

Referência Completa

Tipo da Referência Book

Repositório sid.inpe.br/iris@1905/2005/08.04.02.30

Metadados sid.inpe.br/iris@1905/2005/08.04.02.30.41

Site mtc-m05.sid.inpe.br

Rótulo 10488

Chave Secundária INPE-9387-FUD/118

Chave de Citação Naccarato:2002:T6ElAt

Autor Naccarato, Kleber Pinheiro

Grupo DGE-INPE-MCT-BR

Título Tópicos em eletricidade atmosférica 

Ano 2002

Editora (Publisher) INPE

Cidade São José dos Campos

Palavras-Chave GEOFISICA ESPACIAL, relâmpagos, tempestades, sensores, física de nuvens, nuvens, termodinâmica, detecção, eletricidade atmosférica, poluição do ar.

Resumo O presente trabalho, resultado de um Exame de Qualificação, aborda quatro temas relacionados com o estudo da Eletricidade Atmosférica: (1)Termodinâmica das nuvens de tempestade; (2)Processos de eletrificação de nuvens; (3)Sistema de detecção de relâmpagos de larga escala e ;(4)Influência dos centros urbanos na atividade de relâmpagos. Por serem temas muito abrangentes, obviamente não poderiam ser tratados com grande profundidade em um único trabalho e, assim, procurou-se fazer uma revisão bibliográfica geral dos principais aspectos de cada assunto, deixando para o leitor interessado em mais detalhes, a consulta das respectivas referências. Os temas foram organizados de tal forma que permitisse ao leitor inicialmente acompanhar a formação das nuvens de tempestade na atmosfera através da análise de suas condições termodinâmicas específicas. Em seguida, após o estágio inicial de desenvolvimento dessas nuvens, são discutidos os vários processos microfísicos responsáveis pela eletrificação (separação das cargas elétricas)no interior da nuvem, com a conseqüente produção das descargas atmosféricas ou relâmpagos (tanto no céu e quanto pata o solo). A partir daí, com a ocorrência de relâmpagos que atingem a superfície da Terra, diante de seus efeitos destruidores, surge a necessidade de se detectar desses eventos com o objetivo de estudar suas características físicas, sazonais e geográficas visando assim desenvolver procedimentos mais eficientes de proteção tanto de estruturas quanto de vidas humanas. Neste caso, são usados os sistemas de detecção de relâmpagos, os quais permitem determinar com precisão o ponto de impacto dos relâmpagos na superfície bem como determinar suas principais características físicas como intensidade da corrente de pico, multiplicidade, tempo de subida e largura de pulso da forma de onda da radiação eletromagnética, entre outras. Por fim, de posse de todas as informações mencionadas anteriormente e com base nos dados fornecidos- por sistemas de _detecção de relâmpagos, procurou-se avaliar como a atividade humana, representada pela atmosfera específica dos centros urbanos, poderia estar afetando as características das nuvens de tempestade, que por sua vez, refletem na ocorrência e características dos relâmpagos. Embora poucos trabalhos tratando diretamente desse assunto tenham sido publicados na literatura, algumas hipóteses e teorias já vêm sendo propostas na tentativa de explicar aumentos na frequência dos relâmpagos observados sobre as áreas habitadas. In this work, we discuss four subjects related to Atmospheric Electricity: (1)The thermodynamics of thunderstorms; (2)Thunderstorm electrification processes; (3)Largescale lightning detection networks; and (4)Influence of urban areas on lightning activity. Due to the complexity of these themes, we intended only to make a general review of the main aspects of each theme. The reader interested on more details could refer to die specific bibliography. The text was organized to first provide an overview of the thunderstorm development processes based on the analysis of the atmosphere thermodynamics conditions. Then, after the initial stage of the thunderstorm development, the several electrification processes proposed on the literature are discussed. These processes are responsible to charge separation within the thunderstorm cells in the cloud, thus producing lightning discharges, which may strike the ground or remain in the sky. The cloud-to-ground lightning are highly destructive affecting both the man-made structures and the human life itself. Thus, it becomes necessary to record those events in order to study their seasonal, physical and geographical characteristics, which leads to more efficient protection methods. In this case, the lightning data generated by the lightning detection networks play an important role. This complex measurement system can compute not only the precise location of the strike point of a lightning discharge but also some of its physical parameters, i.e., the peak current of the first return stroke, the flash multiplicity, the electromagnetic radiation waveform rise time nd peak to zero time, etc. Finally, using all the information mentioned above and the lightning data provided by the lightning detection networks, we tried to estimate the anthropogenic influence on the lightning activity, studying how the modified atmosphere over the polluted urban areas can affect die thunderstorm development and, consequently, the lightning physical characteristics. Although there were a few published papers that deal with this subject, some hypothesis and theories have been proposed in the literature to explain the observed enhancement of the lightning density over the urban areas.

Número de Páginas 155

Idioma Pt



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-9387-PUD/118

TÓPICOS EM ELETRICIDADE ATMOSFÉRICA

Kleber Pinheiro Naccarato

**Monografia referente ao Exame de Qualificação do curso de Doutorado em Geofísica
Espacial, aprovado em 05 de setembro de 2002.**

INPE
São José dos Campos

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

INPE-9387-PUD/118

TÓPICOS EM ELETRICIDADE ATMOSFÉRICA

Kleber Pinheiro Naccarato

**Monografia referente ao Exame de Qualificação do curso de Doutorado em Geofísica
Espacial, aprovado em 05 de setembro de 2002.**

