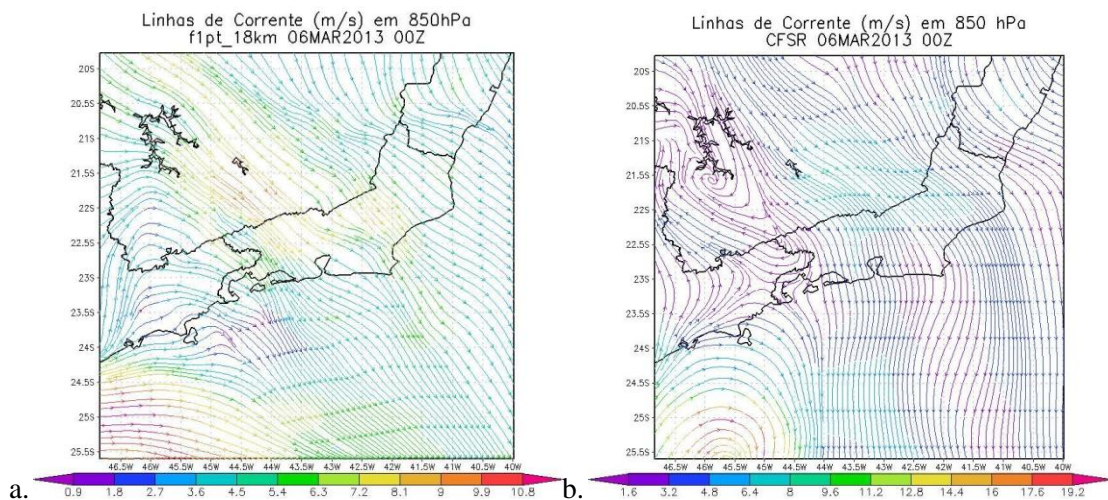
Também foram analisados os campos de umidade e linhas de corrente em 950 hPa. Verificou-se que, no horário de 00Z, o experimento parece redistribuir a umidade presente nas proximidades da Região Sul de Minas Gerais entre o Norte Fluminense e o oceano, como se observa na Figura 5.4. Além disso, observa-se que os valores de umidade estão mais elevados no Sul Mineiro e que o escoamento de noroeste parece ser

o responsável por acumular a umidade proveniente desta área no Rio de Janeiro, com valores chegando a 16-18 g/kg, os quais são similares aos da CFSR (Figura 5.4.b).

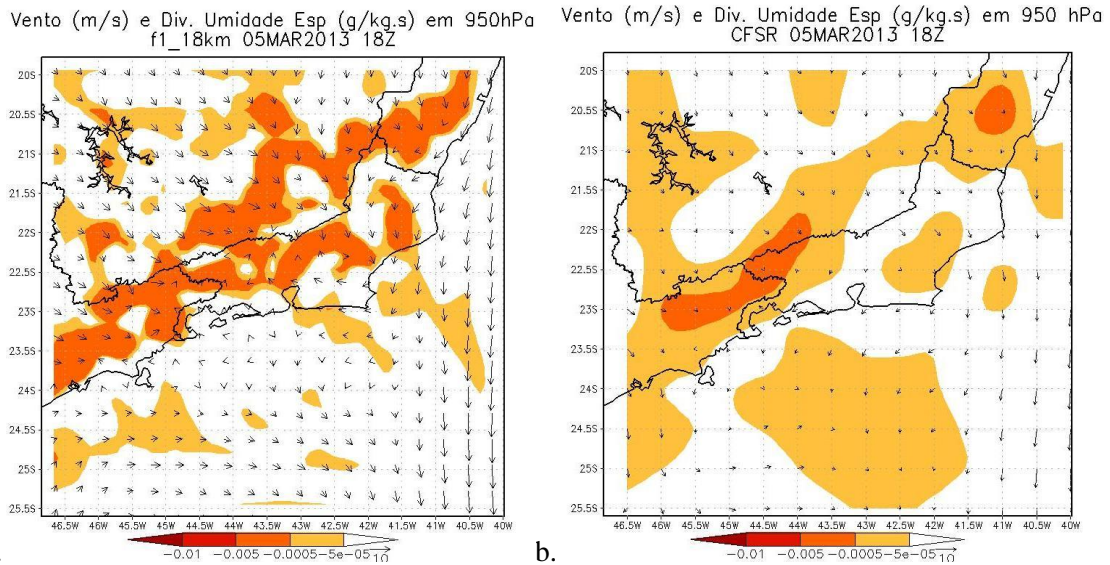


**Figura 5.4. Campos das 00Z de linhas de corrente e umidade em 950 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR.**

Dando seguimento à análise dos baixos níveis, escolheu-se o nível de 850 hPa por se esperar que seja um campo menos perturbado pelas influências da superfície, que podem causar perturbações significativas. Foi verificado que o padrão de escoamento predominantemente de noroeste, observado na reanálise, foi bem capturado pelo experimento, como visto na Figura 5.5. No horário das 00Z, o experimento posiciona um único cavado que vem desde o oceano e se intensifica ao adentrar o continente, atingindo o sul de Minas Gerais; já a CFSR mostra dois núcleos de circulação ciclônica distintos, sendo um no continente e outro no oceano (mais intenso). Observa-se, de modo geral, que o escoamento foi simulado satisfatoriamente pelo modelo, com exceção da subestimação dos núcleos ciclônicos da CFSR do horário das 00Z.

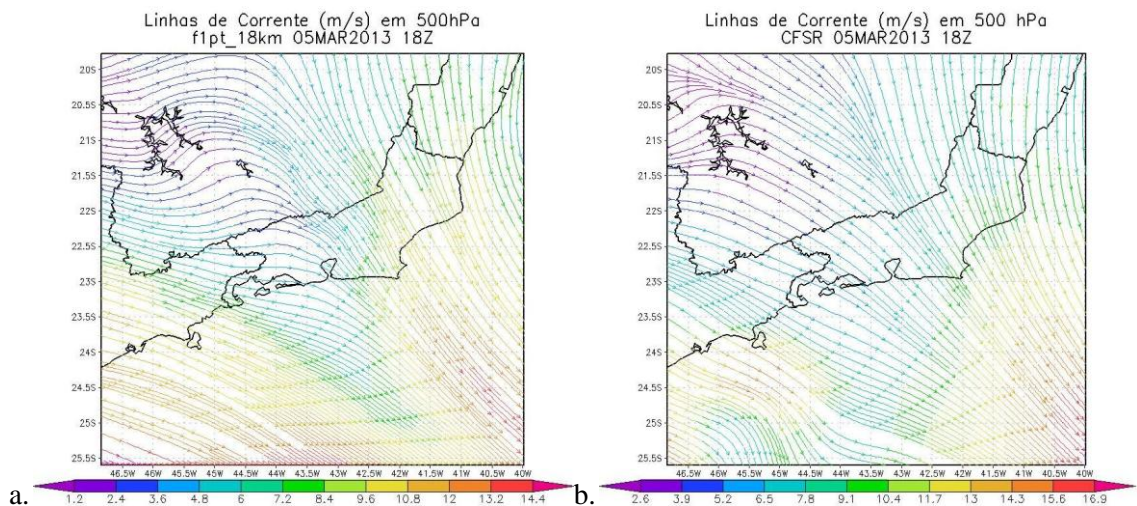


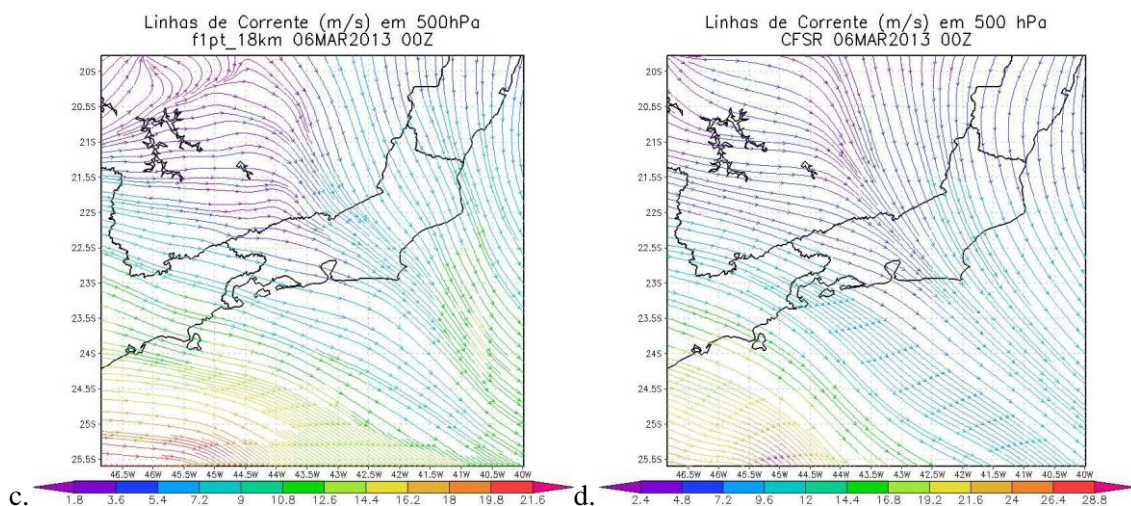
**Figura 5.5. Campos das 00Z de linhas de corrente em 850 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR.**



a. **Figura 5.6. Campos das 18Z de vento e divergência do fluxo de umidade em 950 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR.**

Ainda em baixos níveis, optou-se por mostrar o campo de divergência do fluxo de umidade (950 hPa) por se tratar de um campo que evidencia possíveis mecanismos de levantamento do ar, que foram ressaltados como indispensáveis à convecção profunda no Capítulo 4. Como se vê na Figura 5.6, o modelo apresentou valores mais intensos de convergência do que a CFSR, denunciando uma situação possivelmente mais propensa ao desenvolvimento de tempestades. Acredita-se que este comportamento do modelo é uma consequência do aumento da resolução em relação à reanálise, o que promove uma melhoria na resolução dos campos de vento e de divergência em menor escala.

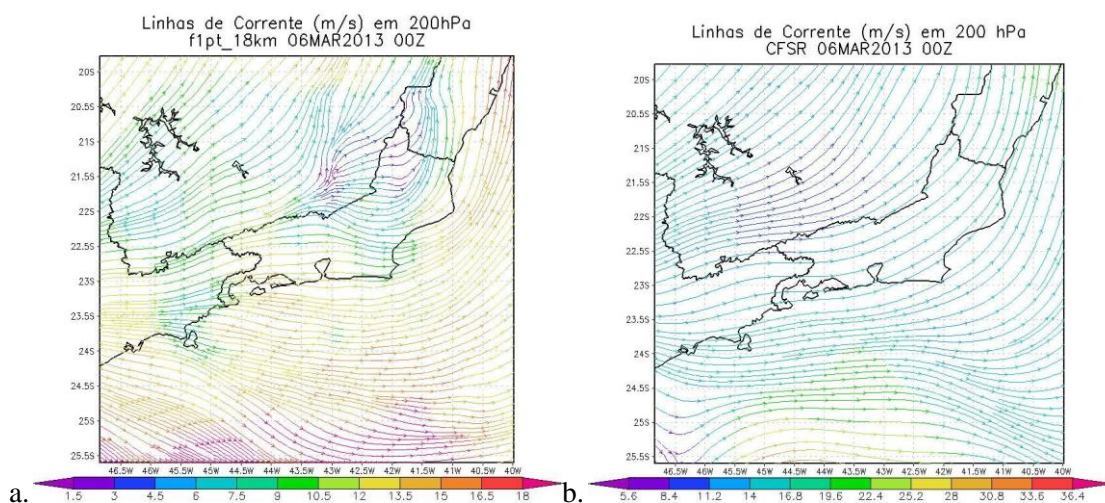




**Figura 5.7. Campos das 18Z de linhas de corrente em 500 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR; e campos das 00Z (c) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (d) da CFSR.**

Em níveis médios, a comparação dos campos de linhas de corrente em 500 hPa evidencia que o modelo representou de maneira satisfatória o escoamento. Verifica-se que, entre os horários de 18Z do dia 05 (Figura 5.7.a) e 00Z do dia 06 (Figura 5.7.c), o experimento descreve corretamente a evolução e o enfraquecimento do cavado sobre o sul de Minas Gerais.

Em altos níveis, a correspondência entre o modelo e a reanálise também foi considerada satisfatória apesar de uma leve diferença entre eles no sul da grade, como se vê nas Figuras 5.8. Além disso, nota-se uma difluência sobre o Estado do Rio de Janeiro, a mesma observada nos campos do CPTEC (Figura 5.8.b) apresentados na análise do caso, Capítulo 4. No experimento, tal fenômeno se apresenta mais marcado do que na CFSR.



**Figura 5.8. Campos das 00Z de linhas de corrente em 200 hPa (a) da primeira grade (f1\_18km) do experimento controle e (b) da CFSR.**

Apesar de algumas diferenças em virtude do aumento da resolução horizontal, a qual impacta entre outros fatores o relevo, os campos básicos do experimento não parecem conter nenhum resultado sensivelmente espúrio quando comparados com os dados da reanálise e podem ser considerados válidos para as análises do presente trabalho de maneira geral.

## **5.2. Comparação do Experimento Controle com Dados Observacionais**

A comparação dos campos do experimento controle com os dados observacionais deu-se através dos campos de precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em superfície, fração de cobertura de nuvens altas e médias e refletividade.

Tal análise visou verificar se o modelo conseguiu reproduzir grandezas associadas à presença de nuvens e de sistemas convectivos, de forma coerente com o que foi observado na data do evento.

Na comparação da fração de nuvens altas, no horário das 15Z, o modelo posiciona uma fraca linha de nebulosidade (Figura 5.9.e) em local próximo a uma linha fraca de nebulosidade observada na imagem de satélite (Figura 5.9.g).

Próximo do horário em que o sistema atinge seu mais alto grau de desenvolvimento (22Z), o resultado do modelo apresenta algumas perturbações oscilatória (as quais estão associadas, possivelmente, a regiões de forte movimento ascendente mostradas nas Figuras 5.28) em forma de linhas na porção oeste da Figura 5.9.f, de onde surge o sistema de precipitação.

Apesar dos campos de nebulosidade baixa e média (Figuras 5.9.a – 5.9.d) apresentarem uma superestimativa de nebulosidade com relação às observações de satélite, bem como sinais de nebulosidade intensa em várias regiões do domínio onde não se registrou nenhuma, as regiões de fração mais significativa parecem ter um deslocamento de noroeste para sudeste, que corresponde ao deslocamento observado da tempestade.

Analogamente às nuvens altas, este campo também apresenta um campo mais perturbado próximo ao horário do evento.

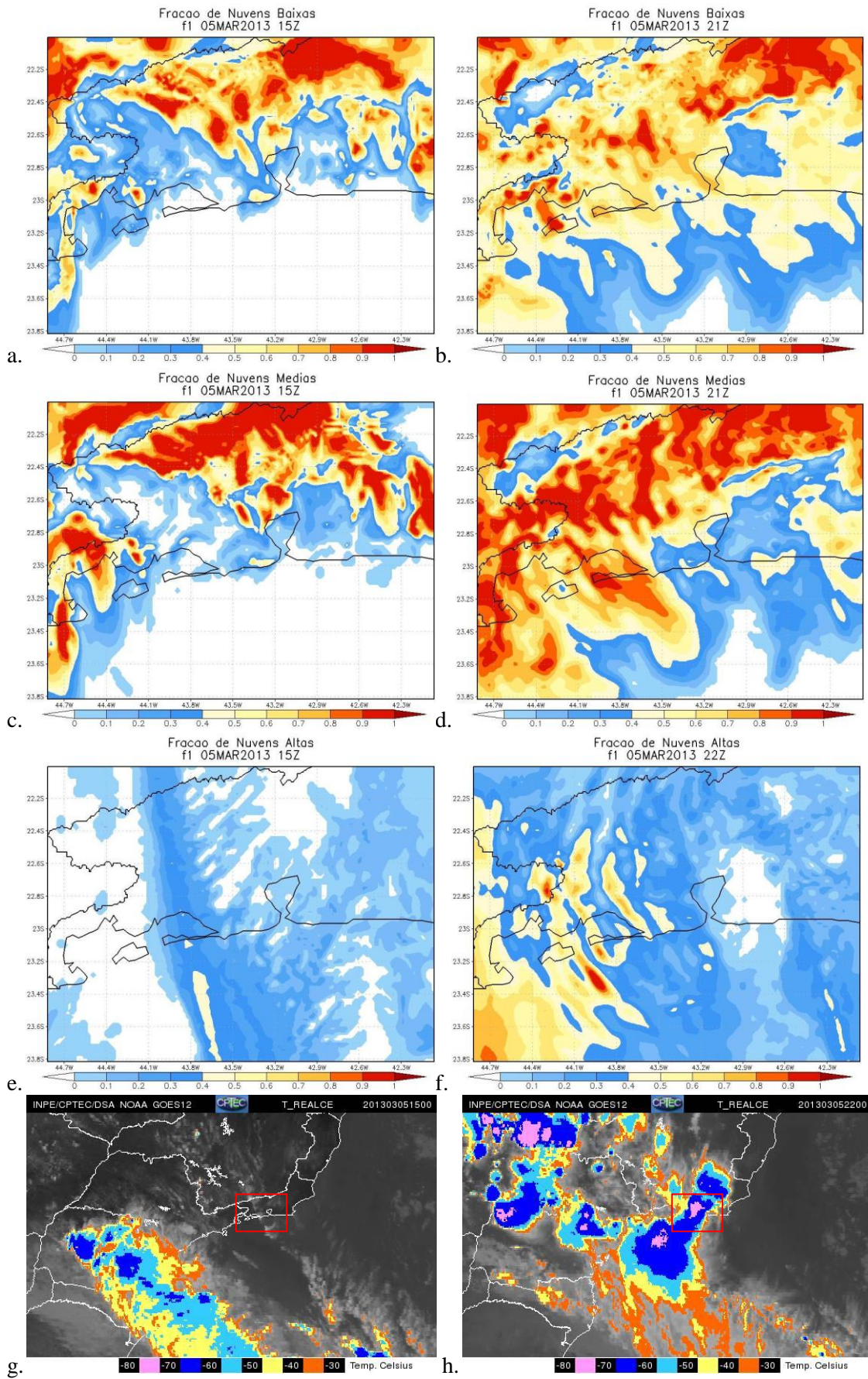


Figura 5.9. Campos da grade mais detalhada (2 km) do experimento controle de fração de nebulosidade baixa das (a) 15Z e (b) 21Z; de nebulosidade média das (c) 15Z e (d) 21Z; e

**nebulosidade alta das (e) 15Z e (f) 22Z. Imagens do canal do infravermelho realçadas do satélite GOES-12 (g) das 15Z e (h) das 22Z. Fonte: CPTEC/INPE.**

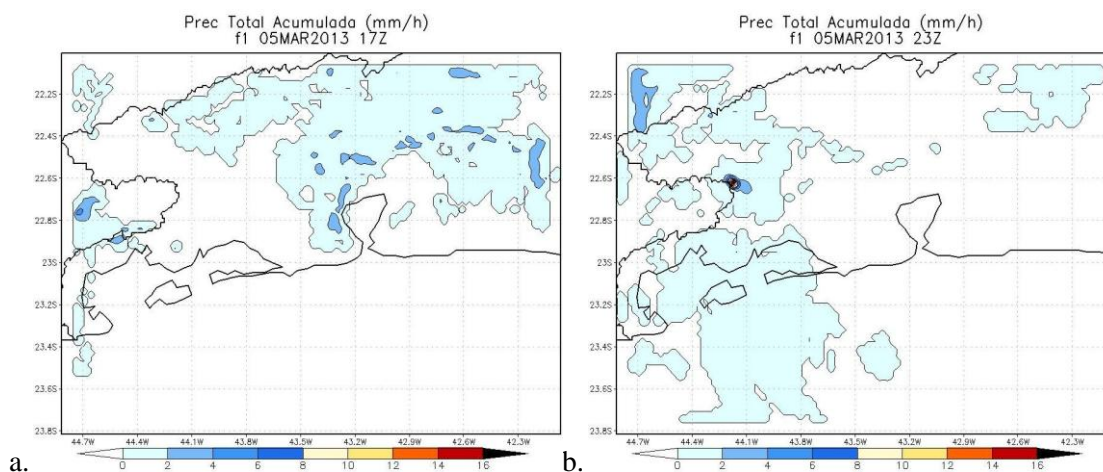
De maneira geral, nos campos de precipitação, nota-se que o experimento subestima o total de precipitação em superfície observado (*cumulus* + microfísica de nuvens) e tem uma leve tendência a posicionar a precipitação em regiões serranas, como se vê na Figura 5.10.c.