**INPE
São José dos Campos
2002**

RESUMO

O presente trabalho, resultado de um Exame de Qualificação, aborda quatro temas relacionados com o estudo da Eletricidade Atmosférica: (1) Termodinâmica das nuvens de tempestade; (2) Processos de eletrificação de nuvens; (3) Sistema de detecção de relâmpagos de larga escala e (4) Influência dos centros urbanos na atividade de relâmpagos. Por serem temas muito abrangentes, obviamente não poderiam ser tratados com grande profundidade em um único trabalho e, assim, procurou-se fazer uma revisão bibliográfica geral dos principais aspectos de cada assunto, deixando para o leitor interessado em mais detalhes, a consulta das respectivas referências. Os temas foram organizados de tal forma que permitisse ao leitor inicialmente acompanhar a formação das nuvens de tempestade na atmosfera através da análise de suas condições termodinâmicas específicas. Em seguida, após o estágio inicial de desenvolvimento dessas nuvens, são discutidos os vários processos microfísicos responsáveis pela eletrificação (separação das cargas elétricas) no interior da nuvem, com a conseqüente produção das descargas atmosféricas ou relâmpagos (tanto no céu e quanto para o solo). A partir daí, com a ocorrência de relâmpagos que atingem a superfície da Terra, diante de seus efeitos destruidores, surge a necessidade de se detectar desses eventos com o objetivo de estudar suas características físicas, sazonais e geográficas visando assim desenvolver procedimentos mais eficientes de proteção tanto de estruturas quanto de vidas humanas. Neste caso, são usados os sistemas de detecção de relâmpagos, os quais permitem determinar com precisão o ponto de impacto dos relâmpagos na superfície bem como determinar suas principais características físicas como intensidade da corrente de pico, multiplicidade, tempo de subida e largura de pulso da forma de onda da radiação eletromagnética, entre outras. Por fim, de posse de todas as informações mencionadas anteriormente e com base nos dados fornecidos por sistemas de detecção de relâmpagos, procurou-se avaliar como a atividade humana, representada pela atmosfera específica dos centros urbanos, poderia estar afetando as características das nuvens de tempestade, que por sua vez, refletem na ocorrência e características dos relâmpagos. Embora poucos trabalhos tratando diretamente desse assunto tenham sido publicados na literatura, algumas hipóteses e teorias já vêm sendo propostas na tentativa de explicar aumentos na frequência dos relâmpagos observados sobre as áreas habitadas.

ATMOSPHERIC ELECTRICITY TOPICS

ABSTRACT

In this work, we discuss four subjects related to Atmospheric Electricity: (1) The thermodynamics of thunderstorms; (2) Thunderstorm electrification processes; (3) Large-scale lightning detection networks; and (4) Influence of urban areas on lightning activity. Due to the complexity of these themes, we intended only to make a general review of the main aspects of each theme. The reader interested on more details could refer to the specific bibliography. The text was organized to first provide an overview of the thunderstorm development processes based on the analysis of the atmosphere thermodynamics conditions. Then, after the initial stage of the thunderstorm development, the several electrification processes proposed on the literature are discussed. These processes are responsible to charge separation within the thunderstorm cells in the cloud, thus producing lightning discharges, which may strike the ground or remain in the sky. The cloud-to-ground lightning are highly destructive affecting both the man-made structures and the human life itself. Thus, it becomes necessary to record those events in order to study their seasonal, physical and geographical characteristics, which leads to more efficient protection methods. In this case, the lightning data generated by the lightning detection networks play an important role. This complex measurement system can compute not only the precise location of the strike point of a lightning discharge but also some of its physical parameters, i.e., the peak current of the first return stroke, the flash multiplicity, the electromagnetic radiation waveform rise-time and peak-to-zero time, etc. Finally, using all the information mentioned above and the lightning data provided by the lightning detection networks, we tried to estimate the anthropogenic influence on the lightning activity, studying how the modified atmosphere over the polluted urban areas can affect the thunderstorm development and, consequently, the lightning physical characteristics. Although there were a few published papers that deal with this subject, some hypothesis and theories have been proposed in the literature to explain the observed enhancement of the lightning density over the urban areas.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 1 - TERMODINÂMICA DAS NUVENS DE TEMPESTADE..... 13

1.1. - INTRODUÇÃO	13
1.2. - FUNDAMENTOS FÍSICOS DA CONVECÇÃO: A TEORIA DA PARCELA	13
1.2.1. - Convecção Adiabática Não-Saturada	14
1.2.2. - Convecção Adiabática Saturada	15
1.2.3. - Instabilidade Condicional	19
1.2.4. - Tratamento da Precipitação na Teoria da Parcela	21
1.2.5. - Influência do Formato da CAPE no Comportamento das Tempestades	22
1.3. - FORMAÇÃO DA PRECIPITAÇÃO	24
1.3.1. - Nucleação Heterogênea do Vapor d'Água	24
1.3.2. - Nuvens Quentes: Formação das Gotas de Chuva	31
1.3.3. - Modelo do Espectro de Tamanho das Gotículas	37
1.3.4. - Nuvens Frias: Formação do Gelo	40

CAPÍTULO 2 - PROCESSOS DE ELETRIFICAÇÃO DE NUVENS..... 49

2.1. - INTRODUÇÃO	49
2.2. - ESTRUTURA ELÉTRICA DAS NUVENS DE TEMPESTADE	49
2.3. - PROCESSOS DE ELETRIFICAÇÃO DE TEMPESTADES	55
2.3.1. - Processo de Eletrificação Convectivo	55
2.3.1.1 - Eletrificação de Nuvens Quentes	58
2.3.2. - Processos de Eletrificação de Partículas	59
2.3.2.1. - Processo Indutivo	59
2.3.2.2. - Processos Não-Indutivos de Eletrificação	62
2.3.2.2.1. - Interação Cristais/Grãos de Gelo	62
2.3.2.2.2. - Interação Esferas/Grãos de Gelo	66
2.3.2.3. - Mecanismos de Transferência de Carga	67
2.3.2.3.1. - Taxas de Crescimento Relativo e Camada Líquida	67
2.3.2.3.2. - Eletrificação da Superfície de Gelo em Crescimento ou Evaporação	69
2.3.2.3.3. - Eletrificação por Potencial de Contato	70
2.3.2.3.4. - Cargas em Desarranjos Cristalinos	71
2.3.2.4. - Aplicação dos Mecanismos de Eletrificação de Partículas	72
2.4. - OS RESULTADOS DOS ÚLTIMOS ANOS	72
2.5. - EFEITO DOS CAMPOS ELÉTRICOS DAS TEMPESTADES	79

CAPÍTULO 3 - SISTEMAS DE DETECÇÃO DE RELÂMPAGOS DE LARGA ESCALA..... 83

3.1. - INTRODUÇÃO	83
3.2. - TÉCNICAS DE DETECÇÃO	83
3.3. - COMPONENTES DE UM SISTEMA.....	86
3.3.1. - Central de Processamento APA2000.....	86
3.3.1.1. - Módulo LP2000 (Lightning Processor)	87
3.3.2. - Os Sensores.....	88
3.4. - PARÂMETROS FÍSICOS DOS RELÂMPAGOS FORNECIDOS PELO SISTEMA.....	90
3.4.1. - Corrente de Pico da Descarga.....	90
3.4.2. - Multiplicidade.....	92
3.4.3. - Tempo de Subida e Largura de Pulso	94
3.5. - DESEMPENHO DO SISTEMA	94
3.5.1. - Algoritmo de Localização e Erros Associados	95
3.5.2. - Precisão da Localização.....	96
3.5.2.1. - Exemplo de Aplicação da Elipse de Segurança na Análise de Eventos Isolados.....	100
3.5.3. - Eficiência de Detecção (ED).....	100
3.6. - CONFIGURAÇÃO E OPERAÇÃO DA CENTRAL DE PROCESSAMENTO.....	103
3.7. - LIMITAÇÕES DO SISTEMA.....	107
3.8. - O SISTEMA DE DETECÇÃO USADO NO BRASIL	109

CAPÍTULO 4 - INFLUÊNCIA DOS CENTROS URBANOS NA ATIVIDADE DE RELÂMPAGOS 113

4.1. - INTRODUÇÃO	113
4.2. - OS AEROSSÓIS ATMOSFÉRICOS	114
4.2.1. - Aerossóis de Áreas Urbanas.....	115
4.2.2. - Processamento dos Aerossóis pelas Nuvens	124
4.2.3. - Efeitos dos Aerossóis sobre as Nuvens.....	126
4.3. - AS ILHAS DE CALOR URBANAS.....	129
4.4. - POSSÍVEIS EFEITOS DOS CENTROS URBANOS NA ATIVIDADE DE RELÂMPAGOS.....	131
4.4.1. - Westcott (1995).....	132
4.4.2. - Orville et al. (2001).....	135
4.4.3. - Soriano e Pablo (2002)	138
4.4.4. - Naccarato (2001)	141
4.4.5. - Resumo	144
4.4.5.1. - Poluição Atmosférica	144
4.4.5.2. - Ilhas de Calor e Rugosidade da Superfície.....	146

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....149

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Densidade de vapor de equilíbrio para a faixa de temperatura encontrada na troposfera	16
1.2 Ilustração da temperatura T , temperatura de ponto de orvalho T_D , temperatura potencial equivalente q_e e temperatura potencial de bulbo úmido q_w em um diagrama termodinâmico.	17
1.3 Ingredientes para a obtenção da instabilidade condicional utilizando-se um diagrama termodinâmico.....	20
1.4 Níveis de supersaturação de equilíbrio (com relação a uma superfície de água plana) para gotículas de água pura (curva tracejada) e para gotículas contendo massas fixas de sal dissolvido, em função do raio das gotículas.....	26
1.5 Crescimento das gotas por condensação	29
1.6 Crescimento por condensação em um ambiente constante.....	31
1.7 Distribuições típicas simplificadas de tamanhos de gotículas para nuvens	32
1.8 Diagrama de interações entre as gotículas, ilustrando o resultado das colisões com partículas caindo com determinada velocidade terminal.....	32
1.9 Velocidades terminais de gotas de água em ar calmo a 1 atm e 20°C	33
1.10 Crescimento por agregação e eficiência de coleta	34
1.11 Eficiência de colisão E	35
1.12 Taxa de crescimento combinada.....	36
1.13 Crescimento por condensação de gotículas contendo diferentes quantidades de sais solúveis em uma parcela de ar oceânica subindo com velocidade de 60 cm/s.....	39
1.14 Núcleos de gelo na atmosfera	41
1.15 Modelo numérico de crescimento de partículas de gelo por agregação.....	45
1.16 Regiões de crescimento de partículas de gelo esféricas com diâmetro unitário formadas por incrustação em um ambiente de fase mista	46
2.1 (a) Modelo de uma nuvem de tempestade eletrificada. (b) Padrão de variação típico do campo elétrico medido na superfície	51
2.2 Visão conceitual da evolução microfísica, dinâmica e elétrica de uma tempestade.....	55

2.3	Desenvolvimento do centro de cargas negativas na parte mais baixa da nuvem através do processo convectivo e a subsequente intensificação da eletrificação como resultado da descarga corona a partir do solo.....	56
2.4	Experimentos de C. B. Moore e B. Vonnegut testam a hipótese convectiva.....	58
2.5	Um grão de gelo esférico, na presença de um campo elétrico ambiente, polariza-se. Gotículas que venham a colidir com a parte de baixo dessa partícula removem suas cargas positivas, tornando-a negativamente carregada.....	60
2.6	Microfísica da transferência de carga envolvendo colisões entre grãos de gelo (<i>graupel</i>) e cristais de gelo (<i>ice crystals</i>).....	64
2.7	Carga transferida a um grão de gelo pela colisão com cristais em função da temperatura.....	65
2.8	Sinal da carga transferida para um grão de gelo em crescimento por incrustação através de colisões com cristais de gelo em função da quantidade de água líquida efetiva e da temperatura.....	65
2.9	Transferência de cargas negativas para cristais de gelo associada à camada líquida de um grão de gelo formado por incrustação.....	68
2.10	Transferência de cargas associadas a gradientes de temperatura nas extensões dendríticas formadas sobre a superfície de um grão de gelo.....	70
2.11	Variação do potencial de contato em uma superfície de gelo após incrustação em função da temperatura.....	71
2.12	A linha superior corresponde à determinação experimental da EW e temperatura da nuvem para a inversão do sinal da carga transferida a 3 m/s (Saunders e Peck, 1998). A linha inferior representa a zona de eletrificação positiva do grão de gelo (Saunders et al. 1991).....	73
2.13	Sinal da carga transferida ao grão de gelo em função da quantidade efetiva de água disponível (EW) e a temperatura para duas distribuições de tamanhos de gotículas (DTG) diferentes.....	77
2.14	Quatro estágios representando o efeito da intensificação do campo elétrico sobre gotículas de água em queda dentro da nuvem.....	81
3.1	Método da direção magnética.....	84
3.2	Método do tempo de chegada.....	85
3.3	Método IMPACT.....	86
3.4	Algoritmo de agrupamento de descargas.....	93
3.5	Distribuição Gaussiana 3D dos erros de localização mostrando a localização estimada do evento no ponto de maior probabilidade (pico).....	98