Nada obstante o fato de o modelo superestimar ligeiramente a chuva na região de Nova Friburgo no horário de 17Z (Figura 5.10.a), ele posiciona um núcleo de precipitação ao norte da imagem, em concordância com as observações de refletividade do radar do Pico do Couto (Figura 5.10.c), porém menos intenso.

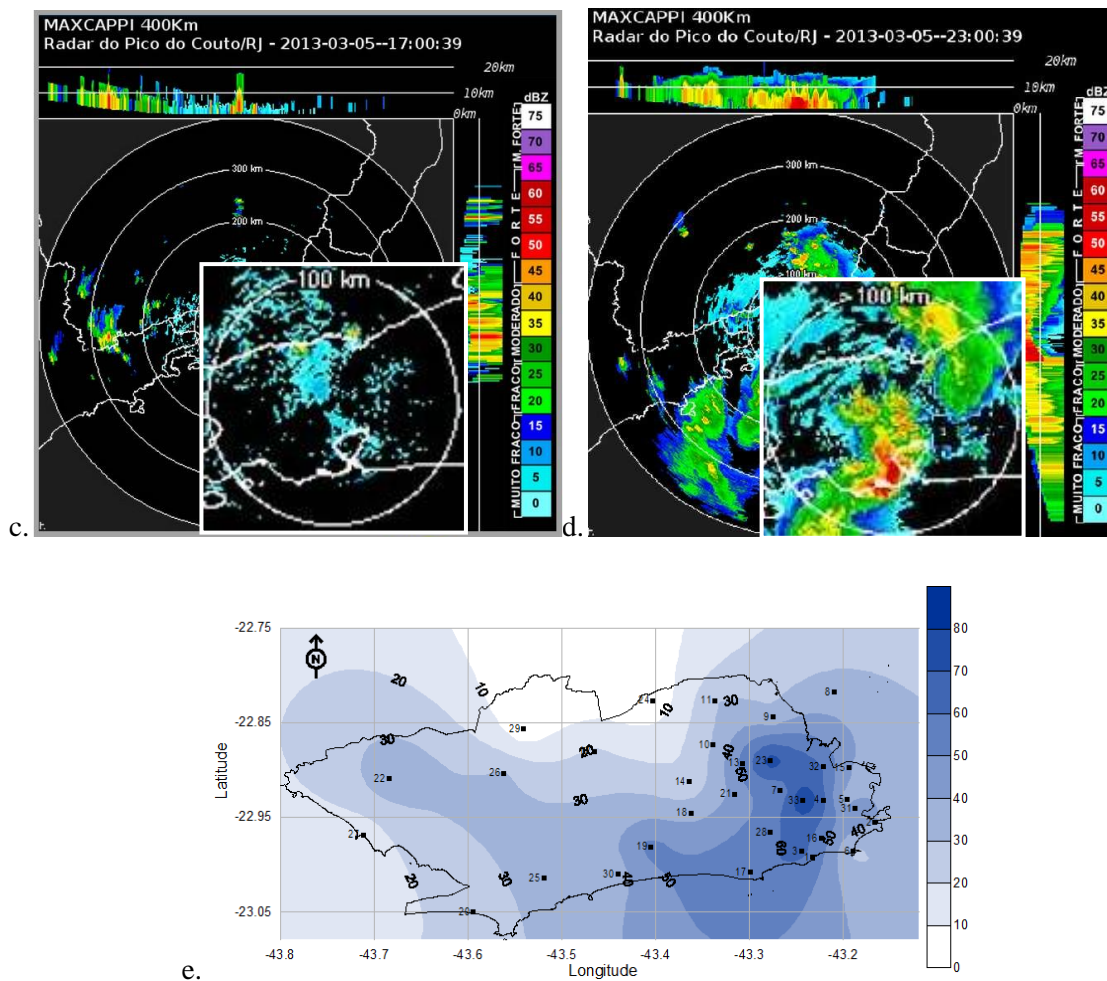
No horário das 23Z, próximo ao horário de maior intensidade do sistema, o experimento posiciona a maior precipitação acumulada prevista em toda simulação (16 mm/h), a qual, no entanto, está posicionada erroneamente através de um pequeno núcleo próximo a Barra Mansa (Figura 5.10.b).

Tal fato mostra que o modelo teve sucesso em encontrar algumas condições favoráveis a chuvas intensas nos arredores do município do Rio de Janeiro, no entanto não teve habilidade para posicionar a precipitação mais intensa com precisão no tempo e no local em que ela foi observada (Figuras 5.10.d e 5.10.e).

Pode-se destacar também que o experimento deu um sinal antecipado (17Z) de precipitação muito inferior à observada durante o estágio de maturação da tempestade (entre 22Z e 23Z), quando o modelo somente previu chuva nos arredores do município do Rio de Janeiro.



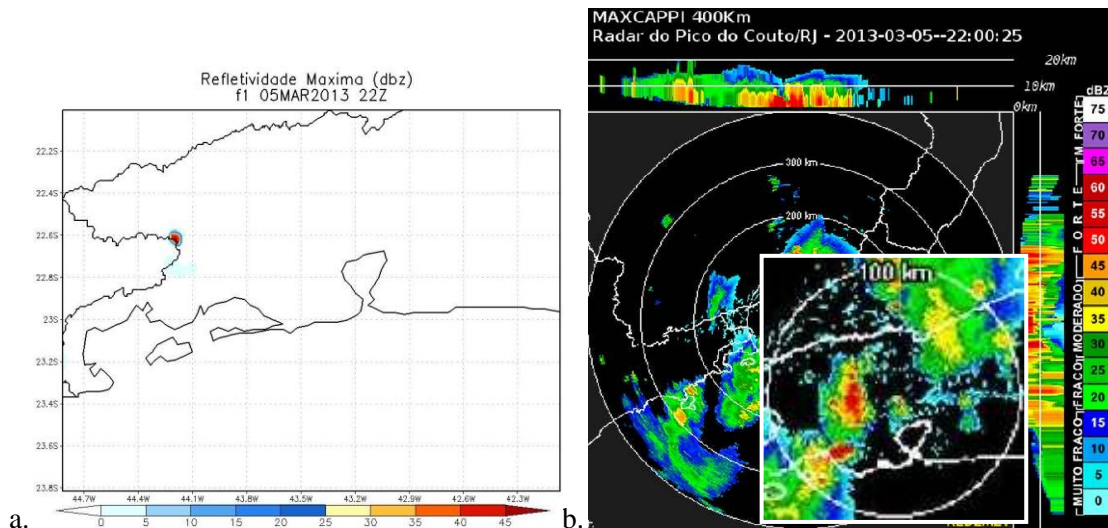




**Figura 5.10.** Campos precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1 hora da grade mais detalhada (2 km) do experimento controle (a) das 17Z e (b) das 23Z. Imagens do tipo MAXCAPPI do radar do Pico do Couto – RJ para os horários de (c) 17Z e (d) 23Z. Fonte: REDEMET. (e) Imagem gerada com software SURFER a partir da precipitação acumulada em 1 hora do Sistema Alerta Rio para as 21HBV (23Z).

Apesar de estar posicionado erroneamente, no horário de 22Z, o experimento apresenta um núcleo intenso de refletividade máxima com valores superiores a 45 dbz, como se verifica na Figura 5.11.a, classificando-a como forte. Tal núcleo está associado à precipitação mais intensa ocorrida na mesma região (Figura 5.10.b).

Porém, como a refletividade é uma medida associada à precipitação instantânea, o máximo de refletividade pode estar defasado em relação ao máximo de precipitação acumulada; neste caso, a defasagem foi de aproximadamente uma hora.



**Figura 5.11. Campos das 22Z de (a) refletividade máxima da grade mais detalhada (2 km) do experimento controle e (b) imagem MAXCAPPI (refletividade máxima) do radar do Pico do Couto – RJ. Fonte: REDEMET.**

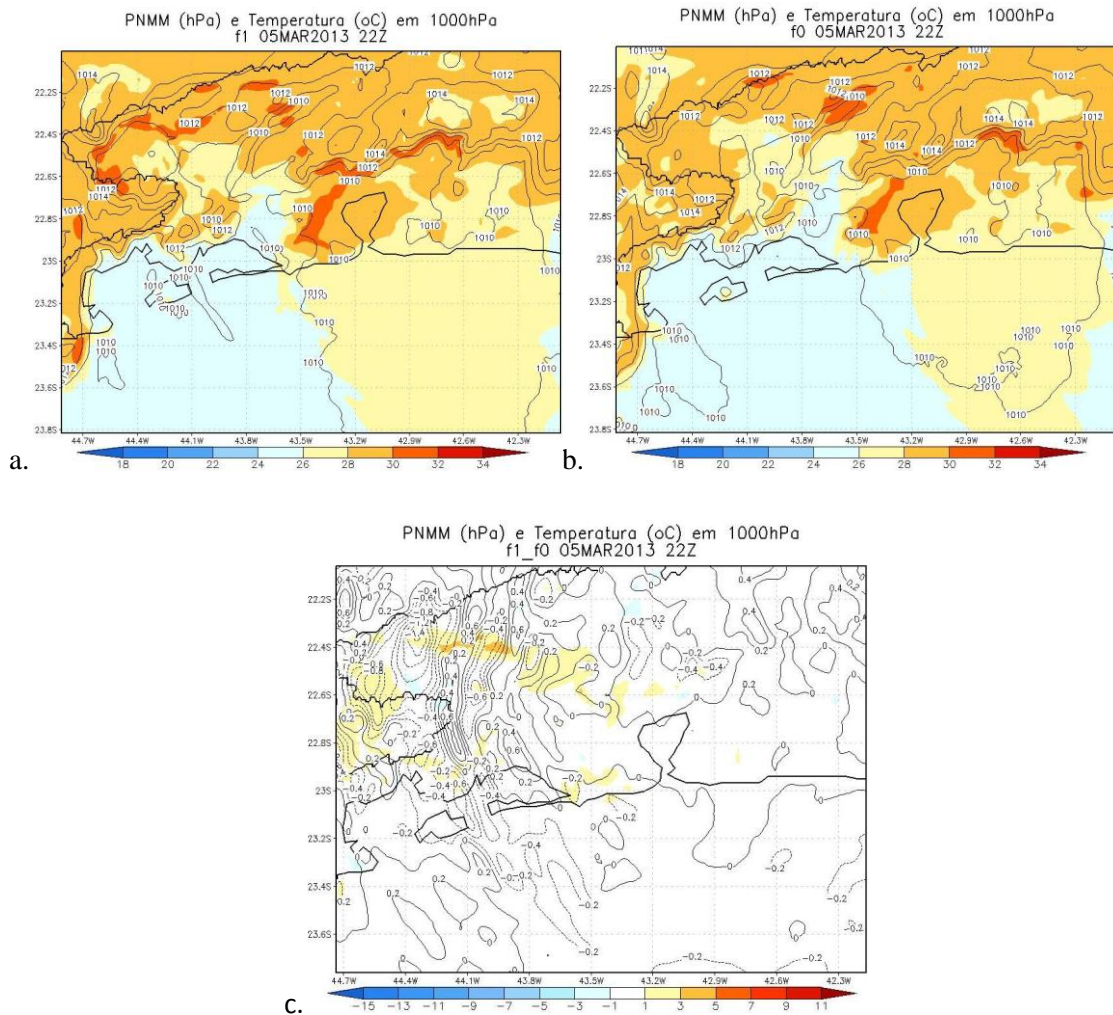
De maneira geral, como foi visto, verificou-se que o experimento controle, apesar de ter conseguido encontrar condições favoráveis a chuvas intensas próximas à região do evento observado, não demonstrou habilidade em posicionar, no tempo e no espaço, as características da chuva simulada, conforme as divergências pontuadas anteriormente entre este e os dados observacionais de satélite, radar e de superfície (pluviômetros Alerta Rio). Ressalta-se que não houve acumulado de nenhum outro tipo de precipitação (neve, gelo, granizo e granizo mole ou *graupel*) em superfície previsto pelo modelo em nenhum horário da simulação, de modo que nenhum benefício seria obtido com a inclusão destes campos na análise.

### 5.3. Comparação dos Experimentos

Ainda que os experimentos não tenham conseguido representar satisfatoriamente a precipitação em superfície, como se viu na validação, a análise comparativa dos experimentos ainda é de grande serventia para o objetivo do trabalho que é avaliar papel da microfísica na simulação. Neste sentido, na presente subseção, serão apresentados os campos de cada experimento seguidos de um campo de diferença entre eles ( $f1 - f0$ ), quando aplicável.

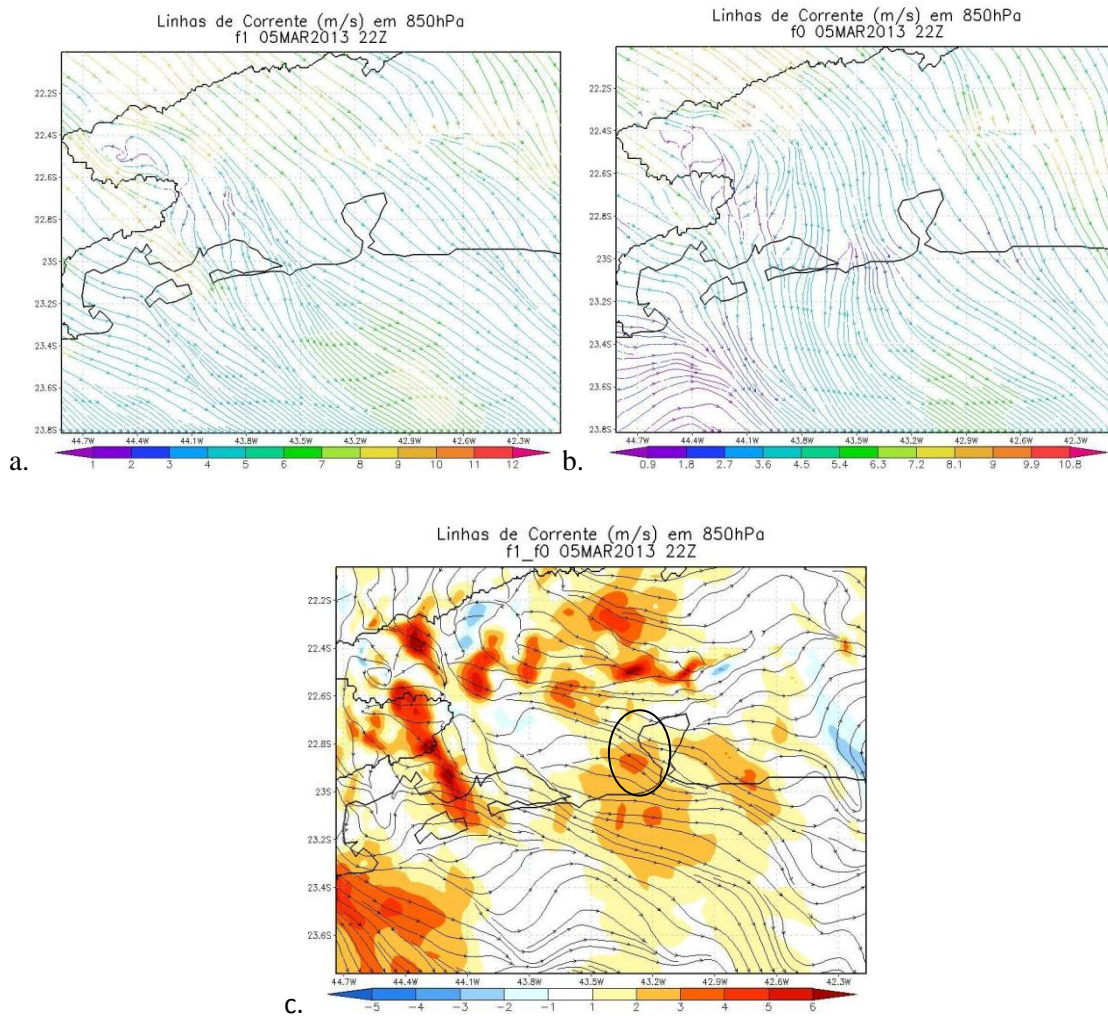
Nos campos de pressão ao nível médio do mar (PNMM) e temperatura em 1000 hPa, das 20Z em diante, f1 começa a apresentar valores menores de PNMM, iniciando pela porção oeste da Figura 5.12.c. De forma geral, as regiões de diferenças *positivas*

( $f1 > f0$ ) de temperatura estão associadas a diferenças *negativas* ( $f1 < f0$ ) de pressão ao nível médio do mar, o que está de acordo com o esperado, uma vez que o aumento da temperatura diminui a densidade e, segundo a equação hidrostática ( $p = \rho gh$ ), diminui também a pressão. O máximo de diferença negativa de pressão é de -1,4 hPa, no horário das 22Z, e ocorre próximo a Volta Redonda (Figura 5.12.c), o que denuncia um impacto de diminuição da pressão por conta da parametrização de microfísica de nuvens. Uma possível explicação para este efeito é que o posicionamento de menos nebulosidade decorrente da microfísica em algumas áreas permite a chegada de mais radiação solar à superfície durante o período diurno, o que gera um maior aquecimento desta. Por sua vez, este maior aquecimento está gera uma maior fluutuabilidade que se expressa numa diminuição da pressão, que neste caso, pode ter se refletido numa diminuição da pressão à noite, devido à emissão de onda longa.