3.6	Elipse de segurança obtida para uma geometria desfavorável entre os sensores.....	99
3.7	Elipse de segurança obtida para uma geometria favorável entre os sensores.....	99
3.8	Uso da elipse de segurança para identificar a causa da interrupção de uma linha de transmissão.....	100
3.9	Eficiência de detecção relativa de uma rede composta por dois tipos de sensores: #1 e #2.....	102
3.10	Distribuição dos sensores ativos da RIDAT.....	111
3.11	Mapa da eficiência de detecção da RIDAT.....	111
3.12	Mapa da precisão de localização da RIDAT.....	112
4.1	Distribuições numéricas, de área superficial e de volume típicas para aerossóis urbanos	116
4.2	Distribuições de volume (ou massa) de aerossol próximo à fonte (via expressa) comparada com a média urbana	117
4.3	Distribuições numérica, de área superficial e de volume típicas para a zona rural.....	119
4.4	Distribuições numérica, de área superficial e de volume típicas para regiões continentais remotas (medidas independentes).....	119
4.5	Distribuições numérica, de área superficial e de volume típicas para a troposfera livre (medidas independentes).....	120
4.6	Emissões relativas de poluentes por tipo de fontes em 2001	123
4.7	Distribuições de tamanho medidas em campo para o aerossol de sulfato, nitrato, amônio, cloro, sódio e íons de hidrogênio em Claremont (EUA).....	123
4.8	Frequência de observação dos modos do aerossol de sulfato em função do diâmetro para a cidade de Los Angeles (EUA) durante o verão de 1987.....	124
4.9	Resultados do modelo numérico para o espectro de CCN processado por uma nuvem cumulus (linha tracejada) comparado com o espectro do CCN que entrou na nuvem (linha contínua).....	126
4.10	Esquema resumindo as principais interações aerossol-nuvem na atmosfera continental	127
4.11	Densidade de relâmpagos média para o verão (meses de junho, julho e agosto) referente a 12 anos de dados (1989-2000) dada em eventos/km ² na cidade de Houston, Texas.....	136

4.12	Densidade média de relâmpagos para o inverno (meses de dezembro, janeiro, fevereiro) referente a 12 anos de dados (1989-2000) dada em eventos/km ² para a mesma região da Figura 4.11.....	137
4.13	Simulação de ventos e temperaturas (°C) sobre Houston	137
4.14	Distribuição do número de relâmpagos na RMSP durante verão de 2000.....	141
4.15	Distribuição do número de relâmpagos na RMSP durante verão de 2001.....	142
4.16	Mapa de ocupação do solo do município de São Paulo para o ano de 1999	142
4.17	Mapa da banda termal do município de São Paulo obtido pelo satélite LandSat-7 em Set/1999.....	143

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Aplicabilidade dos processos de eletrificação aos resultados das colisões de cristais de gelo	72
3.1 Comparação entre os sensores LPATS III, IV e IMPACT	89
3.2 Principais parâmetros de configuração do LP2000.....	106
3.3 Distribuição dos sensores da RIDAT	109
4.1 Concentração de massa e composição dos aerossóis troposféricos	118
4.2 Estimativa da emissão das fontes de poluição do ar na RMSP em 2001.....	122

CAPÍTULO 1

TERMODINÂMICA DAS NUVENS DE TEMPESTADE

1.1. INTRODUÇÃO

As nuvens convectivas que são capazes de produzir relâmpagos são definidas como nuvens de tempestade, as quais constituem um dos elementos meteorológicos mais violentos e difíceis de se prever. As tempestades originam-se a partir da inter-relação entre vários fatores como: perfil de temperatura, disponibilidade de vapor d'água, condição de instabilidade atmosférica e formação de precipitação (condensação do vapor d'água), sendo caracterizadas por fortes correntes de ar ascendente, turbulência, rajadas de vento, descargas atmosféricas e intensa precipitação, acompanhada ou não de granizo. Por se formarem no ar, mais precisamente na troposfera, as tempestades devem obedecer às mesmas leis da Termodinâmica e da Mecânica de Fluidos que o restante da atmosfera. Este será, portanto, o assunto deste trabalho: analisar os principais conceitos da Termodinâmica Atmosférica que estejam diretamente relacionados com a formação das tempestades. Este assunto já se encontra consolidado na literatura, havendo portanto uma grande de publicações relacionadas. As informações apresentadas aqui foram baseadas em Goody e Walker (1975), Iribarne e Cho (1980), Hobbs (1993), Williams (1995) e Stull (2000).

1.2. FUNDAMENTOS FÍSICOS DA CONVECÇÃO: A TEORIA DA PARCELA

O Sol constitui a principal fonte de energia para a convecção. Em outras palavras, como a atmosfera limpa é transparente à radiação solar, mais da metade da luz incidente é absorvida pela superfície terrestre. Esse aquecimento diferencial da atmosfera próxima à superfície em relação à coluna de ar imediatamente acima constitui o fator determinante para a criação da instabilidade condicional ou latente, causa primária das tempestades convectivas. A instabilidade ocorre devido ao princípio de Arquimedes: parcelas de ar com menor densidade imersas em um ambiente mais denso sofrem uma força para cima denominada empuxo. Considerando-se o ar atmosférico como um gás ideal, a densidade de uma parcela de ar em uma dada altitude (ou pressão) é determinada pela sua temperatura. Desta forma, tanto

maior será o empuxo quanto maior for a diferença de temperatura entre a parcela de ar e suas vizinhanças.

Embora as tempestades convectivas sejam caracterizadas por movimentos ascendentes altamente turbulentos, é conveniente assumir que a convecção é composta por parcelas de ar individuais que permanecem inalteradas ao longo de suas trajetórias (teoria da parcela). Como os processos de difusão inerentes da turbulência são mais efetivos em pequenas escalas, espera-se que esta teoria aproximada (que ignora esses processos) seja mais exata para parcelas de ar de grandes dimensões.