**Figura 5.12. Campos das 22Z de pressão ao nível médio do mar (PNMM) e temperatura em 1000 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).**

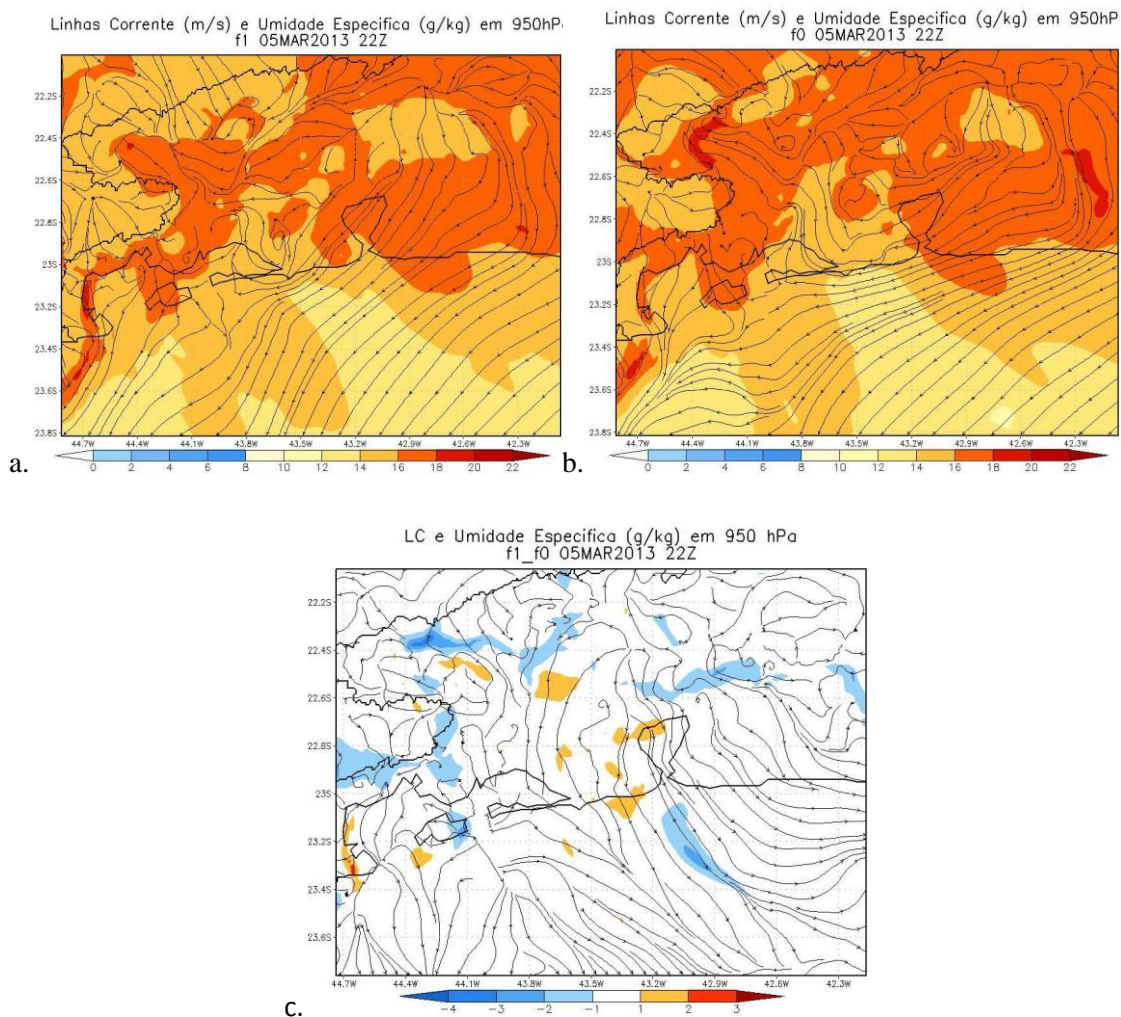
Em ambos os experimentos, as linhas de corrente em 850 hPa mostram inicialmente um escoamento de noroeste, o que favorece o transporte de umidade do interior para, principalmente, a Região Serrana do RJ (Figuras 5.13.a e 5.13.b). Observa-se, na maior parte dos campos, que f1 apresenta uma componente de noroeste/oeste mais intensa que f0. Este comportamento pode ser evidenciado pela Figura 5.13.c, onde se verifica um dos aumentos mais significativos, atingindo valores superiores a 6 m/s em diversas regiões. Vale destacar que no município do Rio de Janeiro, no horário das 22Z, a presença da microfísica parece ter induzido uma leve confluência imediatamente a oeste da Baía de Guanabara, associada a um pequeno núcleo de aumento de velocidade entre 3 e 4 m/s.



**Figura 5.13.** Campos das 22Z de linhas de corrente em 850 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).

Os campos de umidade dos experimentos estão bastante similares, com exceção da região Sul Fluminense que, entre 17Z e 22Z, apresentou valores mais baixos em f1

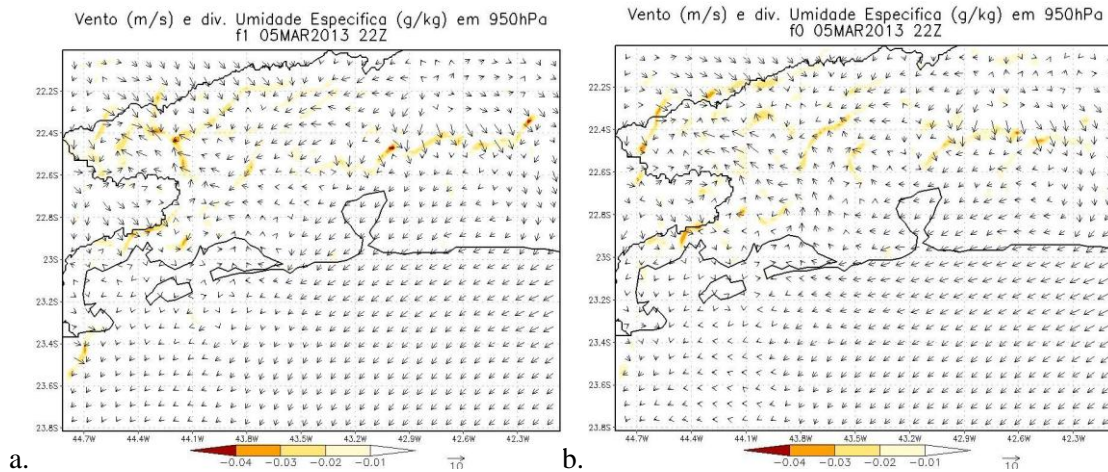
(Figuras 5.14.a - 5.14.c). Além dessa região, o experimento controle também evidenciou uma tendência a posicionar menos umidade na Região Serrana. No entanto, verificou-se, em f1, uma tendência a posicionar mais umidade na Região Metropolitana do Estado (Figura 5.14.c). Acredita-se que a razão para que f1 tenha previsto menos umidade é que, além dos demais processos físicos (*cumulus*, camada limite planetária), a quantidade total de umidade se dividiu também entre a parametrização de microfísica (e suas respectivas classes de hidrometeoros), parte esta que pode ter sido usada em processos microfísicos, tais como a formação de nuvens e a precipitação.



**Figura 5.14.** Campos das 22Z de linhas de corrente e umidade específica em 950 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).

Os campos de divergência do fluxo de umidade em baixos níveis (950 hPa), em ambos os experimentos, possuem muitas semelhanças ao longo da simulação. Eles posicionam mais convergência (divergência negativa) de umidade em regiões próximas

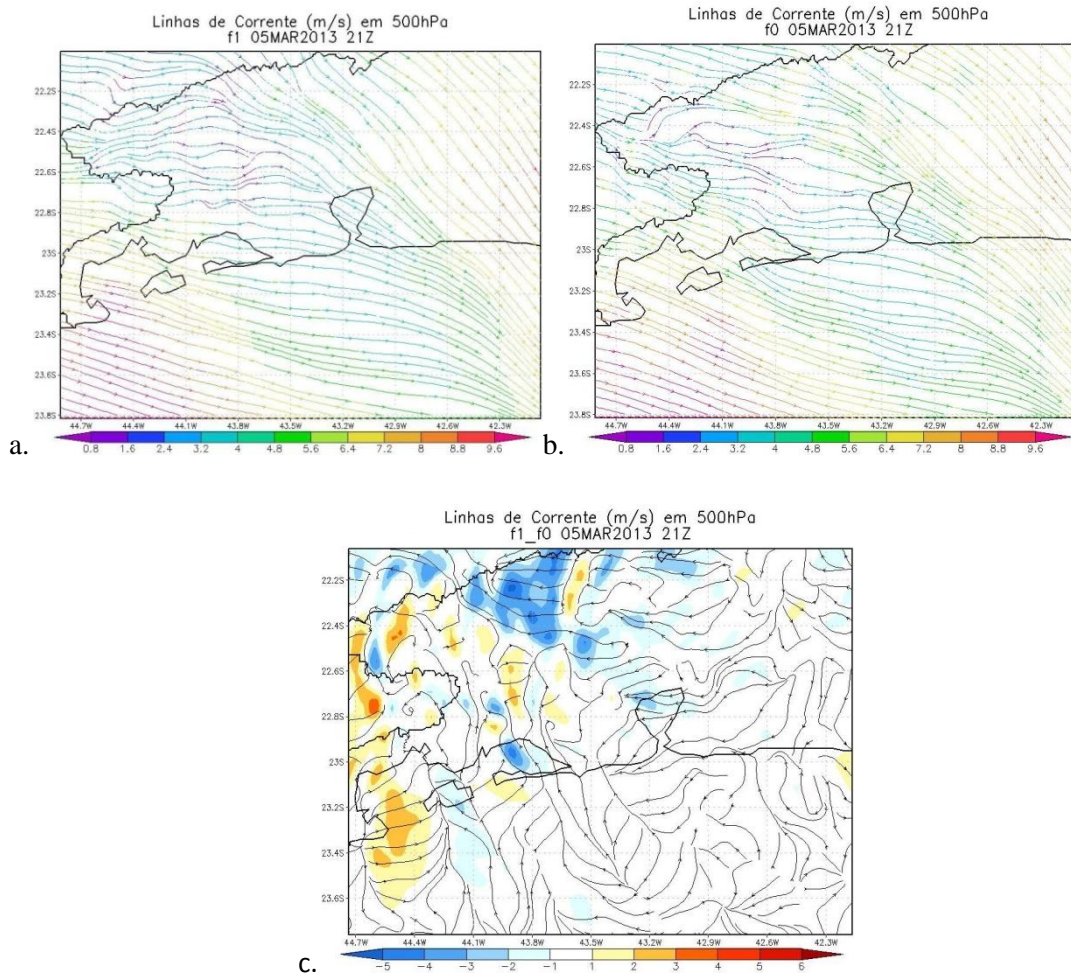
às encostas de serras (Figuras 5.15), o que sugere algum tipo de interação relacionada ao regime de brisa de montanha. Isto pode indicar que os experimentos destacam bastante o fator da interação entre o escoamento neste nível e a topografia local. Como este campo é muito afetado por pequenas variações no vento, quais as que foram apresentadas na Figura 5.13.c, as diferenças entre as Figuras 5.15.a e 5.15.b demonstram que f1 posiciona núcleos de divergência mais intensa na Região Serrana e próximo a Resende.



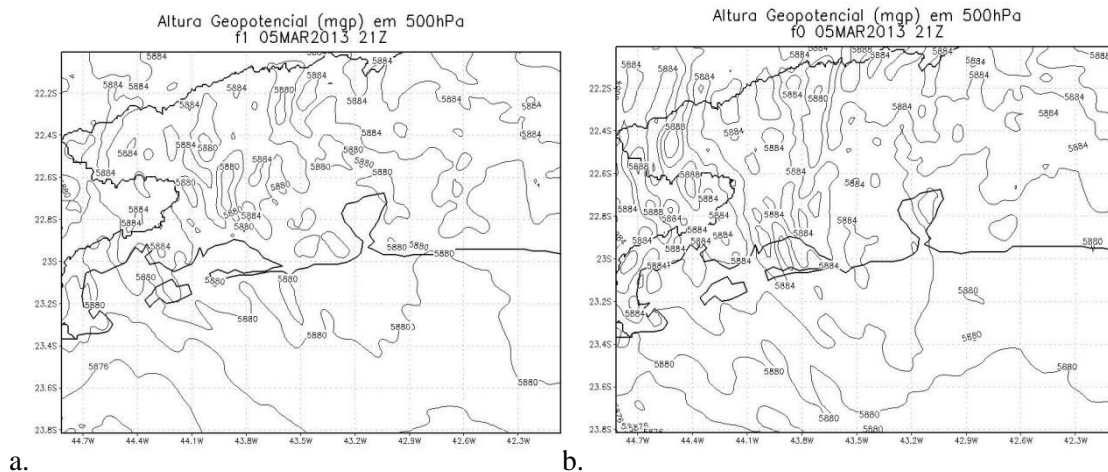
**Figura 5.15. Campos das 22Z de vento e divergência do fluxo de umidade (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0).**

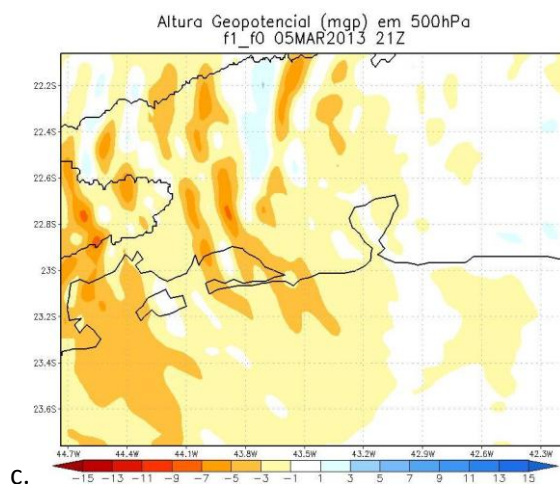
De forma geral, ambos os experimentos mostram uma forte similaridade, inclusive do ponto de vista quantitativo nos campos de linhas de corrente em 500 hPa. Eles simulam um cavado no Sul Fluminense que se desloca vagarosamente para leste ao longo da simulação. Nota-se também, algumas perturbações de escalas menores entre os horários de 18Z e 00Z da simulação, como se vê nas Figuras 5.16.a – 5.16.c.

Os campos de altura geopotencial em 500 hPa apresentam algumas variações ao longo da simulação. Próximo ao horário das 21Z (Figuras 5.17.a – 5.17.c), f1 apresenta valores de altura geopotencial menores que f0 (entre -9 e -7 mgp) nos arredores de Resende, indicando o posicionamento de áreas de menor pressão que podem estar associadas a uma intensificação dos cavados ou a um enfraquecimento das cristas.



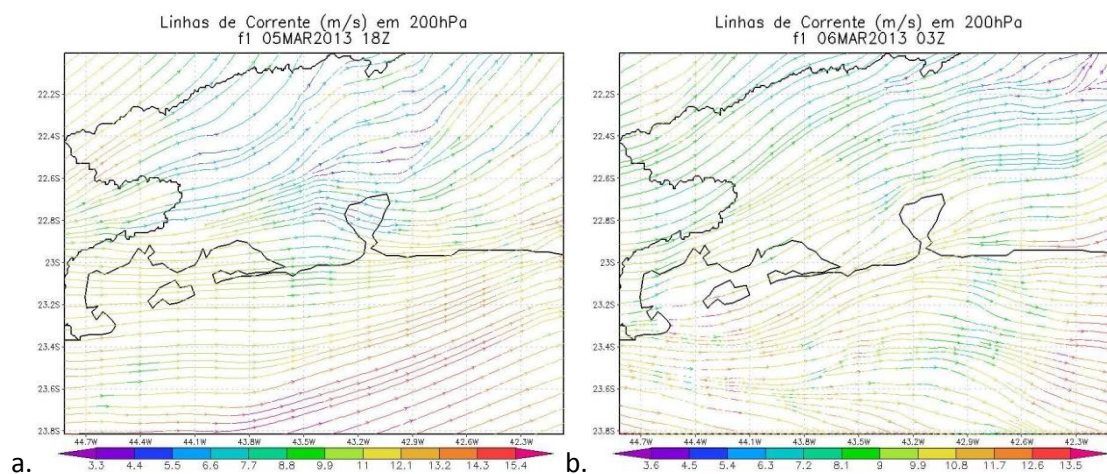
**Figura 5.16. Campos das 21Z de linhas de corrente em 500 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).**



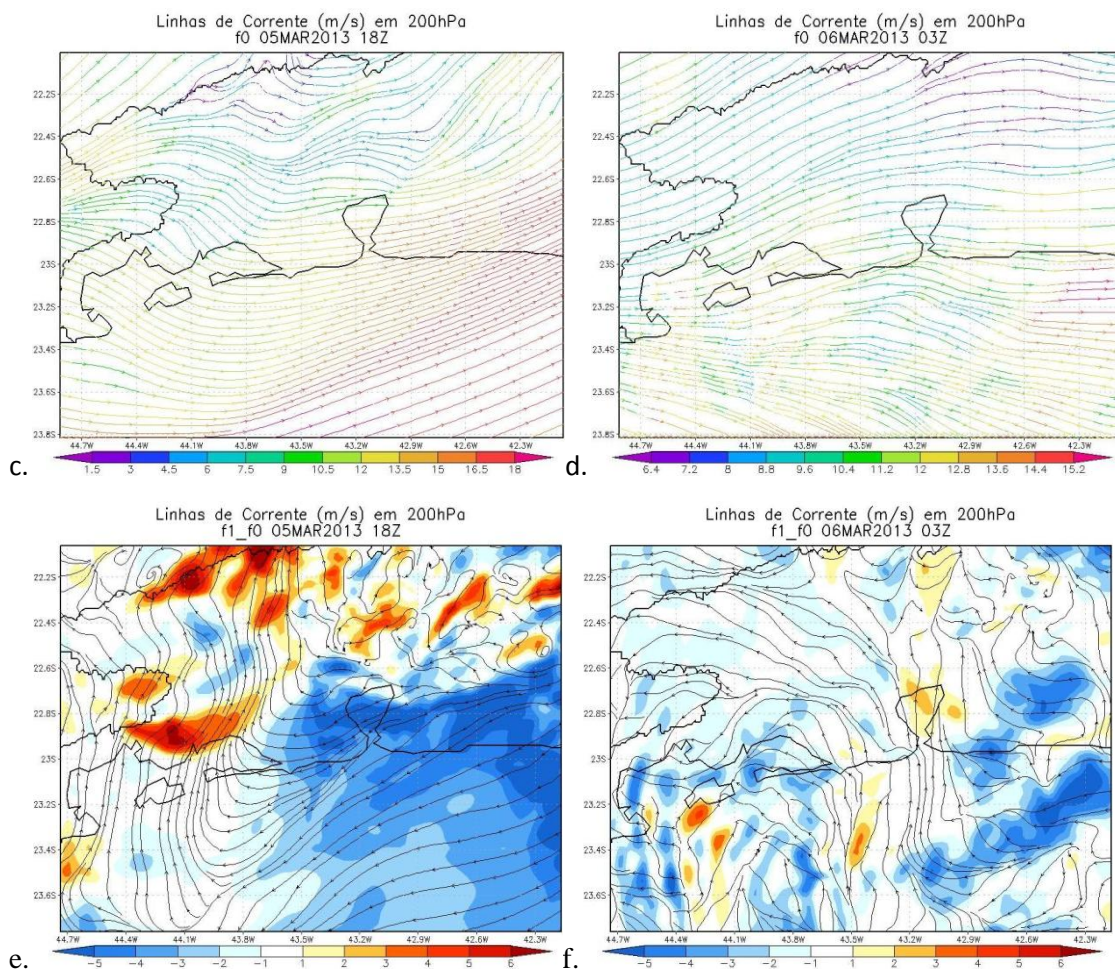


**Figura 5.17.** Campos das 21Z de altura geopotencial em 500 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).

Os campos de linhas de corrente em 200 hPa dos experimentos apresentam sensíveis diferenças ao longo da simulação. No horário de 18Z, observa-se que os experimentos localizam uma região ampla de difluência na Região do Médio Paraíba do RJ. O controle (f1) distingui-se por situar um cavado sobre a Região Metropolitana do RJ, ao qual está associada uma difluência mais significativa sobre a Região Serrana. Em f0, este comportamento é menos visível, além de posicionar um cavado próximo à divisa entre RJ e MG. O padrão de difluência encontrado se desloca gradualmente para nordeste até que o escoamento passa a ser eminentemente zonal, de quadrante oeste, como se vê nas Figuras 5.18.a – 5.18.d. Na Figura 5.18.f, destaca-se uma região de divergência, que induz convergência em baixos níveis, sobre a Baía de Guanabara proveniente do efeito da inserção da microfísica.