A teoria da parcela considera então pacotes de ar e vapor d'água contidos em membranas sem massa, perfeitamente extensíveis e impermeáveis para as trocas de energia e massa (adiabáticas).

1.2.1. Convecção Adiabática Não-Saturada

Para parcelas de ar em movimento ascendente no campo gravitacional da Terra sem que haja mudança de fase (condensação ou evaporação), duas contribuições de energia devem ser consideradas: a energia potencial gravitacional e a energia interna. Considerando uma parcela composta por um gás ideal, sua energia interna (por unidade de massa) é dada pelo produto entre a capacidade térmica à pressão constante C_p e a temperatura absoluta T . Desta forma, pelo princípio da conservação de energia, à medida que a parcela de ar sobe, a energia térmica transforma-se em energia potencial gravitacional, ou seja, o aumento da altitude da parcela leva a uma diminuição de sua temperatura: processo de resfriamento adiabático. Assim, para um deslocamento dz e uma variação dT de temperatura, tem-se que:

$$C_p \cdot dT + g \cdot dz = 0 \Rightarrow \frac{dT}{dz} = -\frac{g}{C_p} = \Gamma_d \approx 9,8^\circ\text{C/km} \quad (1.1)$$

onde C_p = capacidade térmica do ar não-saturado; Γ_d = gradiente adiabático não-saturado; g = aceleração da gravidade. Observe que o gradiente adiabático não-saturado Γ_d dado pela equação acima, independe da altitude (ou pressão).

A convecção adiabática não-saturada é caracterizada por uma grandeza conservativa denominada temperatura potencial θ , medida em relação ao nível de pressão $p_0 = 1000$ mbar, dada por:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \quad (1.2)$$

onde R = constante do gás não-saturado. Esta temperatura equivale à temperatura que a parcela de ar adquiriria caso fosse trazida adiabaticamente de sua altura original ao nível de 1000 mbar. Neste processo, parcelas de ar presentes em pressões menores que 1000 mbar, sofreriam um aquecimento adiabático em seu deslocamento hipotético ao nível de 1000 mbar e sua temperatura seria então significativamente maior que sua temperatura na altitude inicial.

1.2.2. Convecção Adiabática Saturada

Quando se considera a presença de vapor d'água durante o processo de ascensão da parcela de ar acompanhado de mudança de fase, o calor latente de condensação deve ser incluído no balanço de energia. Desta forma, a equação (1.1) transforma-se em:

$$-L \cdot dW_s = C_p \cdot dT + g \cdot dz \quad (1.3)$$

onde L = calor latente de condensação (ou evaporação) = $2,5 \times 10^6$ J/kg; W_s = quantidade de vapor em equilíbrio no ar (dada pela relação de Clausius-Clapeyron). O termo da esquerda na equação acima aparece com sinal negativo, pois uma diminuição na quantidade de vapor da parcela dW_s está associada a um aumento da temperatura da parcela (contribuição positiva) devido à liberação de calor durante a condensação.

A lei de Clausius-Clapeyron determina como a densidade de vapor, em equilíbrio com as fases sólida e líquida, varia em função da temperatura (Figura 1.1). A concentração de vapor d'água é quantificada por vários parâmetros diferentes em meteorologia: temperatura de ponto de orvalho, pressão de vapor, densidade de vapor e umidade específica. De 0°C

até cerca de +30°C, obtém-se um aumento de 100% na densidade de vapor para cada 10°C de variação de temperatura. Para temperaturas abaixo de 0°C, deve-se considerar duas curvas de densidade de vapor: uma para água super-resfriada e outra para o gelo. Água super-resfriada é o constituinte predominante nas tempestades devido, primariamente, à escassez de núcleos de congelamento os quais são responsáveis por transformar água super-resfriada em gelo. Próximo à -40°C, água líquida transforma-se espontaneamente em gelo por um processo denominado nucleação homogênea. A faixa de temperatura de 0°C a -40°C em uma tempestade define uma região chamada de fase mista.

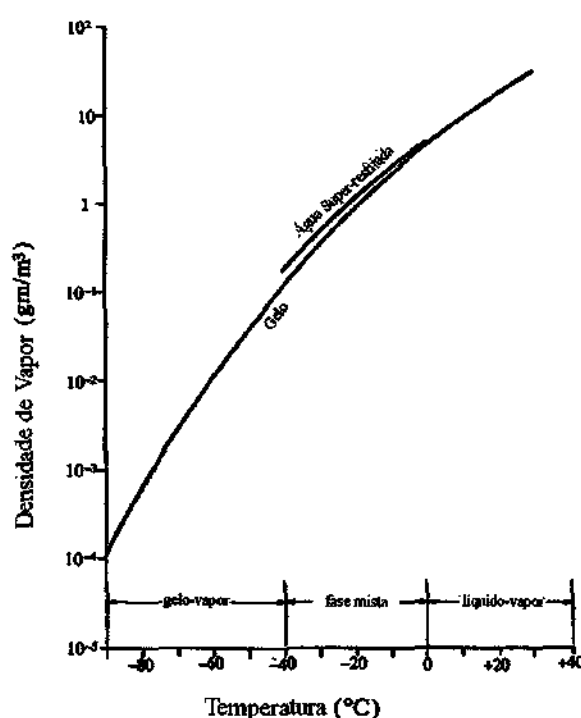


Fig. 1.1 – Densidade de vapor de equilíbrio para a faixa de temperatura encontrada na troposfera. Curvas para a água líquida e o gelo são mostradas na faixa de temperatura de fase mista (de 0°C a -40°C).

FONTE: Adaptada de Williams (1995, p. 29).

A equação (1.3), após algumas manipulações, pode ser reescrita como:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{-\Gamma_d}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{dW_s}{dT}} = -\Gamma_s \quad (1.4)$$

onde Γ_s = gradiente adiabático saturado (ou pseudo-adiabático), que corresponde a uma modificação do gradiente adiabático não-saturado. Como dW_v/dT é positivo para toda a faixa de temperatura considerada (curva de Clausius-Clapeyron), conclui-se que:

$$\Gamma_s \leq \Gamma_d \quad (1.5)$$

Parcelas de ar em ascensão adiabática saturada também são caracterizadas por duas grandezas conservativas distintas. Como as parcelas de ar saturadas de vapor tanto podem resfriar-se, devido à evaporação da água líquida, como se aquecer, devido à condensação do vapor, define-se então as respectivas grandezas conservativas: temperatura potencial de bulbo úmido (θ_w) e temperatura potencial equivalente (θ_e) em relação ao nível de 1000 mbar (conforme mostra a Figura 1.2).