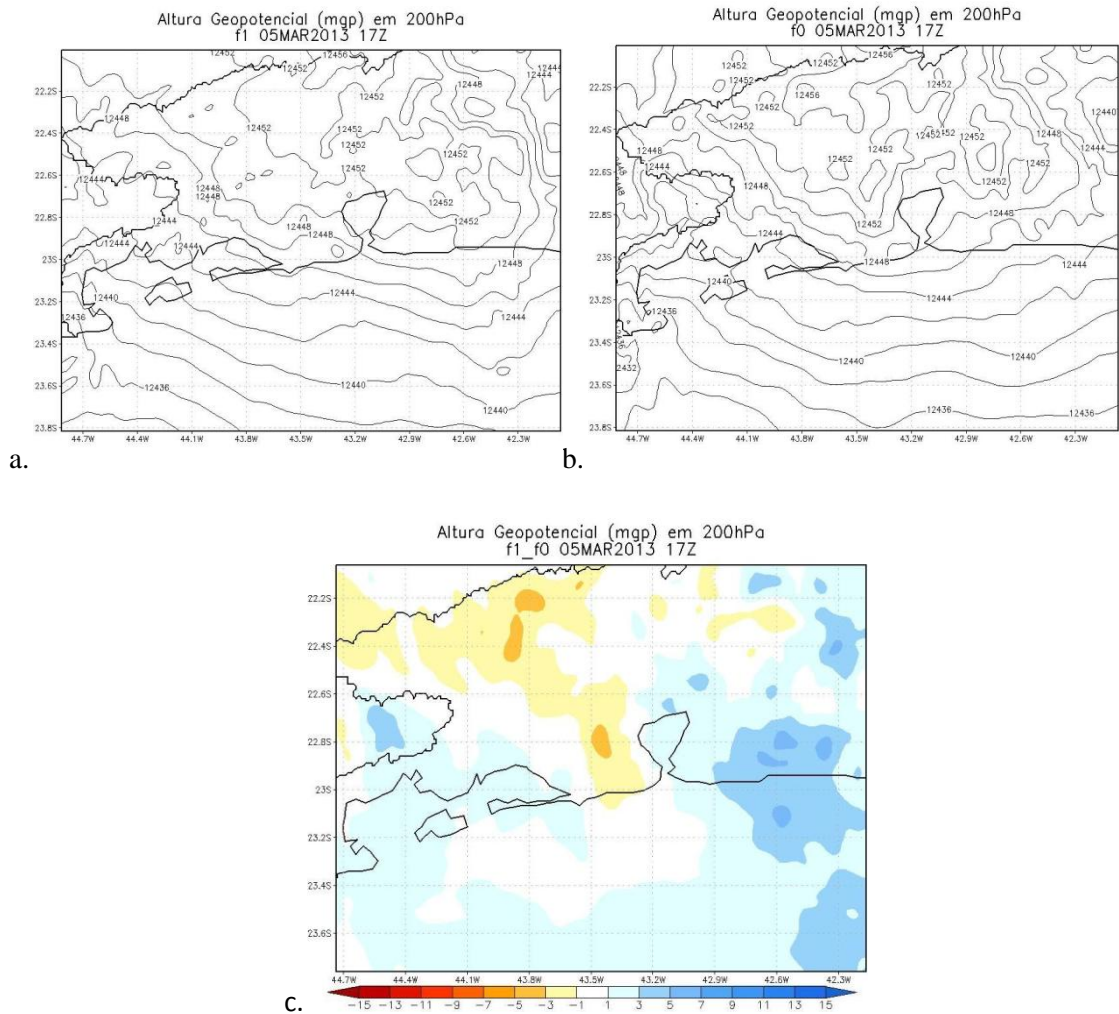




**Figura 5.18.** Campos de linhas de corrente em 200 hPa do experimento controle (f1) das (a) 18Z do dia 05.03 e (b) 03Z do dia 06.03, do experimento sem microfísica (f0) das (c) 18Z do dia 05.03 e (d) 03Z do dia 06.03 e da diferença entre eles (f1 - f0) das (e) 18Z do dia 05.03 e (f) 03Z do dia 06.03.

Com exceção dos horários de 18Z e 19Z, os campos de altura geopotencial em 200 hPa mostram que f1 tende a superar f0 na maior parte das regiões, o que aponta para maiores valores de pressão, os quais podem estar associados à divergência mais intensa em altitude, incrementando o levantamento do ar em baixos níveis pela Lei da Continuidade. Também se observou em f1, uma forte tendência a apresentar maiores perturbações do que f0, exceto pelos horários próximos a 22Z.

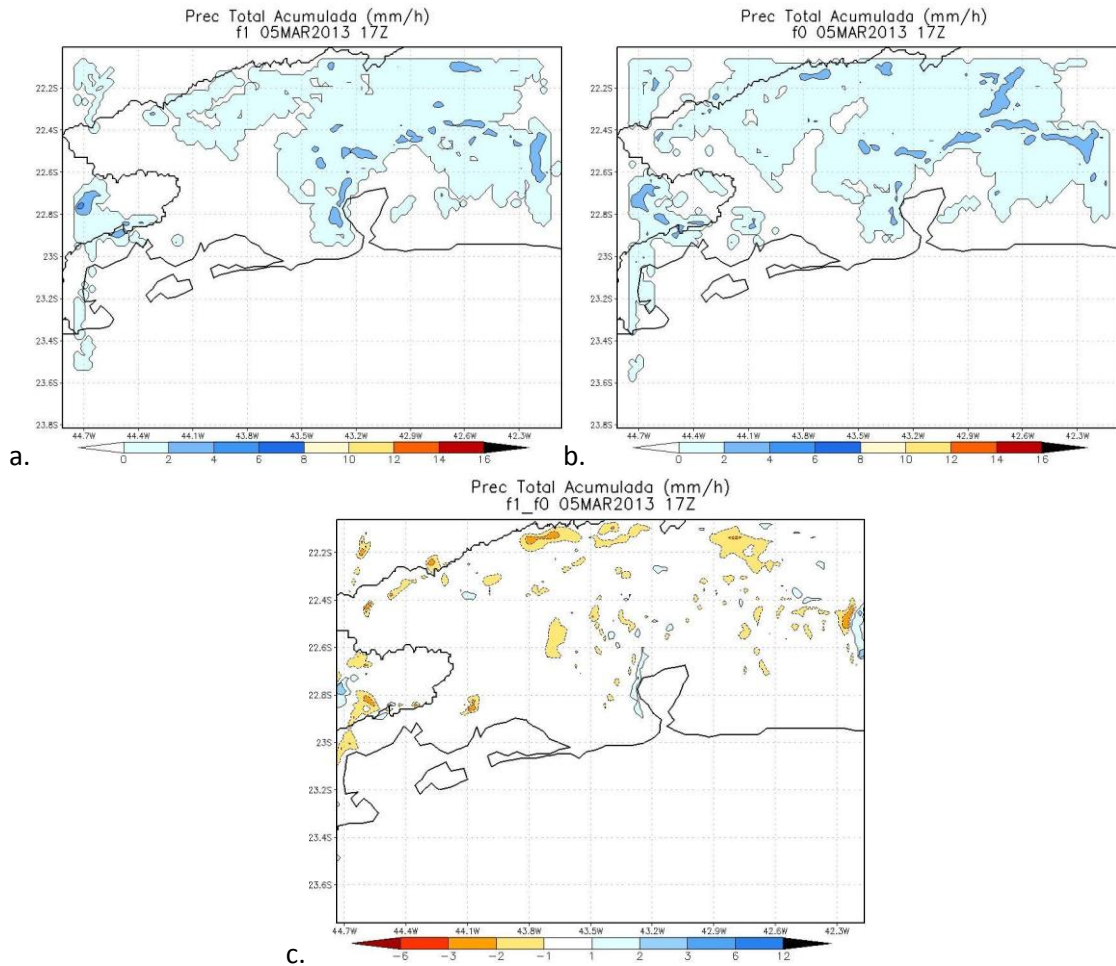
Um fato interessante destas perturbações é que elas parecem iniciar no interior do continente e, posteriormente, se deslocam para o oceano numa trajetória nordeste-sudoeste. No horário das 17Z, f1 posiciona um cavado na costa da Região Metropolitana do RJ, o que difere significativamente de f0, que posiciona uma crista na mesma área.



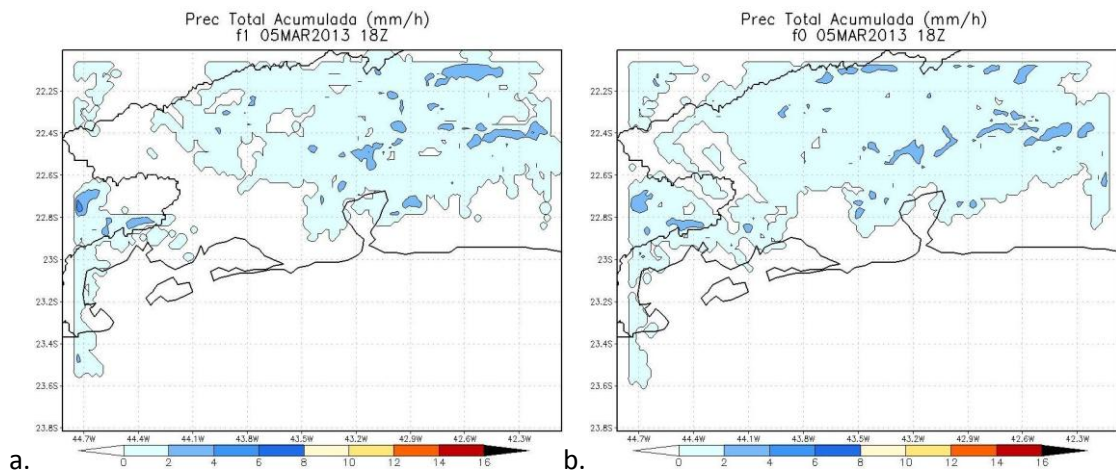
**Figura 5.19. Campos das 17Z de altura geopotencial em 200 hPa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).**

Desde o início da simulação até às 19Z, ao se fazer a diferença da precipitação convectiva entre os experimentos, subtraindo f0 de f1 ( $f1 - f0$ ), obtém-se praticamente os mesmos resultados para a precipitação total (*cumulus*+microfísica), o que pode ser verificado comparando as Figuras 5.20.c e 5.21.c com 5.22.a e 5.22.b. Isto indica que a precipitação proveniente da microfísica contribuiu muito pouco, ou nada, durante este período. Neste sentido, na avaliação dos campos de precipitação acumulada *cumulus* e total, verificou-se que o experimento f0 inicia o processo de precipitação antes de f1, sendo observada prioritariamente uma diferença negativa entre f1 e f0 em 17Z, como se pode ver nas Figuras 5.20.c. Isto pode ser justificado pelo fato de, em f1, uma mesma quantidade de umidade estar sendo distribuída entre as duas parametrizações de precipitação, deixando menos umidade para a parametrização convectiva. Na Figura 5.20.c, pode-se verificar que, apesar da parametrização de microfísica não ter previsto chuva na Região Metropolitana do Rio de Janeiro, esta contribuiu para **aumentar**

ligeiramente o acumulado de precipitação da parametrização de *cumulus*, o que fica destacado pela pequena área em azul próxima à Baía de Guanabara. No entanto, nas 18Z, observa-se que, de alguma forma, a parametrização microfísica influencia a *cumulus* a posicionar **menos** chuva na mesma região, o que se pode ver pelas áreas em laranja da Figura 5.21.c.



**Figura 5.20. Campos das 17Z de precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1h em superfície (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).**



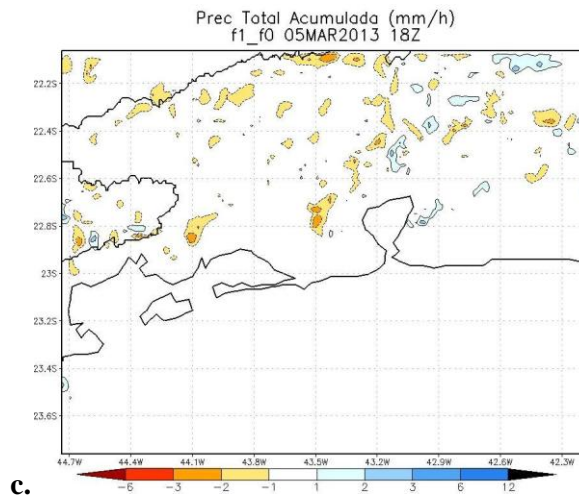


Figura 5.21. Campos das 18 Z de precipitação total (cumulus + microfísica) acumulada em 1h em superfície (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).

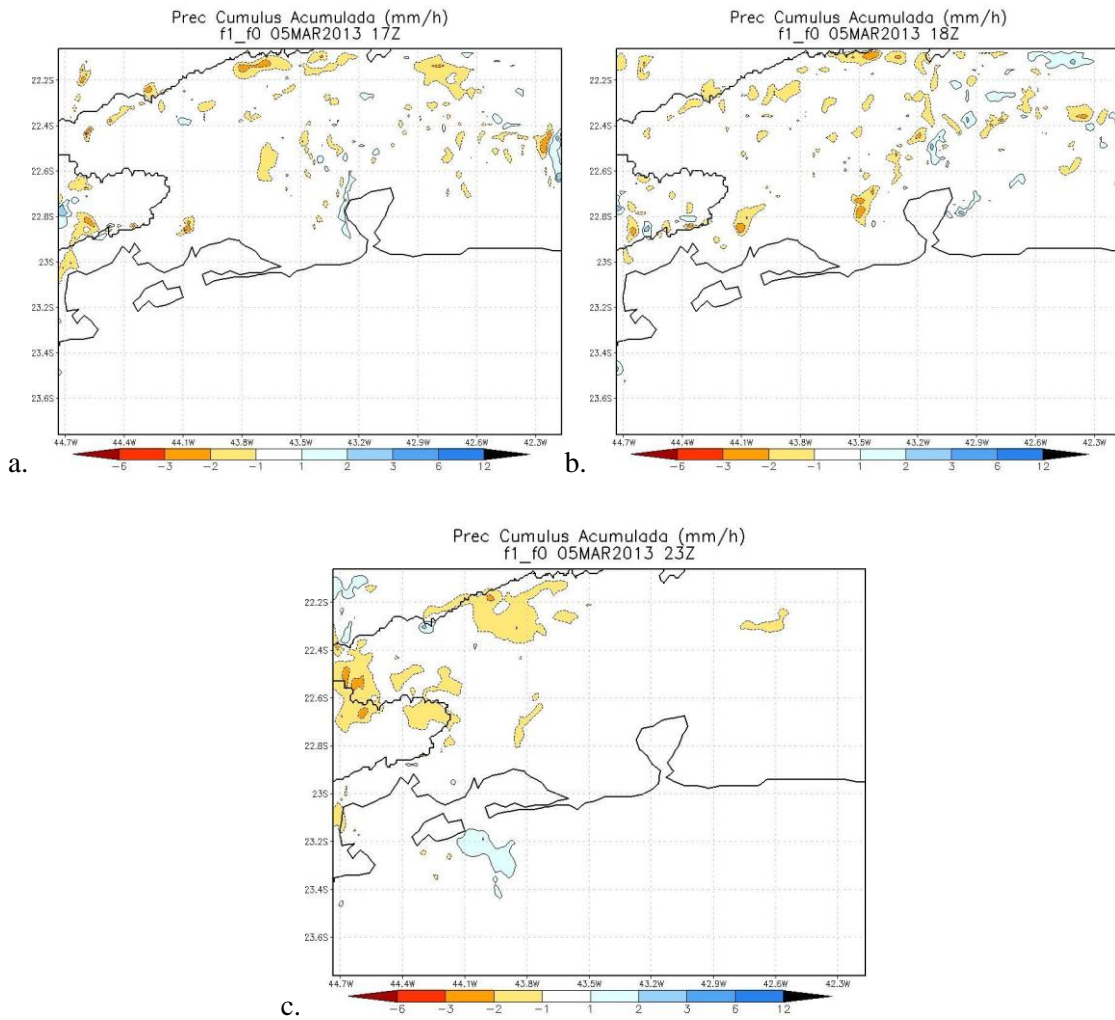
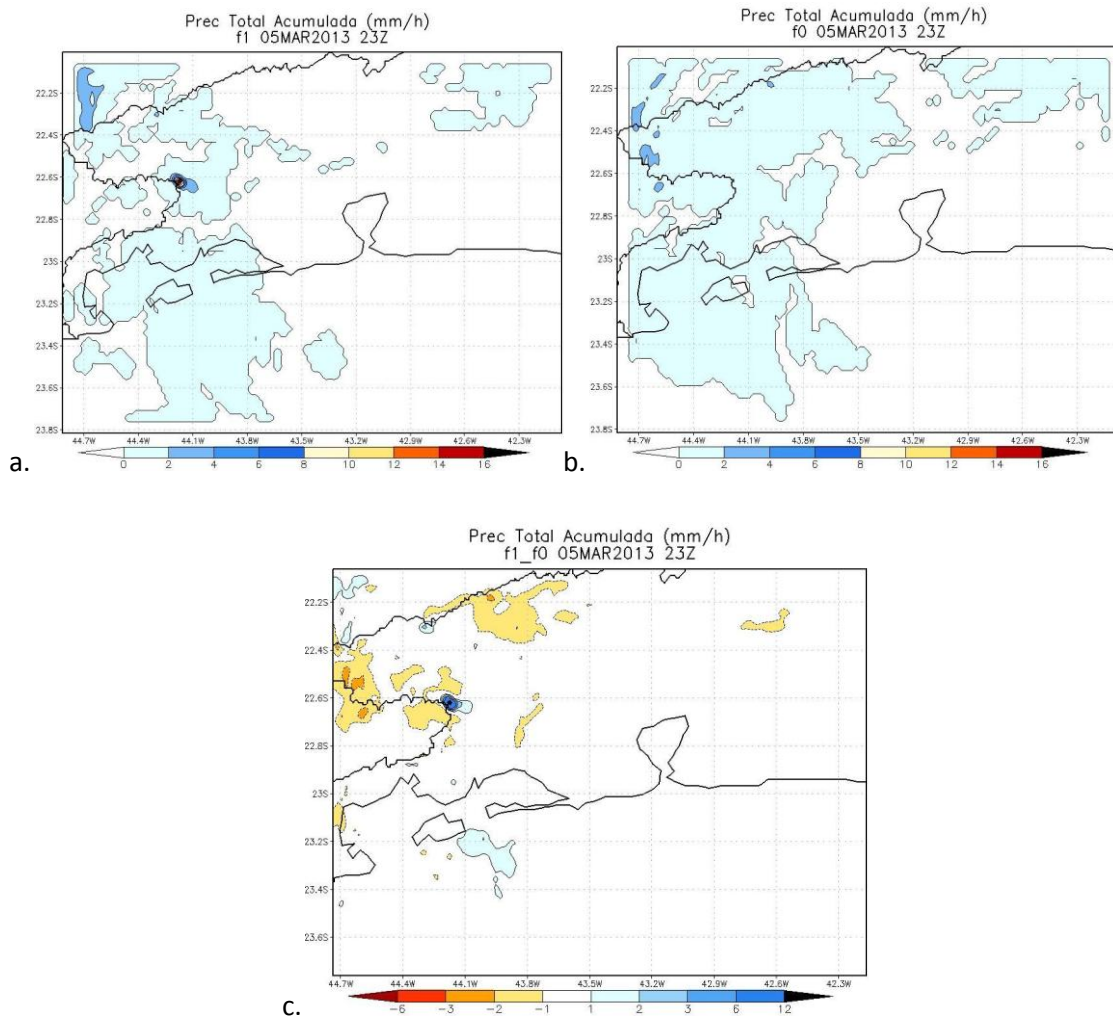


Figura 5.22. Campos de precipitação de *cumulus* acumulada em 1h em superfície da diferença entre os experimentos (f1 - f0) das (a) 17Z, (b) 18Z e (c) 23Z.

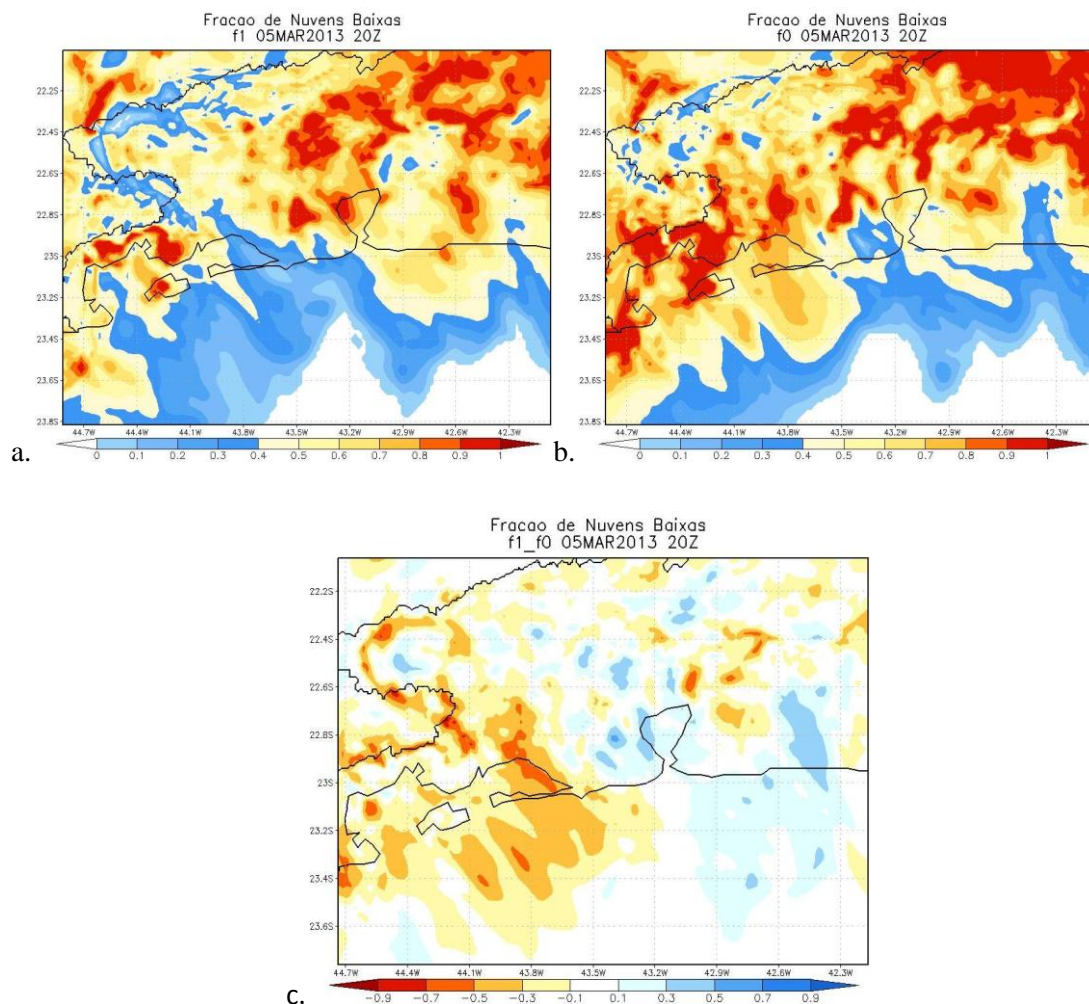
A partir das 19Z, esta tendência de  $f1 < f0$  se modifica ligeiramente e, em 22Z e 23Z, verifica-se um forte núcleo de superávit de precipitação na divisa entre RJ e SP puramente associado à influência da parametrização de microfísica de nuvens, nos quais este efeito de aumento chegou a ser superior a 12 mm/h (Figura 5.23.c). Tendo em vista o que foi exposto, sugere-se que a parametrização de microfísica teve um papel de adiar a precipitação para somente deflagrá-la mais tarde, nos horários próximos ao evento, em locais diferentes dos observados, como se mostra na Figura 5.23.c. De modo geral, analisando todas as Figuras mencionadas (5.20, 5.21 e 5.23) pode-se dizer também que  $f1$  tende a produzir acumulados de precipitação mais concentrados, ou localizados, de que  $f0$ .



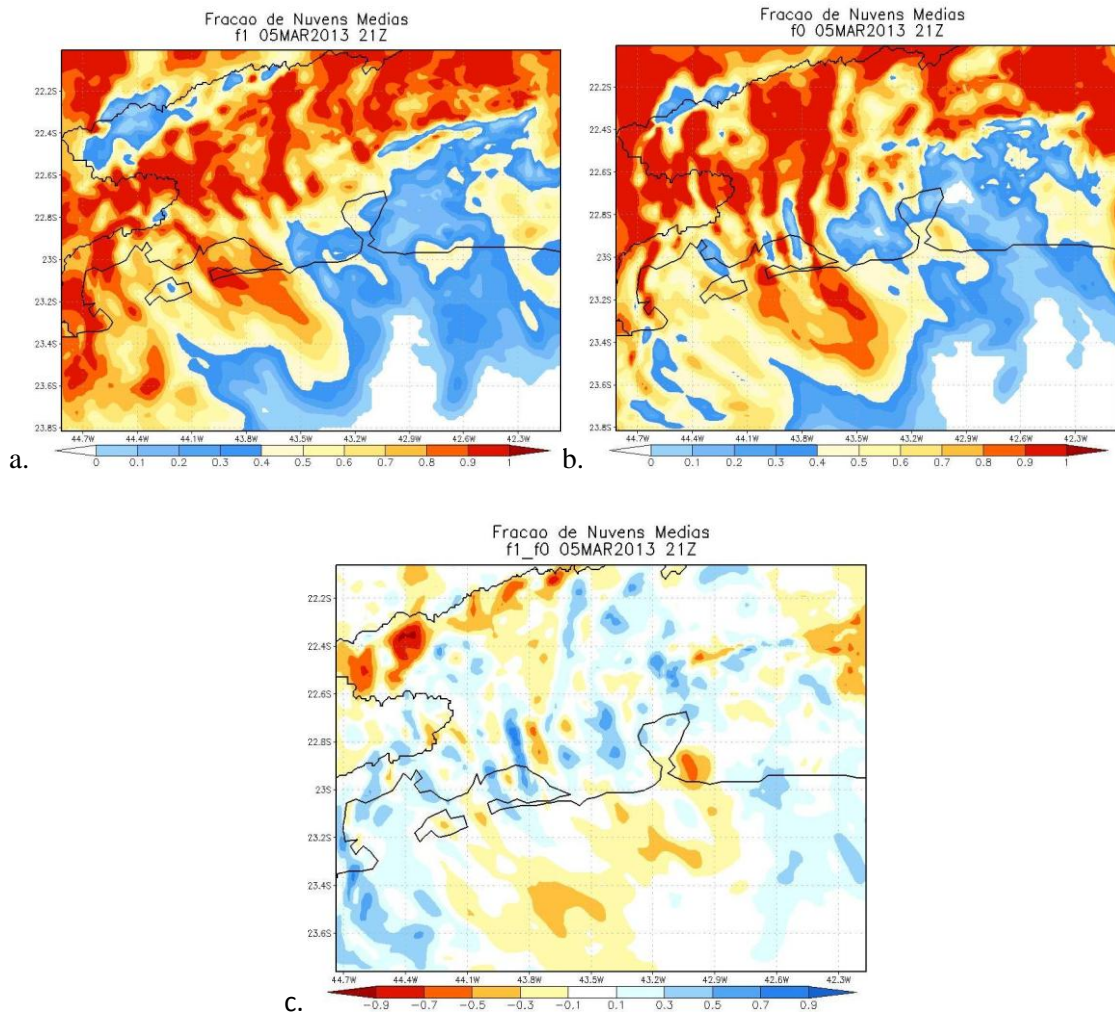
**Figura 5.23. Campos das 23Z de precipitação total (*cumulus* + microfísica) acumulada em 1h em superfície (a) do experimento controle ( $f1$ ), (b) do experimento sem microfísica ( $f0$ ) e (c) da diferença entre eles ( $f1 - f0$ ).**

Também foram analisados os campos de nuvens baixas, médias e altas. Em parte da simulação (16Z até 21Z), pode-se dizer que o experimento  $f1$  posicionou mais

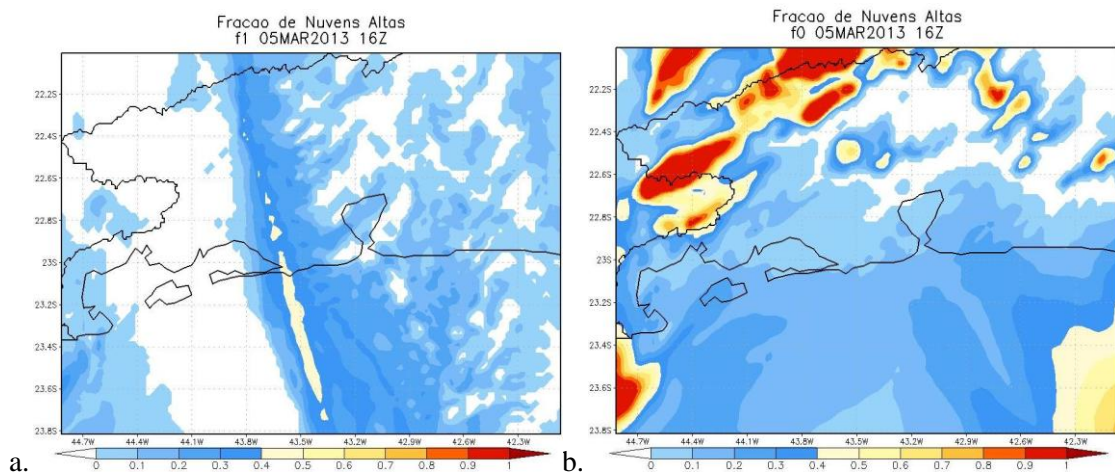
nuvens baixas na RM do RJ e menos na Região do Médio Paraíba, como se vê na Figura 5.24.c. Ocorreu comportamento similar no horário das 21Z nos campos de nuvens médias (Figura 5.25.c). Sabe-se que quanto maior a quantidade de nebulosidade, maior a liberação de entalpia de calor latente, o que gera um aquecimento da atmosfera; neste caso, em baixos níveis, onde colabora para a intensificação de correntes ascendentes, de acordo com a teoria exposta no Capítulo 5 (equação 2). Em termos de nuvens médias, em geral, f1 posiciona menos nebulosidade até as 17Z, a partir de quando passa a colocar mais nuvens médias até o final da simulação (Figura 5.25.c). Para o campo de nuvens altas, observa-se que o experimento f1 representou satisfatoriamente uma nebulosidade em forma linha observada antes do evento, entre 12Z e 16Z; ao passo que f0 superestima a nebulosidade alta, como se verifica nas Figuras 5.26.a – 5.26.c.

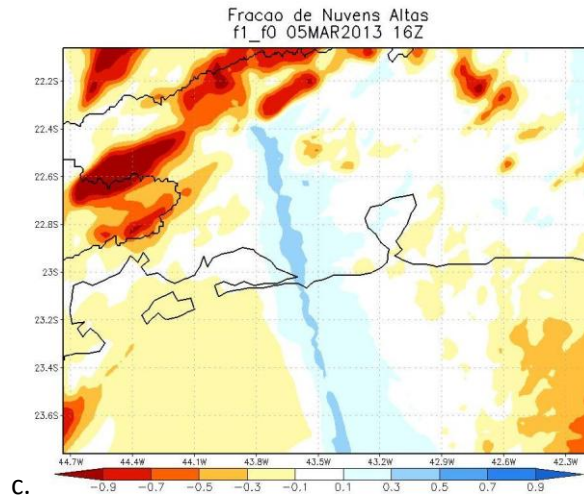


**Figura 5.24.** Campos das 20Z de fração de nebulosidade baixa (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).



**Figura 5.25. Campos das 21Z de fração de nebulosidade média (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).**

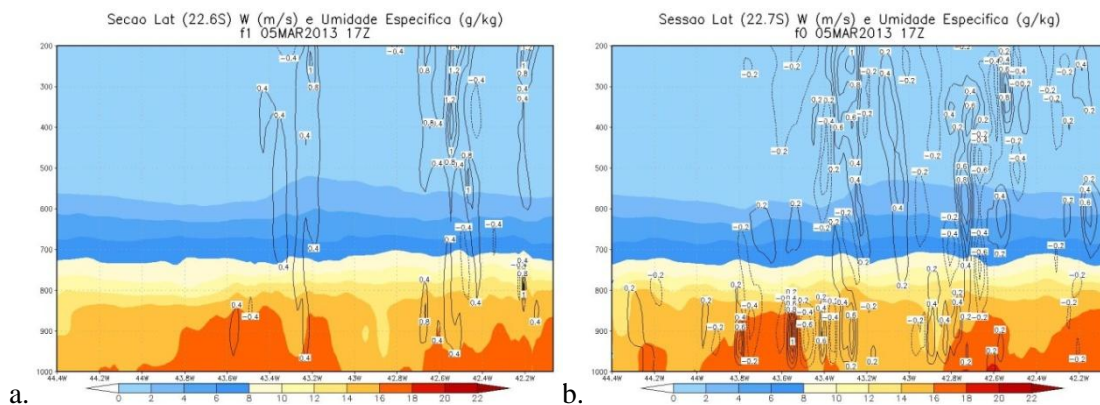




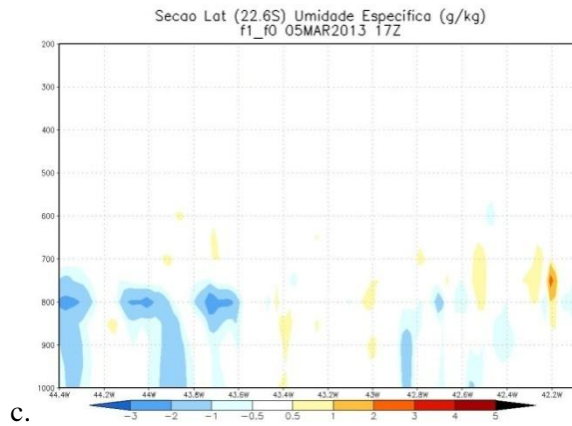
**Figura 5.26.** Campos das 16Z de fração de nebulosidade alta (a) do experimento controle (f1), (b) do experimento sem microfísica (f0) e (c) da diferença entre eles (f1 - f0).

Nos campos de seção vertical, foram realizados dois cortes distintos, os quais visaram destacar diferentes aspectos da simulação. O primeiro foi um corte de 42,2°-44,4°W na latitude de aproximadamente 22,7°S que teve como objetivo avaliar de maneira mais ampla a região de estudo. O segundo foi um corte de 43,4°-44,4°W na latitude de aproximadamente 22,61°S, com o objetivo de analisar o sistema que deu origem ao núcleo de precipitação mais intenso da simulação, ocorrido às 22Z-23Z.

Inicialmente, os campos mais abrangentes de seção latitudinal (22,7° S) de umidade e movimento vertical ( $w$ ) de f1 mostram, nos primeiros horários da simulação (12Z-17Z), uma tendência maior de situar menos umidade em baixos níveis, como já foi visto em outros campos (vide Figura 5.14.c). Acredita-se que seja pela mesma razão apresentada anteriormente na análise de baixos níveis, ou seja, o uso da umidade presente pela microfísica. Ainda neste período, também vale ressaltar uma tendência de f1 de apresentar valores mais intensos de movimento vertical.

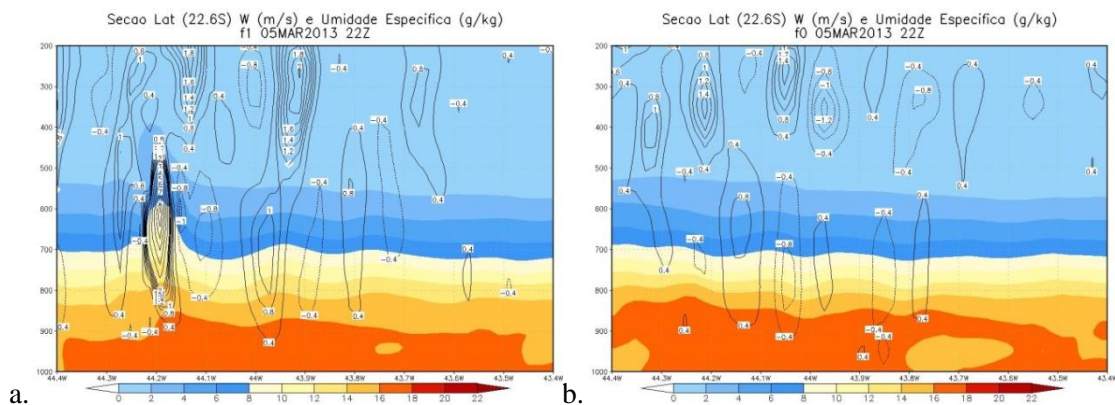


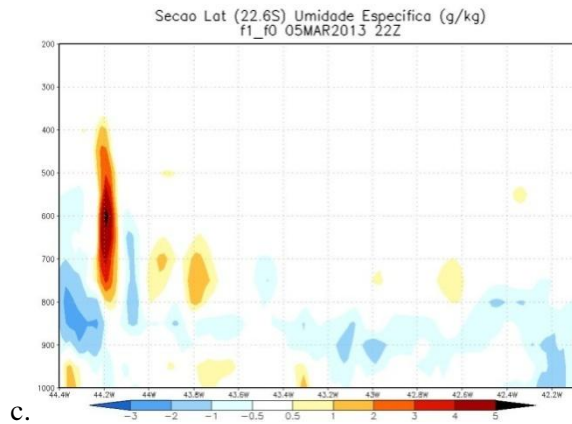




**Figura 5.27. Campos das 17Z de seção latitudinal (22,61°S) do movimento vertical e da umidade específica (a) do experimento controle (f1) e (b) do experimento sem microfísica (f0); (c) diferença entre os campos de seção latitudinal de umidade específica dos experimentos (f1 - f0).**

Nos campos de umidade e velocidade vertical voltados ao acumulado de precipitação entre 22Z e 23Z, próximo a Barra Mansa (22,61°S), é possível identificar diversos aspectos dinâmicos e termodinâmicos. Primeiramente, observa-se que f1 posiciona um forte núcleo de movimento ascendente ( $\approx 8 \text{ m/s}$ ) próximo a 44,2°W, evidenciando um maior transporte de umidade para altos níveis se comparado com f0 (Figura 5.28.c). Em consequência deste movimento ascendente, a leste deste, observa-se uma região de correntes descendentes (Figura 5.28.a) mais intensa em relação a f0 (Figura 5.28.b). Este comportamento está de acordo com o modelo exposto no Capítulo 4 para tempestades de mesoescala, na qual se tem a presença de um mecanismo de levantamento do ar que favorece a formação de nuvens e, posteriormente, de precipitação.