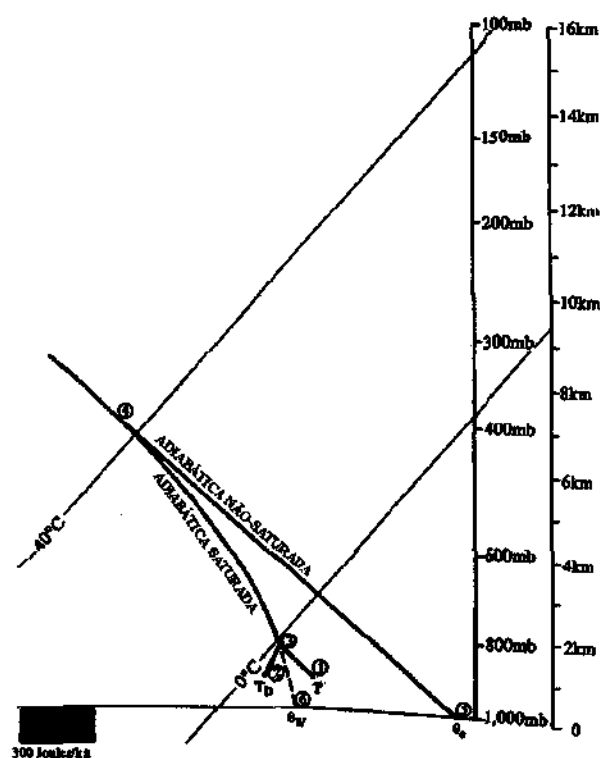


Fig. 1.2 – Ilustração da temperatura T , temperatura de ponto de orvalho T_D , temperatura potencial equivalente θ_e e temperatura potencial de bulbo úmido θ_w , em um diagrama termodinâmico.

FONTE: Adaptada de Williams (1995, p. 32).

A temperatura de ponto de orvalho é freqüentemente utilizada para caracterizar a quantidade de vapor d'água em uma parcela de ar, sendo diretamente proporcional à disponibilidade de vapor. Ela corresponde à temperatura a qual uma parcela de ar não-saturada deve ser resfriada (à pressão constante) para atingir a saturação. Para uma dada pressão (altitude), dois pontos caracterizam uma parcela de ar: sua temperatura e sua temperatura de ponto de orvalho (pontos 1 e 2 da Figura 1.2). Se essa parcela não-saturada sofre um deslocamento adiabático não-saturado, duas grandezas são conservadas: a temperatura potencial θ e a razão de mistura de vapor d'água. Desta forma, o deslocamento da parcela é representado por uma translação ao longo da adiábática não-saturada (a partir da temperatura inicial de bulbo seco) e ao longo de uma isolinha de razão de mistura (a partir da temperatura inicial de bulbo úmido). A intersecção dessas duas linhas em um determinado nível de pressão representa a condição de saturação. Esse nível de pressão é denominado nível de condensação de nuvens (CCL) e corresponde à altitude onde há a formação das primeiras nuvens. A partir daí, deslocamentos ascendentes da parcela seguirão uma adiábática saturada, havendo então conservação de θ_s e θ_l que, na prática, correspondem à mínima e máxima temperatura que a parcela pode ter, respectivamente, em virtude do calor latente de vaporização.

Os pontos 5 e 6 da Figura 1.2 mostram como os valores de θ_l e θ_s podem ser determinados a partir de um diagrama termodinâmico. Desta forma, para se determinar θ_s , a parcela de ar é elevada até níveis de pressão muito baixos (altos níveis) onde a curva adiábática saturada tangencia a curva adiábática não-saturada (ponto 4). Neste processo toda a água líquida é eliminada, mantendo-se apenas o calor latente de condensação. A partir daí, a parcela de ar seca é aquecida adiabaticamente trazendo-a até o nível de 1000 mbar ao longo da adiábática não saturada; a temperatura obtida corresponde a θ_l . Para se determinar θ_s , desloca-se a parcela do nível CCL em direção à superfície ao longo da adiábática saturada. Neste processo, a água líquida deve evaporar-se na parcela à medida que ela desce. Ao chegar no nível de 1000 mbar, sua temperatura será θ_s .

1.2.3. Instabilidade Condicional

A instabilidade condicional é o mecanismo gerador das tempestades, estando diretamente relacionada com a energia potencial convectiva disponível (CAPE). Embora a instabilidade condicional possa ocorrer sob diversas condições meteorológicas, duas delas estão presentes em todos os casos: (1) as parcelas de ar devem ser elevadas a partir de baixos níveis de pressão até níveis onde seja possível a condensação e a liberação de calor latente; (2) a parcela de ar deve estar mais quente (ou menos densa) que o ambiente ao seu redor, sofrendo assim a ação de uma força de sustentação positiva (ou ascendente), pois o empuxo aplicado é maior que seu peso.

O gradiente de temperatura vertical da troposfera frequentemente fica compreendido entre a curva adiabática não-saturada, dada pela equação (1.1), e a curva saturada, dada pela equação (1.4). Uma sondagem do perfil de temperatura típico é mostrada na Figura 1.3. A temperatura da parcela de ar na superfície vale T e sua temperatura de ponto de orvalho, T_D .

Se uma parcela de ar próxima à superfície é elevada, por qualquer processo físico, primeiramente ao longo da adiabática não-saturada até o nível CCL e, em seguida, ao longo da adiabática saturada, até o nível de convecção livre (LFC), obtém-se, de forma gráfica, as condições essenciais para a ocorrência da instabilidade condicional. A grande maioria dos pequenos cúmulos que se formam durante o período da manhã sobre o continente ficam confinadas em altitudes entre os níveis CCL e LFC.