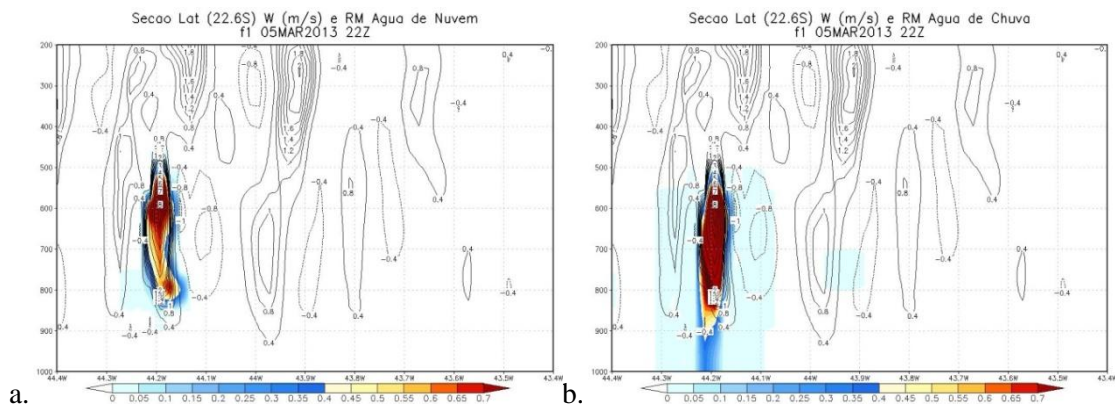




**Figura 5.28. Campos das 22Z de seção latitudinal (22,61°S) do movimento vertical e da umidade específica (a) do experimento controle (f1) e (b) do experimento sem microfísica (f0); (c) diferença entre os campos de seção latitudinal de umidade específica dos experimentos (f1 - f0).**

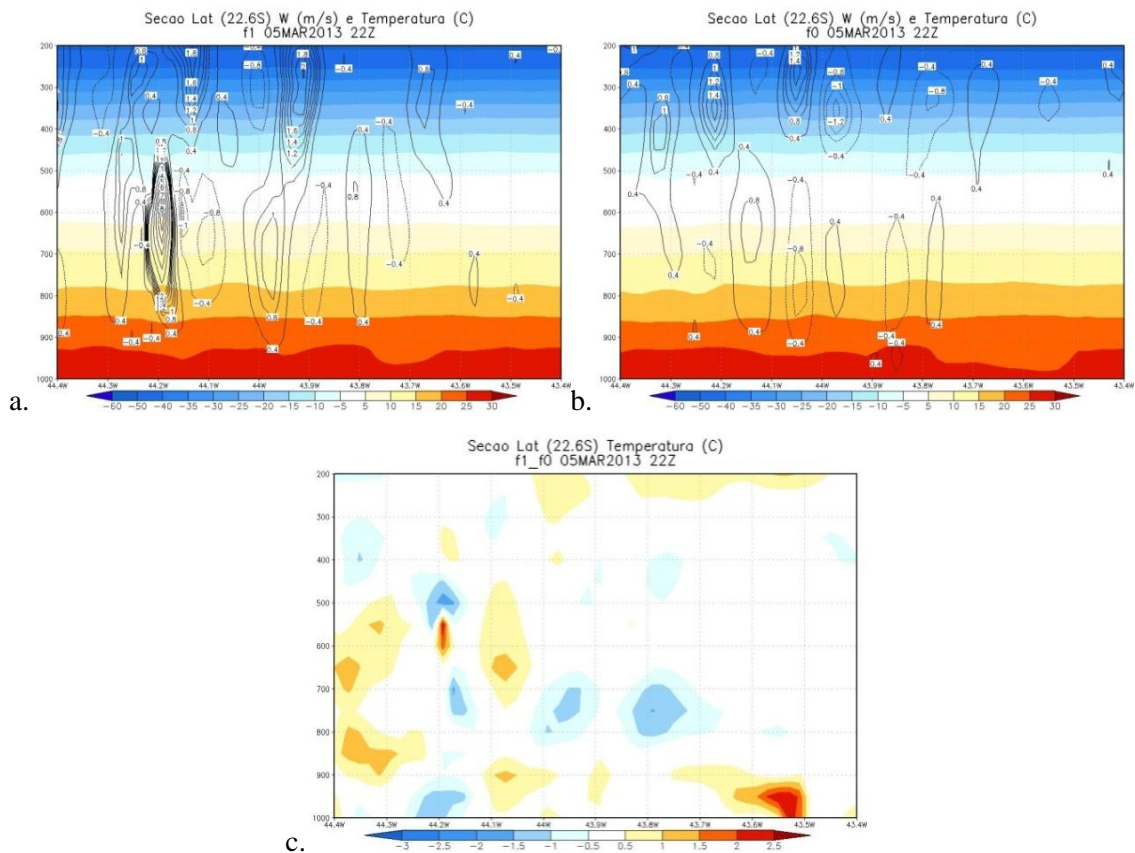
Como consequência do comportamento citado anteriormente, verificou-se uma maior formação de água de nuvem e de chuva no local das correntes ascendentes; o que pode ser observado pelas Figuras 5.29.a e 5.29.b, as quais mostram, respectivamente, o conteúdo de razão de mistura de água de nuvem ( $q_c$ ) e de água de chuva ( $q_r$ ), variáveis previstas apenas pela microfísica.

Na Figura 5.29.b, ainda se pode destacar uma importante diferença na forma de representar a precipitação entre as parametrizações de microfísica e de convecção. A primeira difere da segunda porque representa a queda da precipitação ao longo da vertical até o solo, e permite que se veja a variável água de chuva desde a atmosfera até a superfície; enquanto a segunda, não descreve este processo intermediário, apenas apresentando a precipitação em superfície diretamente. Em resposta a tudo isso, a Figura 5.11.a de refletividade máxima, apresentada anteriormente, posiciona o núcleo de maior refletividade ( $\approx 45$  dbz) na mesma região.



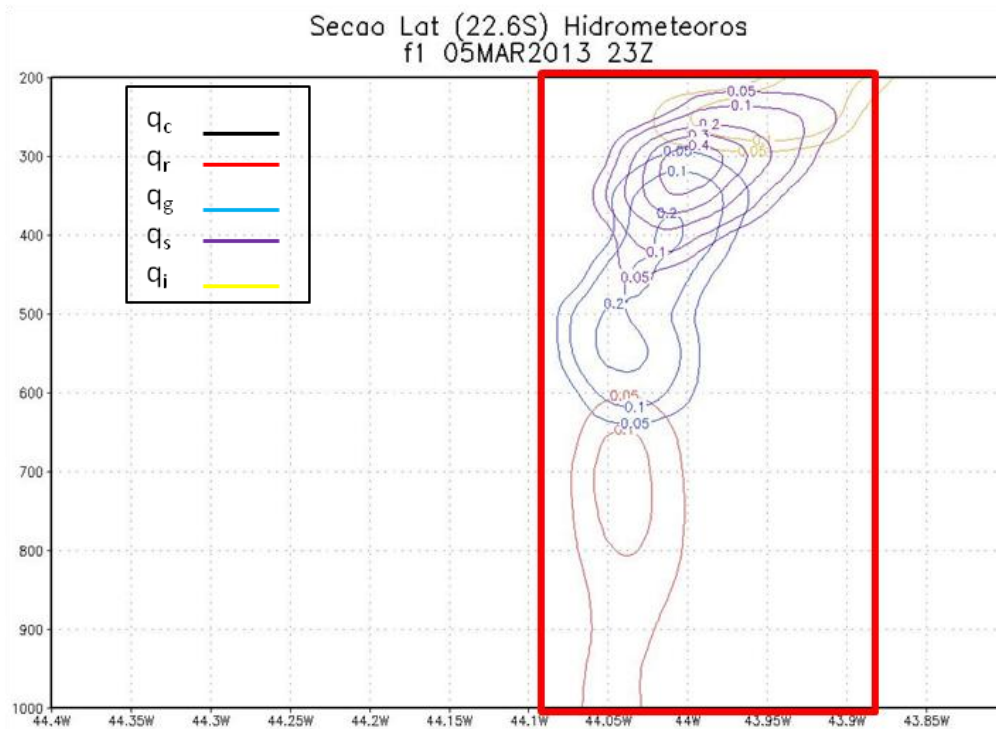
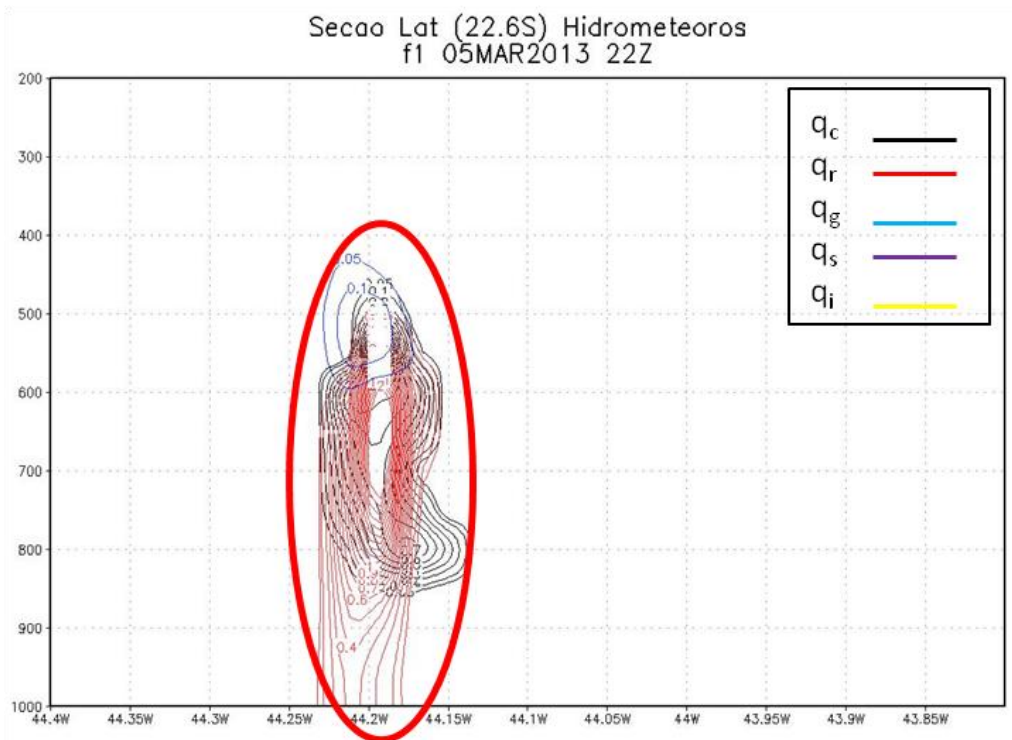
**Figura 5.29. Campos das 22Z de seção latitudinal (22,61°S) do movimento vertical e da razão de mistura de (a) água de nuvem e de (b) água de chuva.**

Os campos de seção latitudinal ( $22,6^\circ$  W) de velocidade vertical e temperatura dos dois experimentos f1 e f0 têm comportamento muito similar ao longo da maior parte da simulação. Contudo, no horário das 22Z (Figuras 5.30.a – 5.30.c), destaca-se que as fortes correntes ascendentes mais intensas que causaram a condensação da umidade provocaram a consequente liberação de calor latente, gerando uma região de maior aquecimento no experimento controle (Figura 5.30.c). Este aquecimento pode, ainda, incrementar a flutuabilidade, intensificando as correntes ascendentes num processo de retroalimentação, provocando altos acumulados de precipitação.



**Figura 5.30.** Campos das 22Z de seção latitudinal ( $22,61^\circ$ S) da velocidade vertical e da temperatura (a) do experimento controle (f1) e (b) do experimento sem microfísica (f0), e somente da temperatura (c) da diferença entre os experimentos (f1 - f0).

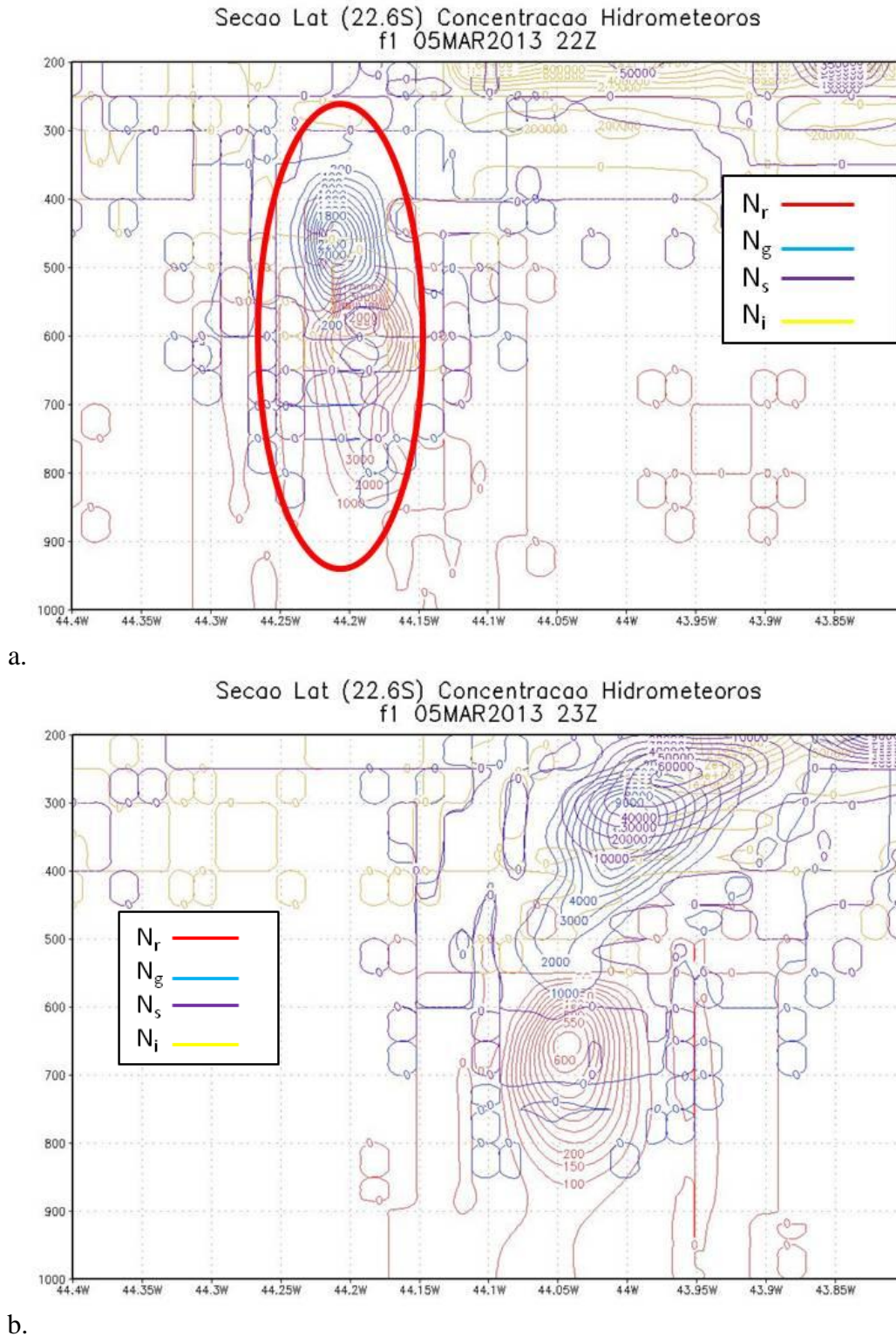
Por último, são mostrados os campos de seção latitudinal ( $22,6^\circ$  W) de hidrometeoros e de suas respectivas concentrações (Figuras 5.31 e 5.32). Diferentemente dos demais campos até agora apresentados, não foi possível gerar campos do experimento sem microfísica (f0) ou de diferença, pois essas variáveis (hidrometeoros e suas concentrações) são geradas somente pela própria parametrização de microfísica.



**Figura 5.31. Campos de seção latitudinal (22,61°S) dos hidrometeoros do experimento controle (f1) das (a) 22Z e das (b) 23Z.**

Verifica-se que, inicialmente (Figura 5.31a), há uma predominância de hidrometeoros de fase quente posicionados em níveis baixos e médios (razão de mistura de água de nuvem, água de chuva e graupel) exatamente no local que assinala as

correntes ascendentes (vide Figura 5.30). Posteriormente (Figura 5.31.b), observa-se predominância de hidrometeoros de fase fria posicionados em níveis médios e altos (gelo, neve e graupel) numa região na dianteira das correntes ascendentes.



**Figura 5.32. Campos de seção latitudinal (22,61°S) da concentração de hidrometeoros do experimento controle (f1) das (a) 22Z e das (b) 23Z.**

Nos campos de concentração de hidrometeoros (Figuras 5.32), verifica-se um padrão semelhante ao da Figura 5.31, com predominância de uma maior concentração de hidrometeoros de fase quente posicionados em níveis baixos e médios no início (Figura 5.32a), e posteriormente (Figura 5.32.b), uma predominância de hidrometeoros de fase fria posicionados em níveis médios e altos. Nos níveis superiores, na região da bigorna, observa-se que a simulação identificou acertadamente o maior deslocamento dos hidrometeoros para leste em função do escoamento.

#### **5.4. Resumo sobre os Resultados da Comparação entre os Experimentos**

A fim de obter um panorama geral, é válido resumir os resultados encontrados nas comparações entre os experimentos feitas nesta seção. Primeiramente, nos campos de PNMM (Figura 5.12.a – 5.12.c), observou-se que a microfísica gerou uma diminuição da pressão (-1,4 hPa) nos horários próximos ao evento (22Z), nos arredores do Sul Fluminense. Aproximadamente neste mesmo local e horário, na Figura (5.12.c), observou-se que os campos de temperatura apresentaram regiões com maior tendência de aquecimento (máximos entre 3°C – 5°C). Nos campos de linhas de corrente em 850 hPa, foi observado um aumento da intensidade das componentes de noroeste/oeste em algumas regiões (superior a 6 m/s) e uma confluência a oeste da Baía de Guanabara (Figura 5.13.a – 5.13.c). Em termos de umidade em baixos níveis (950 hPa), foi visto que f1 apresentou áreas de menos umidade nas regiões Serrana e Sul do Estado do RJ e de um pouco mais de umidade na Região Metropolitana (Figura 5.14.c). Acredita-se que este comportamento está relacionado com o uso da umidade para os processos microfísicos, além dos demais processos do modelo. Com relação à convergência em baixos níveis (950 hPa), verificou-se que a microfísica intensificou a convergência nas proximidades de Resende – RJ – o que está diretamente ligado à intensificação dos ventos citada há pouco (Figura 5.13.c). Em níveis médios (500 hPa), os campos de altura geopotencial indicam uma tendência de diminuição em grande parte do domínio, com núcleos mais intensos próximos a Piráí (entre -7 e -9 mgp), o que favorece o enfraquecimento de cristas e/ou intensificação de cavados (Figura 5.17.c).

Com relação à comparação das características da precipitação simulada, foi observado que a microfísica não apresenta contribuições significativas à precipitação total até às 18Z, de tal modo que as Figuras de precipitação total e *cumulus* deste período são essencialmente as mesmas (Figuras 5.20.c, 5.21.c, 5.23.a e 5.23.b). Este

comportamento pode estar associado ao fato da parametrização de *cumulus* utilizada (Grell-3D) consumir grande parte da umidade disponível nestes primeiros horários; como a microfísica é ativada após a *cumulus*, restaria muito pouca umidade para os processos microfísicos de nuvem. Apesar de terem utilizado parametrizações diferentes, resultados obtidos por Gomes (2009) e Rodrigues (2014) também foram justificados por este comportamento.

No entanto, a microfísica influencia de maneira indireta a da precipitação de *cumulus*, induzindo prioritariamente uma tendência geral de diminuição, possivelmente pelo fato da menor disponibilidade de umidade para esta parametrização, mencionado anteriormente nesta seção e visto na comparação dos campos de umidade (Figura 5.14.a – 5.14.c). A partir das 19Z, a contribuição da precipitação de microfísica aumenta um pouco e, em 23Z (Figura 5.23.c), próximo ao horário do evento observado, verifica-se que a sua contribuição foi superior a 12 mm/h, o que representa uma importante parcela da precipitação total mais significativa da simulação ( $\cong 16 \text{ mm/h}$ ). Tendo em vista os fatos expostos, pode-se dizer que a microfísica aparentemente “reteve” a sua parcela de precipitação e induziu indiretamente uma retenção da parcela de *cumulus* para, em seguida, produzir um forte acumulado de precipitação de microfísica nos horários das 22Z e 23Z, especialmente neste último. No mais, verificou-se também que, em geral, a parametrização de microfísica tende a concentrar mais a precipitação em pequenas regiões do que a convectiva.

Nos campos de nebulosidade, verificou-se que o experimento f1 posicionou mais nuvens baixas na RM do RJ no período entre 16Z e 21Z, favorecendo um incremento de fluatibilidade positiva por conta do aquecimento gerado pela liberação de calor latente associada à formação de nuvens; ao passo que apresentou menos nuvens baixas na Região do Médio Paraíba, como se viu na Figura 5.24.c. Nos campos de nuvens altas (figuras 5.26.a – 5.26.c), f1 apresentou menos nebulosidade que f0 no geral, além de ter representado de maneira satisfatória uma fraca banda de nebulosidade observada nas imagens de satélite, como previamente mencionado.

Nos campos de perfil latitudinal (22,61°S), foi possível destacar importantes aspectos associados a tempestades severas. Primeiramente, o sistema de precipitação simulado nos campos de f1 próximos das 23Z está associado a um forte movimento ascendente ( $> 8 \text{ m/s}$ ) no horário que antecede o maior acumulado de precipitação da

simulação (23Z), o qual induziu uma significativa advecção de umidade na vertical para altos níveis, o que não se observa no experimento f0 (Figura 5.28.a – 5.28.c). Tal comportamento de intensificação da velocidade vertical pela microfísica foi observado de modo geral em outros horários da simulação (Figura 5.27.a – 5.27.c). Decorre deste fato, a geração de altos acumulados de razão de mistura de água de nuvem ( $q_c$ ) e de chuva ( $q_r$ ) na região das correntes ascendentes, como mostra as Figuras 5.29.a e 5.29.b. Isto também explica os altos valores de refletividade observados na Figura 5.11.a. Além disso, observou-se que os campos de perfil latitudinal (22,61°S) de velocidade vertical e temperatura não tiveram grandes variações entre os experimentos, exceto pelos núcleos de aquecimento creditado às regiões de correntes ascendentes mais intensas (advecção de ar mais quente de baixos níveis para níveis superiores), como se pode observar pelas Figuras 5.30.a – 5.30.c. Finalmente, com relação às Figuras 5.31 e 5.32, pode-se afirmar que estas demonstram que o experimento com a microfísica ativada foi capaz de representar satisfatoriamente o modelo teórico, com o posicionamento dos hidrometeoros na região das correntes ascendentes e o predomínio de hidrometeoros de fase quente no início e de fase fria no final da convecção (estágio de dissipação).



## 6. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Nesta seção, são apresentadas as conclusões, dentro das quais também se resumiu sucintamente o trabalho de pesquisa realizado; e algumas indicações acerca das perspectivas de novas pesquisas dentro do assunto analisado.

### 6.1. Conclusões

Neste trabalho, foi feita uma avaliação do impacto físico causado pelo uso de uma parametrização de microfísica de nuvens razoavelmente sofisticada (Morrison, 2009) numa simulação de alta resolução ( $\Delta x \cong 2 \text{ km}$ ) efetuada no modelo WRF (versão 3.4.1) de um fenômeno de tempestade severa ocorrido no Estado do Rio de Janeiro, com diversas repercussões e transtornos na capital, no dia 5 de março de 2013. No trabalho de Menezes e Silva Dias (2004), foi evidenciado que o uso desta parametrização para simulações numéricas de resoluções mais finas ( $\Delta x \leq 10 \text{ km}$ ) tem se demonstrado de grande relevância na obtenção de resultados mais realísticos, sobretudo na precipitação em superfície.

A princípio, foi realizada uma ampla revisão bibliográfica no sentido de se reunir uma considerável gama de conhecimentos sobre o tema de microfísica de nuvens, especialmente aqueles mais relacionados ao objetivo do trabalho. Assim sendo, realizou-se: um compêndio sobre a teoria de convecção e tempestades severas e da teoria fundamental da física das nuvens; uma breve menção ao problema da modelagem, seguida de uma descrição do modelo utilizado (WRF); descrição dos métodos de abordagem ao problema da modelagem de microfísica de nuvens, bem como um resumo do esquema de microfísica utilizado nas simulações. Esta etapa pode ser destacada como uma das principais em todo o trabalho por se tratar de um esforço que visa fortalecer as bases teóricas fundamentais acerca de temas de alto nível de complexidade e de extrema relevância para o campo científico e prático da Meteorologia.

Para efetuar a avaliação pretendida, o procedimento de análise fez uso da metodologia de separação das contribuições de um fator – no caso, a parametrização de microfísica – descrito em Stein e Alpert (1993), a qual, dentre outras coisas, permite avaliar a contribuição isolada de um único fator a partir de dois experimentos: (a) o primeiro com o fator ativado, chamado de *experimento controle* (f1) e (b) o segundo,

com o fator desativado (f0). A parcela exclusivamente inserida pelo fator em análise pode ser encontrada pela simples subtração dos campos de diversas variáveis dos experimentos (f1-f0).

Num primeiro momento, foi feita a validação do experimento controle com o objetivo de verificar se este conseguiu representar aspectos gerais das variáveis fundamentais da atmosfera (vento, temperatura, pressão ao nível do mar, umidade). Para tanto, os resultados da grade mais “grosseira” ( $\Delta x \cong 18 \text{ km}$ ) do experimento controle foram comparados aos dados provenientes da reanálise CFSR ( $\Delta x \cong 3 \times 18 = 55 \text{ km}$ ), os quais foram considerados como o mais próximo do observado. Apesar de o experimento ter apresentado algumas diferenças em relação à reanálise, grande parte por conta do aumento da resolução horizontal, seu desempenho foi considerado satisfatório de maneira geral.

Num segundo momento, avaliou-se o desempenho da simulação (f1) por meio da análise de dados observacionais (precipitação em superfície, imagens de satélite e de radar). Nesta etapa, verificou-se que apesar de o experimento ter encontrado algumas condições favoráveis à ocorrência de precipitação em regiões próximas ao evento, o mesmo não teve êxito em representar os padrões, das diversas variáveis, encontrados nos dados observacionais. Um aspecto que vale destacar foi que, nada obstante o insucesso na representação da chuva observada, a simulação produziu um núcleo de acumulado de precipitação de 16 mm/h (maior da simulação) no entorno de Barra Mansa (RJ), no horário próximo ao estágio mais intenso do evento observado (23Z). Associado a este sistema simulado, verificou-se um forte núcleo de refletividade máxima (Figura 5.11.a), com valores que ultrapassaram os 45 dbz.

Talvez um possível impactante para as inconsistências entre os resultados da simulação (f1) e as observações seja o uso dos dados de entrada utilizados na simulação (análises do GFS –  $0,5^\circ$  ou 55,5 km). Apesar de possuir uma resolução horizontal relativamente alta para um modelo global, o GFS pode não ter conseguido captar as características dinâmicas do fenômeno severo observado (de dimensões inferiores a 55,5 km) na região de estudo. Como o acionamento da parametrização de microfísica está diretamente ligado aos aspectos dinâmicos fornecidos pelo modelo, se este não conseguiu representar bem a dinâmica da tempestade, o papel desta parametrização será um tanto limitado (vide Capítulo 2, subitem 2.3.3). Sugere-se que a assimilação de

dados observacionais (radiossondas, METAR, radar) das proximidades da simulação poderia agregar um valor extremamente positivo, na medida em que indicariam ao modelo o posicionamento dos núcleos da tempestade corretamente, contribuindo para uma melhor representação da sua estrutura dinâmica de fenômenos de escalas menores.

Apesar da deficiência encontrada no experimento, para os fins aos quais se além o estudo, tal comportamento não impõe nenhum impedimento para se alcançar as metas pretendidas. Isto porque, mesmo que os campos não condigam com a realidade observada, o impacto da parametrização de microfísica ainda pode ser isolado e avaliado no contexto da simulação com e sem a sua contribuição.

Finalmente, foi feita a comparação entre os vários campos dos experimentos com a microfísica ativada (f1) e com a mesma desativada (f0), a fim de se destacar o impacto da ativação da parametrização de microfísica de nuvens na simulação do caso.

Nada obstante o fato das simulações não terem conseguido representar as observações de precipitação precisamente no espaço, foi possível perceber que a microfísica produziu mais condições favoráveis à ocorrência de tempestades no domínio como um todo, com destaque para a região Metropolitana do RJ, principalmente do ponto de vista dinâmico, nos horários próximos ao fenômeno observado, como ficou evidente pelos campos de pressão, temperatura, vento (em baixos, médios e altos níveis). Isto também pode ser verificado, por meio de fatos como: a) mesmo com uma menor disponibilidade de umidade em baixos níveis (condição termodinamicamente menos favorável), os valores de convergência de umidade apresentados por f1 foram superiores aos de f0; b) tendência de diminuição da altura geopotencial na maior parte do domínio; c) confluência a oeste da Baía de Guanabara; e d) presença de mais umidade na Região Metropolitana e menos na Região Serrana do Estado.

Uma possível explicação para o comportamento relativamente discreto, ou pouco significativo, da parametrização de microfísica de nuvens na simulação advém do fato de que a parametrização convectiva (cumulus) pode estar consumindo uma parte considerável da umidade; uma vez que esta parametrização é acionada antes da microfísica, sobraria menos umidade para os processos elaborados por esta última. Tal padrão foi observado em trabalhos como Gomes (2009) e Rodrigues (2014) que utilizaram parametrizações diferentes da presente neste trabalho (Grell-3D),

respectivamente, as parametrizações convectivas de Kain-Fritsch (1990) e Betts-Miller-Janjic (1986).

Com relação à precipitação em superfície, notou-se que, inicialmente, a microfísica reservou a sua parcela de precipitação e reteve, indiretamente, a parcela de precipitação convectiva, para somente mais tarde (22Z e 23Z) deflagrar um elevado acumulado de precipitação, altamente concentrado, sendo a microfísica a principal contribuidora para tanto. Ressalta-se ainda que este comportamento de posicionar maiores acumulados em áreas menores, normalmente associado à microfísica, foi observado na simulação como um todo.

Os altos valores de corrente ascendente associadas à precipitação mais intensa da simulação foram bem representados somente com o acionamento da microfísica no experimento controle (f1), inclusive os efeitos relacionados a estas correntes, tais como, a formação de água de nuvem e de água de chuva e a conseqüente liberação de calor latente. Este comportamento refletiu nos campos de refletividade, como se esperava, os quais mostraram valores considerados altos em resposta aos campos de água de chuva.

Resumindo a discussão, avaliando o benefício proveniente do uso da parametrização de microfísica de nuvens na única simulação realizada, pode-se dizer que seu impacto foi pouco significativo sobre o município do Rio de Janeiro apesar de ter conseguido situar uma região de precipitação mais intensa próxima à Barra Mansa. É justo frisar que os resultados deste trabalho são insuficientes para representar, de maneira estatisticamente consistente, um padrão geral deste tipo de evento, mesmo porque este não era um dos objetivos iniciais. Assim como não se pode fazer nenhum tipo de juízo definitivo acerca da parametrização utilizada no presente trabalho (Morrison, 2009), a qual é considerada um esquema que contém um dos maiores níveis de detalhamento dos processos físicos em seu código. Contudo, mesmo tendo um impacto pouco positivo em termos de comparação com as observações, vale destacar que o acionamento da parametrização de microfísica foi o único que conseguiu gerar resultados capazes de minimamente se aproximar do acumulado registrado no evento.

Pode-se dizer também que, se forem levados em conta os resultados obtidos nos diversos estudos revisados, os quais advogam pelos benefícios das parametrizações de microfísica de nuvens, além daqueles aqui apresentados, é razoável crer que o uso

destas parametrizações em simulações de alta resolução deve ser incentivado dentro das limitações computacionais do centro previsor. Ressalta-se, por exemplo, que Saraiva (1996), em sua tese, somente conseguiu configurar o ciclone de maneira mais condizente com a realidade observada quando a parametrização de microfísica foi acionada; resultados similares foram obtidos por Menezes e Silva Dias (2004); ressalta-se que ambos usaram um modelo numérico diferente: *RAMS, Regional Atmospheric Modeling System* (Pielke *et al*, 1992).

## **6.2. Trabalhos Futuros**

Nesta seção, serão sugeridas algumas ações a serem tomadas futuramente pelo pesquisador que pretenda aprimorar e expandir o conteúdo científico deste trabalho. Todas elas se basearam nas discussões da seção anterior (6.1).

Pelo fato de ser um procedimento relativamente simples, como primeira sugestão de trabalho futuro, propõe-se que seja feita uma alteração na ordem de acionamento das parametrizações envolvidas, de modo que a microfísica de nuvens seja acionada antes da cumulus. Espera-se que com isto a microfísica contribua mais significativamente uma vez que terá uma maior quantidade de umidade para dispor em seus processos, conforme demonstrou Rodrigues (2014).

Em segundo lugar, realizar uma pesquisa mais detalhada que leve em conta os impactos dos diversos parâmetros do esquema de microfísica de nuvens (velocidade terminal, umidade relativa crítica, coluna de água integrada verticalmente etc), na objetivando uma identificação destes. A partir de tal verificação, é possível adaptar o esquema para as condições regionais/locais padrão do ambiente simulado e até mesmo controlar o fator que aciona o esquema de convecção de modo a evitar o acionamento desnecessário do mesmo e o conseqüente consumo excessivo de umidade. Este procedimento foi realizado por Gomes (2009).

Outro possível caminho a ser trilhado no sentido de ajudar a estabelecer, com mais precisão, os impactos da parametrização de microfísica de nuvens é a repetição da metodologia presente neste trabalho para outros casos de chuva, não necessariamente severos. Isto pode evidenciar aspectos inerentes à forma como o esquema de parametrização reage aos diferentes tipos de convecção, além de agregar mais consistência estatística às análises.

Conforme apontado na seção 6.1, os dados de entrada, por mais refinados que sejam para um modelo global ( $0,5^\circ$ ), podem ser ainda muito incipientes para representar o tipo de situação atmosférica observada no caso em análise. Sugere-se, portanto, que outras bases de dados, mais refinadas em resolução e em representação de processos físicos, sejam utilizadas como condições iniciais e de contorno.

Outro fator também apontado na seção anterior é o uso de assimilação de dados durante a simulação do evento, sobretudo de instrumentos capazes de representar padrões locais de menor escala. Citam-se como exemplos destes instrumentos, os radares, de maneira geral, e o SODAR (perfilador de vento com alta estratificação próximo à superfície).

Ainda se pode sugerir o uso de outro modelo numérico regional de previsão do tempo visando melhores resultados na avaliação dos impactos da microfísica, tal qual o RAMS, o qual se demonstrou altamente influenciado pela mesma (Menezes e Silva Dias, 2004; Saraiva, 1996).

Como última sugestão para melhorar a análise do impacto da parametrização microfísica, propõe-se o uso de casos idealizados e/ou bem controlados. Os resultados apresentados nos principais trabalhos na área de microfísica de nuvens que testam o comportamento de esquemas de parametrização em simulações numéricas têm utilizado largamente casos idealizados ou bem controlados (Morrison *et al*, 2005; Morrison *et al*, 2009 e LI *et al*, 2010). Nestes casos, os modelos utilizam informações bem detalhadas sobre a estrutura dos eventos bem documentados, as quais são inseridas no modelo, tornando-o menos dependente das condições iniciais grosseiras provenientes de modelos globais. Por exemplo, pode-se forçar o modelo a utilizar um perfil vertical inicial de temperatura e umidade observado ou impor ao modelo uma piscina fria (*cool pool*) para servir de mecanismo de levantamento do ar par ao início da convecção.

## 7. REFERÊNCIAS

- [1] ABBOTT, C. E. A survey of waterdrop interaction experiments. **Reviews of Geophysics**, v. 15, n. 3, p. 363-374, 1977.
- [2] ALBRETCH, R. I. Teoria e Observação. Curso de Microfísica de Nuvens: Microfísica Básica – CPTEC – Cachoeira Paulista – SP, 2014.
- [3] BRENGUIER, Jean-Louis; CHAUMAT, Laure. Droplet spectra broadening in *cumulus* clouds. Part I: Broadening in adiabatic cores. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 58, n. 6, p. 628-641, 2001.
- [4] BROWNING, Keith A. Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 21, n. 6, p. 634-639, 1964.
- [5] BYERS, H. R.; BRAHAM, R. R. r.,: The thunderstorm. **US Weather Bureau, Washington, DC, 1946.** 1949.
- [6] COTTON, William R.; BRYAN, George; VAN DEN HEEVER, Susan C. **Storm and cloud dynamics.** Academic press, 2010.
- [7] DOSWELL III, Charles A. Severe Convective Storms---An Overview. **Meteorological Monographs**, v. 28, p. 1-26, 2001.
- [8] GOMES, J. L., 2009. Estrutura dos sistemas precipitantes de verão do estado de São Paulo: estudo diagnostico e numérico. Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Meteorologia, CPTEC/INPE, São José dos Campos, SP - Brasil.
- [9] HANE, C. E. Extratropical squall lines and rainbands. **Mesoscale Meteorology and Forecasting**, p. 359-389, 1986.
- [10] HOCKING, L. M. The collision efficiency of small drops. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 85, n. 363, p. 44-50, 1959.
- [11] HOLTON, James R.; HAKIM, Gregory J. **An introduction to dynamic meteorology.** 4<sup>th</sup> Ed. Academic press, 2012.