Observe que a curva adiabática saturada intercepta a sondagem do perfil de temperatura do ambiente nos pontos 3 (nível de convecção livre, LFC) e 4 (nível de sustentação, LNB). O nível LFC corresponde à altitude onde a parcela, pela primeira vez, está sujeita a uma força ascendente. Neste ponto, assume-se que a densidade da parcela é função apenas de sua temperatura e, de acordo com o Princípio de Arquimedes, o empuxo resultante será diretamente proporcional à diferença de temperatura entre a parcela de ar e o ambiente ao seu redor. Com isso, essa parcela irá elevar-se espontaneamente. Porém, esta ascensão não poderá perdurar indefinidamente e a parcela de ar, ao atingir o nível LNB, não sofrerá mais a

ação da força de ascensão (pois o empuxo ficará em equilíbrio com o seu peso), cessando assim seu movimento de subida.

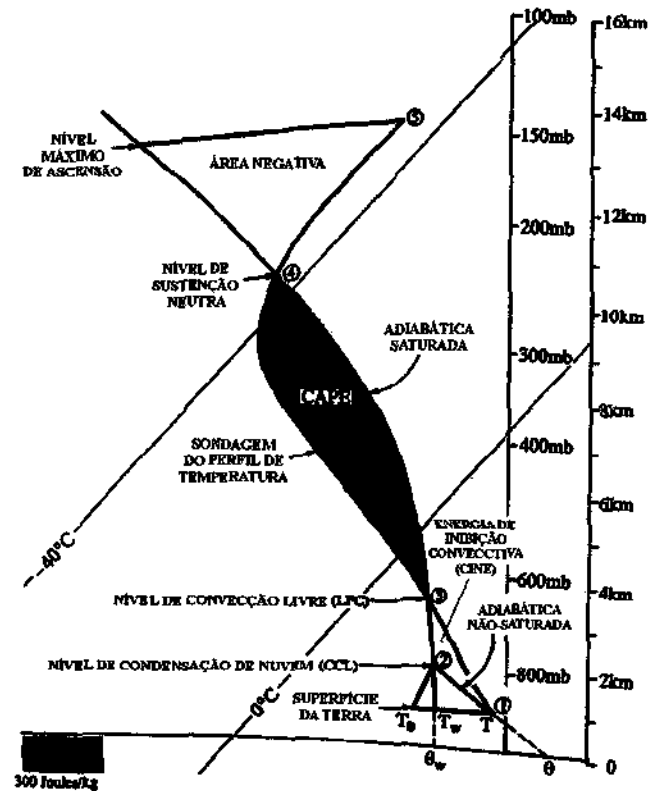


Fig. 1.3 – Ingredientes para a obtenção da instabilidade condicional utilizando-se um diagrama termodinâmico.
 FONTE: Adaptada de Williams (1995, p. 33).

A CAPE (J/kg), corresponde à área positiva compreendida entre a temperatura da parcela de ar (dada pela adiábata saturada) e a temperatura do ambiente, limitada pelos níveis LFC e LNB, sendo calculada pela integral da força de ascensão ao longo da altitude:

$$CAPE = \int_{LFC}^{LNB} \frac{T_{parc} - T_{amb}}{T_{amb}} \cdot g \cdot dz \quad (1.6)$$

Para que a CAPE possa ser liberada, deve-se inicialmente fornecer uma quantidade de energia, denominada energia de inibição convectiva (CINE), que corresponde à área negativa abaixo do nível LFC. Em geral, esta energia é fornecida por transições térmicas entre

camadas da atmosfera, sistemas frontais ou efeitos orográficos. Considerando que toda a CAPE de uma parcela de ar em ascensão seja transformada em energia cinética (sem perdas), então é possível que esta parcela ultrapasse o nível LNB, alcançando a tropopausa e mesmo a estratosfera através de uma região com força de sustentação negativa (ou descendente). Este *overshoot* é mais comum em grandes tempestades para as quais, provavelmente, a teoria da parcela é mais exata.

A significativa variação diurna da atividade convectiva sobre o continente pode ser parcialmente explicada através da Figura 1.3. A radiação solar diurna aquece a superfície terrestre aumentando assim a temperatura potencial de bulbo úmido do ar próximo à superfície o que, por sua vez, aumenta a CAPE.

1.2.4. Tratamento da Precipitação na Teoria da Parcela

A precipitação é característica da atividade convectiva que produz relâmpagos, sendo, em geral, embora não exclusivamente, um ingrediente essencial nos processos de eletrificação. As gotas de água e partículas de gelo em suas mais diferentes formas constituem elementos pesados no interior de uma nuvem e acabam por precipitar. Durante a queda, esses elementos adquirem velocidades terminais suficientemente altas para saírem das parcelas de ar onde originalmente se formaram em intervalos de tempo pequenos se comparados com o tempo de vida da tempestade. Como consequência, a teoria da parcela, a qual assume não haver trocas entre a parcela e o ambiente, apresenta limitações inerentes no tratamento da precipitação. Duas considerações são empregadas para incluir a precipitação à teoria da parcela:

- 1) Todos os elementos provenientes da condensação são retirados continuamente da parcela à medida que se formam, impedindo assim a precipitação. Essa condição elimina a necessidade de se considerar o complicado efeito do peso sobre o movimento ascendente da parcela (devido à atração gravitacional sobre os elementos condensados) e a contribuição da capacidade térmica desses elementos à temperatura da parcela. Como o calor latente liberado durante a condensação é mantido na parcela, esse processo é denominado pseudo-adiabático. Além disso, como os elementos conden-

sados foram eliminados, o deslocamento descendente da parcela segue uma adiabática não saturada, dando origem a um processo irreversível.

- 2) Corresponde a um processo reversível onde todos os elementos condensados são mantidos na parcela, porém a precipitação não ocorre. A contribuição da capacidade térmica desses elementos e o respectivo efeito de da gravidade devem ser levados em consideração, sendo este último bastante significativo (uma razão de mistura de 3 g/kg equivale a uma elevação de 1°C da parcela).

Uma complicação adicional inerente da convecção é a presença de gelo e as mudanças de fase associadas de vapor para gelo e líquido para gelo à medida que a parcela ascende para níveis mais frios. Neste caso, para o processo reversível, a transformação da água super-resfriada para gelo (incrustação ou *riming*) também deve ser considerada bem como a contribuição variável da capacidade térmica dos elementos condensados para a ascensão da parcela.