- [12] JANJIC Z.I. The step-mountain coordinate model: further developments of the convection, viscous sublayer, and turbulence closure schemes. **Monthly Weather Review**. v. 122, p. 927–945, 1994.
- [13] JOHNSON, David B. The influence of cloud-base temperature and pressure on droplet concentration. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 37, n. 9, p. 2079-2085, 1980.
- [14] KAIN, J. S. e FRITSCH, J. M. A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parametrization. **J. Atmos. Sci.**, v. 47, p. 2784-2802, 1990.
- [15] KESSLER, Edwin. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. **American Meteorological Society – Meteorological Monographs** 10, 84p, 1969.
- [16] KOENIG, L. Randall; MURRAY, Francis W. Ice-bearing *cumulus* cloud evolution: Numerical simulation and general comparison against observations. **Journal of Applied Meteorology**, v. 15, n. 7, p. 747-762, 1976.
- [17] LEMON, Leslie R.; DOSWELL III, Charles A. Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. **Monthly Weather Review**, v. 107, n. 9, p. 1184-1197, 1979.
- [18] LI, Xiaowen *et al.* Sensitivity of a cloud-resolving model to *bulk* and explicit *bin* microphysical schemes. Part I: Comparisons. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 66, n. 1, 2009.
- [19] LIMA, DRO. Diagnóstico de chuvas e previsão meteorológica para a bacia hidrográfica do rio Manso. **Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil)-Universidade Federal do Rio de Janeiro (COPPE/UFRJ)**, Rio de Janeiro, 2005.
- [20] MAILHOT, J.; CHOUINARD C. Numerical forecasts of explosive winter storms: Sensitivity experiments with a meso-a scale model. **Monthly Weather Review**, v. 117, p. 1311-1343. 1989.
- [21] MARSHALL, John S.; PALMER, W. Mc K. The distribution of raindrops with size. **Journal of meteorology**, v. 5, n. 4, p. 165-166, 1948.



- [22] MARWITZ, J.D.: “The Structure and Motion of Severe Hailstorms. Part I: Supercell Storms”. **J. Appl. Meteorology**, 11, p. 166-179, 1972a.
- [23] MENEZES, W. F. Tempestades severas: um modelo para latitudes subtropicais. Tese de Doutorado, **Dept. Ciências Atmosféricas, Inst. Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas**, Universidade de São Paulo, 174 pp., 1998.
- [24] MENEZES, Wallace Figueiredo; DIAS, PL Silva. Um estudo do impacto das opções físicas do modelo RAMS na simulação numérica do ciclone Catarina. In: **Proc. XIII Congresso Brasileiro de Meteorologia**. 2004. p. 20031-144.
- [25] MEYERS, Michael P. *et al.* New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II: The two-moment scheme. **Atmospheric Research**, v. 45, n. 1, p. 3-39, 1997.
- [26] MILBRANDT, J. A.; YAU, M. K. A multi-moment *bulk* microphysics parameterization. Part I: Analysis of the role of the spectral shape parameter. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 62, n. 9, 2005.
- [27] MILLER, James R.; RUSSELL, Gary L.; TSANG, Lie-Ching. Annual oceanic heat transports computed from an atmospheric model. **Dynamics of Atmospheres and Oceans**, v. 7, n. 2, p. 95-109, 1983.
- [28] MORRISON, H. *et al.* A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part II: Single-column modeling of arctic clouds. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 62, n. 6, 2005.
- [29] MORRISON, H.; CURRY, J. A.; KHVOROSTYANOV, V. I. A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part I: Description. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 62, n. 6, 2005.
- [30] MORRISON, H. Microphysics Parameterization in Models. Curso de Microfísica de Nuvens: Microfísica Avançada – CPTEC – Cachoeira Paulista – SP, 2014.
- [31] MORRISON, H.; THOMPSON, G.; TATARSKII, V. Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line: Comparison of one-and two-moment schemes. **Monthly Weather Review**, v. 137, n. 3, 2009.

- [32] MORRISON, Hugh; GRABOWSKI, Wojciech W. Comparison of *bulk* and *bin* warm-rain microphysics models using a kinematic framework. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 64, n. 8, 2007.
- [33] MOURÃO, Caroline E. F. Estudo do Comportamento de Indicadores de Tempo Severo em Casos de Tempestades Sobre o Rio de Janeiro Utilizando o Modelo RAMS. Dissertação de monografia – **Universidade Federal do Rio de Janeiro, Departamento de Meteorologia**, 2007.
- [34] NASCIMENTO, Ernani de Lima. Previsão de tempestades severas utilizando-se parâmetros convectivos e modelos de mesoescala: uma estratégia operacional adotável no Brasil. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 20, n. 1, p. 121-140, 2005.
- [35] NEWTON, C. W. Structure and mechanism of the prefrontal squall line. **Journal of meteorology**, v. 7, n. 3, p. 210-222, 1950.
- [36] NEWTON, C.W., and J.C. FRANKHAUSER. “Movement and Propagation of Multicellular Convective Storms”. **Pure Appl. Geophys.**, 113, p. 747-764, 1975.
- [37] ORLANSKI, I. A Rational Subdivision of Scales for Atmospheric Processes. **Bull. Amer. Meteor. Soc.**, Issue 5, v. 56 – pp. 527-534, 1975.
- [38] ORME, Melissa. Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 23, n. 1, p. 65-79, 1997.
- [39] PAWLOWSKA, Hanna; BRENGUIER, Jean-Louis. Microphysical properties of stratocumulus clouds during ACE-2. **Tellus B**, v. 52, n. 2, p. 868-887, 2000.
- [40] PEZZOPANE, José Ricardo Macedo *et al.* Zoneamento de aptidão climática para os capins marandu e tanzânia na região sudeste do Brasil. **EMBRAPA**, 2012.
- [41] PIELKE, R. A. *et al.* A comprehensive meteorological modeling system—RAMS. **Meteorology and Atmospheric Physics**, v. 49, n. 1-4, p. 69-91, 1992.
- [42] “Radar Signatures for Severe Convective Weather”. Website da University Corporation for Atmospheric Research (UCAR) COMET MetEd: <http://www.meted.ucar.edu>. Acessado dia 25 de maio de 2014. ©2010, the Commonwealth of Australia, Bureau of Meteorology. All Rights Reserved.

- [43] REISNER, J.; RASMUSSEN, R. M.; BRUINJES, R. T. Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 124, n. 548, p. 1071-1107, 1998.
- [44] RODRIGUES, D. C., 2014. Testes com parametrização de convecção para casos de chuvas intensas em regiões montanhosas. **Dissertação de mestrado, CPTEC/INPE**, São José dos Campos, SP, Brasil.
- [45] ROGERS, R. R.; YAU, M. K. A short course in cloud physics. **International series in natural philosophy**. 1989.
- [46] RUTLEDGE, S. A.; HOBBS P. V. The mesoscale and microscale structure of organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. XII: A diagnostic modeling study of precipitation development in narrow cold-frontal rainbands. **J. Atmos. Sci.**, 41, p. 2949–297, 1984.
- [47] SAHA, Suranjana *et al.* The NCEP climate forecast system version 2. **Journal of Climate**, n. 2013, 2013.
- [48] SARAIVA, JMB. Previsão de tempo na Região Sul: Efeitos Locais e Influência da Liberação de Calor Latente. 1996. 322 f. 1996. Tese de Doutorado. **Tese (Doutorado em Meteorologia)-IAG-USP**, São Paulo, 1996.
- [49] SEIFERT, Axel *et al.* A comparison of spectral *bin* and two-moment *bulk* mixed-phase cloud microphysics. **Atmospheric research**, v. 80, n. 1, p. 46-66, 2006.
- [50] SKAMAROCK, William C. Evaluating mesoscale NWP models using kinetic energy spectra. **Monthly Weather Review**, v. 132, n. 12, 2004.
- [51] SKAMAROCK, W. *et al.* A description of the advanced research WRF version 3. **NCAR technical note NCAR/TN/u2013475**, 2008.
- [52] SILVA DIAS, M. A. F. Mesoscale weather systems-South American phenomena. **Meso. Forec. and Its Appl., WMO**, v. 712, p. 21-48, 1989.
- [53] SILVA DIAS, P. L. “Desafios na modelagem atmosférica: onde estamos e para onde vamos?”. Gramado – RS: Palestra ministrada no XVII Congresso Brasileiro de Meteorologia, 2012.

- [54] SQUIRES, P. The microstructure and colloidal stability of warm clouds. **Tellus** 10, 256–271. 1958.
- [55] SQUIRES, P. The microstructure of cumuli in maritime and continental air. **Tellus** 8, 443–444. 1956.
- [56] STEIN, U.; ALPERT, P. Factor separation in numerical simulations. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 50, n. 14, p. 2107-2115, 1993.
- [57] STEPHENS, Graeme L. Cloud feedbacks in the climate system: A critical review. **Journal of climate**, v. 18, n. 2, 2005.
- [58] STRAKA, Jerry M.; MANSELL, Edward R. A *bulk* microphysics parameterization with multiple ice precipitation categories. **Journal of Applied Meteorology**, v. 44, n. 4, 2005.
- [59] TWOMEY, S.; SQUIRES, Patrick. The influence of cloud nucleus population on the microstructure and stability of convective clouds. **Tellus**, v. 11, n. 4, p. 408-411, 1959.
- [60] UCCELLINI, Louis W. *et al.* Synergistic interactions between an upper-level jet streak and diabatic processes that influence the development of a low-level jet and a secondary coastal cyclone. **Monthly weather review**, v. 115, n. 10, p. 2227-2261, 1987.
- [61] WALLACE, John M.; HOBBS, Peter V. **Atmospheric science: an introductory survey**. Academic press, 2006.
- [62] WEISMAN, Morris L.; KLEMP, Joseph B. Characteristics of isolated convective storms. **Mesoscale meteorology and forecasting**, v. 15, p. 331-358, 1986.

## Apêndice A

#### i. Turbulência Influenciando o Crescimento da Gotícula por Condensação.

O primeiro efeito da turbulência diz respeito à condensação. Isto acontece porque a turbulência provoca o entranhamento de ar seco na nuvem e, conseqüentemente, a evaporação de algumas gotículas, diminuindo a sua concentração devido à diminuição do conteúdo de água líquida. Nos movimentos ascendentes de uma célula convectiva com baixa concentração de gotículas, serão geradas gotículas maiores à custa daquelas que evaporaram em função do entranhamento. Em favor desta hipótese, dados observacionais (Pawlowska e Brenguier, 2000; Brenguier e Chaumat, 2001) mostram que o espectro de gotículas é consideravelmente amplo em nuvens *cumulus*, fazendo com que haja uma correlação negativa entre os tamanhos das gotículas e a concentração de gotículas.

#### ii. Turbulência Influenciando o Processo de Colisão e Coalescência da Gotícula.

Na segunda hipótese relativa à turbulência, propõe-se que esta pode influenciar a colisão e coalescência de três maneiras: aprimorando a eficiência de colisão, aprimorando os centros de coleta ou centros coletores e produzindo heterogeneidades nas concentrações de gotículas. Na presença de escoamento turbulento, as gotículas cruzam as linhas de corrente de maneira mais eficiente do que num escoamento laminar (Figura 2.7), resultando em melhores eficiências de colisão.

#### iii. Papel de Núcleos de Condensação Gigantes

Núcleos de condensação gigantes podem ser partículas completamente solúveis (sal marinho), partículas misturadas revestidas de algum material solúvel (poeira mineral revestida de sulfato) ou partículas muito grandes e “molháveis”. Apesar da sua escassez na atmosfera, o papel de núcleos de condensação gigantes é o de servir de embrião para a coalescência, fazendo com que a gotícula se forme antes mesmo de atingir o raio crítico, que é o raio a partir do qual a gotícula adquire tamanho suficiente para crescer pelo processo de colisão e coalescência.

#### iv. Resfriamento Radiativo das Gotículas para Formar Embriões de Precipitação

O impacto da radiação pode ser verificado nos topos das nuvens, onde a população de gotículas emite radiação para o espaço, na ausência de vapor d'água ou de outro tipo de nebulosidade acima. O efeito de resfriamento decorrido dessa emissão

resulta na diminuição da pressão de vapor de saturação na superfície da gotícula, proporcionando um crescimento mais acelerado. Nuvens stratiformes (rasas e estendidas), como stratus e stratocumulus, permitem que muitas gotículas maiores fiquem no topo por mais tempo, podendo emitir mais radiação e, conseqüentemente, crescer mais à custa das menores. Em nuvens convectivas, isto não ocorre devido ao intenso movimento do ar e significativa extensão vertical.

## Apêndice B

*(namelist.wps)*



```
&share

wrf_core = 'ARW',

max_dom = 3,

start_date = '2013-03-05_00:00:00','2013-03-05_00:00:00','2013-03-
05_00:00:00'

end_date = '2013-03-06_06:00:00','2013-03-06_06:00:00','2013-03-
06_06:00:00',

interval_seconds = 21600

io_form_geogrid = 2,

/

&geogrid

parent_id      = 1, 1, 2,
parent_grid_ratio = 1, 3, 3,
i_parent_start = 1, 6, 21,
j_parent_start = 1, 7, 17,
e_we          = 40, 85, 139,
e_sn          = 37, 70, 100,
geog_data_res = '10m', '5m', '2m',

dx            = 18518,
dy            = 18518,

map_proj       = 'mercator',
ref_lat       = -22.72,
```

```
ref_lon      = -43.41,  
truelat1    = -22.72,  
truelat2    = 60.0,  
stand_lon   = 00,  
geog_data_path = '/usr/local/geog'  
opt_geogrid_tbl_path= './'  
  
/  
  
&ungrib  
  
out_format = 'WPS',  
prefix = 'ctrl2km-mp10',  
  
/  
  
&metgrid  
  
fg_name = 'ctrl2km-mp10'  
io_form_metgrid = 2,  
opt_metgrid_tbl_path= './'  
  
/
```

## Apêndice C

*(namelist.input)*

```

&time_control

run_days           = 1,

run_hours          = 06,

run_minutes        = 0,

run_seconds        = 0,

start_year         = 2013, 2013, 2013,

start_month        = 03, 03, 03,

start_day          = 05, 05, 05,

start_hour         = 00, 00, 00,

start_minute       = 00, 00, 00,

start_second       = 00, 00, 00,

end_year           = 2013, 2013, 2013,

end_month          = 03, 03, 03,

end_day            = 06, 06, 06,

end_hour           = 06, 06, 06,

end_minute         = 00, 00, 00,

end_second         = 00, 00, 00,

interval_seconds   = 21600

input_from_file    = .true.,.true.,.true.,

history_interval   = 60, 60, 60,

frames_per_outfile = 1000, 1000, 1000,

restart            = .false.,

restart_interval    = 5000,

```

io\_form\_history = 2  
io\_form\_restart = 2  
io\_form\_input = 2  
io\_form\_boundary = 2  
debug\_level = 1000

/

&domains

time\_step = 90,  
time\_step\_fract\_num = 0,  
time\_step\_fract\_den = 1,  
max\_dom = 3,  
e\_we = 40, 85, 139,  
e\_sn = 37, 70, 100,  
e\_vert = 60, 60, 60,  
p\_top\_requested = 5000,  
num\_metgrid\_levels = 27,  
num\_metgrid\_soil\_levels = 4,  
dx = 18518, 6172.665, 2057.5554,  
dy = 18518, 6172.665, 2057.5554,  
grid\_id = 1, 2, 3,  
parent\_id = 1, 1, 2,  
i\_parent\_start = 1, 6, 17,

j\_parent\_start = 1, 7, 21,  
parent\_grid\_ratio = 1, 3, 3,  
parent\_time\_step\_ratio = 1, 3, 3,  
feedback = 1,  
smooth\_option = 0

/

&physics

mp\_physics = 10, 10, 10,  
ra\_lw\_physics = 1, 1, 1,  
ra\_sw\_physics = 1, 1, 1,  
radt = 6, 6, 6,  
sf\_sfclay\_physics = 1, 1, 1,  
sf\_surface\_physics = 2, 2, 2,  
bl\_pbl\_physics = 1, 1, 1,  
bldt = 0, 0, 0,  
cu\_physics = 5, 5, 5,  
cudt = 0, 0, 0,  
cugd\_avedx = 2,  
isfflx = 1,  
ifsnow = 1,  
icloud = 1,  
surface\_input\_source = 1,

```

num_soil_layers      = 4,

sf_urban_physics     = 0,  0,  0,

/

&fdda

/

&dynamics

w_damping            = 0,

diff_opt             = 1,

km_opt              = 4,

diff_6th_opt        = 0,  0,  0,

diff_6th_factor     = 0.12, 0.12, 0.12,

base_temp           = 300.

damp_opt            = 0,

zdamp               = 5000., 5000., 5000.,

dampcoef            = 0.2,  0.2,  0.2

khdif               = 0,  0,  0,

kvdif               = 0,  0,  0,

non_hydrostatic     = .true., .true., .true.,

moist_adv_opt       = 1,  1,  1,

scalar_adv_opt      = 1,  1,  1,

/

```

&bdy\_control

spec\_bdy\_width = 5,

spec\_zone = 1,

relax\_zone = 4,

specified = .true., .false., .false.,

nested = .false., .true., .true.,

/

&grib2

/

&namelist\_quilt

nio\_tasks\_per\_group = 0,

nio\_groups = 1,

/



## Apêndice D

*(namelist.ARWpost)*

&datetime

start\_date = '2013-03-05\_00:00:00',

end\_date = '2013-03-06\_06:00:00',

interval\_seconds = 3600,

tacc = 0,

debug\_level = 1000,

/

&io

input\_root\_name = './wrfout\_d03-nomp2km'

output\_root\_name = './nomp2kmp'

plot = 'all\_list'

fields =

'height,geopt,theta,tc,tk,td,td2,rh,rh2,umet,vmet,pressure,u10m,v10m,wdir,wspd,wd10,  
ws10,slp,mcape,mcin,lcl,lfc,cape,cin,dbz,max\_dbz,clfr'

mercator\_defs = .true.

/

split\_output = .true.

frames\_per\_outfile = 2

plot = 'all'

plot = 'list'

```
plot = 'all_list'
```

! Below is a list of all available diagnostics

```
fields =
```

```
'height,geopt,theta,tc,tk,td,td2,rh,rh2,umet,vmet,pressure,u10m,v10m,wdir,wspd,wd10,  
ws10,slp,mcape,mcin,lcl,lfc,cape,cin,dbz,max_dbz,clfr'
```

```
&interp
```

```
interp_method = 1,
```

```
interp_levels =
```

```
1000.,950.,900.,850.,800.,750.,700.,650.,600.,550.,500.,450.,400.,350.,300.,250.,200.,1  
50.,100.,
```

```
extrapolate = .true.
```

```
/
```

```
extrapolate = .true.
```

interp\_method = 0, ! 0 is model levels, -1 is nice height levels, 1 is user  
specified pressure/height

```
interp_levels =
```

```
1000.,950.,900.,850.,800.,750.,700.,650.,600.,550.,500.,450.,400.,350.,300.,250.,200.,1  
50.,100.,
```

```
interp_levels = 0.25, 0.50, 0.75, 1.00, 2.00, 3.00, 4.00, 5.00, 6.00, 7.00, 8.00,  
9.00, 10.0, 11.0, 12.0, 13.0, 14.0, 15.0, 16.0, 17.0, 18.0, 19.0, 20.0,
```