Na determinação da CAPE a partir dos dados de sondagem atmosférica, todos esses efeitos podem ser considerados. Os resultados mostram que o efeito da carga gravitacional sobre a parcela, no processo reversível, é compensado de certa forma pela contribuição adicional do calor latente proveniente da fase sólida. De forma geral, valores de CAPE calculados a partir da consideração padrão pseudo-adiabática (sem presença de gelo) são comparáveis com os valores calculados a partir de processos reversíveis mais complexos os quais incluem fase sólida.

1.2.5. Influência do Formato da CAPE no Comportamento das Tempestades

A CAPE constitui uma importante ligação entre a termodinâmica, dinâmica das tempestades e a microfísica das nuvens a qual é responsável direta pelos relâmpagos. Mesmo para pequenas tempestades, com fracas correntes ascendentes, a CAPE define um limite para a energia cinética da corrente ascendente. Desta forma, a velocidade de ascensão da parcela de ar, w , possuirá um valor máximo, dado por:

$$w(z) = \sqrt{2 \cdot \text{CAPE}(z)} \quad (1.7)$$

A máxima velocidade de ascensão em uma dada altitude define o tamanho máximo adquirido pelas partículas de gelo que crescem por incrustação na região de fase mista. Isso porque, todas as partículas cuja velocidade terminal seja exatamente igual à velocidade das correntes ascendentes permanecerão suspensas em uma mesma altitude e continuarão crescendo devido à agregação da água super-resfriada em sua superfície. Com isso, pode-se estimar os tamanhos máximos das partículas na região de fase mista com base na velocidade de ascensão da parcela de ar. Aparentemente, correntes ascendentes com velocidades entre 10 e 20 m/s na região de fase mista (valores típicos para tempestades ordinárias) podem sustentar o crescimento de partículas de gelo de 1 a 10 mm de diâmetro. Para quantidades típicas de água líquida, essas partículas apresentarão um crescimento seco concomitante com sublimação e, portanto, não sobreviverão à queda até a superfície a partir da isoterma de 0°C. Para tempestades severas, com correntes ascendentes de 20 a 50 m/s, as partículas de gelo terão diâmetros da ordem de centímetros, possivelmente apresentarão um crescimento úmido, densidades próximas da massa específica do gelo e sobreviverão à queda de 5 km até o chão sem derreterem (tempestades de granizo).

Aparentemente, o formato da CAPE é tão importante quanto o valor da CAPE em si na determinação da estrutura vertical da precipitação, que parece controlar a intensidade da eletrificação e dos relâmpagos. O crescimento de grandes partículas de gelo é fortemente estimulado pela presença de grande quantidade de CAPE abaixo e na parte inferior da região de fase mista. A existência de CAPE acima da região de fase mista não produz grandes efeitos na formação de precipitação devido à escassez de água super-resfriada nessa região, sem a qual não se conhece nenhum mecanismo de crescimento. O formato da CAPE para as nuvens sem atividade elétrica (longo e estreito) e para as tempestades eletricamente carregadas (curto e espesso) com a produção de granizo de até 10 cm de diâmetro são exemplos de seu significativo impacto sobre a microfísica e a eletrificação das nuvens.

1.3. FORMAÇÃO DA PRECIPITAÇÃO

Os principais processos de formação da precipitação são divididos em duas categorias: (1) colisão e coalescência de gotículas; (2) processo de Bergeron seguido por incrustação (*riming*). Esses processos predominam em duas regiões distintas da atmosfera, separadas pela isoterma de 0°C aproximadamente e, por isso, são com frequência acompanhados dos termos “nuvem quente” e “nuvem fria”, respectivamente. Antes, porém, de estudarmos mais detalhadamente esses processos, é preciso analisar como surgem as primeiras gotículas de água na atmosfera. A partir daí, teremos condições de avançar até a formação da precipitação líquida e sólida (gelo).

1.3.1. Nucleação Heterogênea do Vapor d'Água

O valor de saturação da pressão de vapor d'água, e_s , é definido como a pressão na qual o vapor está em equilíbrio com uma superfície plana de água. Entretanto, superfícies de água com curvaturas muito grandes (isto é, raios de curvatura muito pequenos), como as gotículas, apresentam valores de pressão de vapor de saturação muito maiores que e_s . Isso porque, em uma superfície convexa, as moléculas estão muito mais fracamente ligadas que em uma superfície plana e, portanto, elas tendem a evaporar mais rapidamente. Como a taxa de condensação não sofre modificações em função da forma da superfície, para que exista um equilíbrio entre a evaporação e a condensação, torna-se necessário então um valor bem mais alto da pressão de vapor a fim de favorecer o fluxo de retorno das moléculas para a superfície curva. Através de conceitos termodinâmicos, pode-se expressar essa pressão de vapor, e_r , segundo a equação de Kelvin:

$$e_r = e_s \exp\left(\frac{2M\sigma}{\rho R T r}\right) \quad (1.8)$$

onde M = peso molecular (água = 18,02 g/mol); ρ = densidade (água = 1 g/cm³); R = constante dos gases ideais; T = temperatura absoluta; σ = tensão superficial (para a água = 0,072 N/m); r = raio da gota.

Em um ambiente livre de partículas, o vapor d'água somente começa a condensar, formando gotículas de água, quando os níveis de supersaturação alcançam valores muito elevados (nucleação homogênea). O nível de supersaturação S de um ambiente, que possui uma pressão de vapor e , é dado, em %, por:

$$S = \left(\frac{e}{e_s} - 1 \right) 100 \quad (1.9)$$

Na nucleação homogênea, portanto, é preciso que a supersaturação atinja um valor em torno de 300% para que a água líquida comece a se aglutinar ao redor de íons negativos, sempre presentes na atmosfera, e cerca de 500% para que a aglutinação ocorra ao redor de íons positivos. Uma gota de $0,01\mu\text{m}$ de raio, por exemplo, requer um nível de supersaturação de 12,5% em relação à superfície plana para manter seu tamanho constante.

Em contrapartida, na presença de aerossóis (semelhantes aos encontrados na atmosfera), as gotículas de água se formam em níveis de supersaturação bem mais baixos, da ordem de 2% ou menos (nucleação heterogênea). Isso porque, se a gotícula se formou a partir de um núcleo higroscópico (como o NaCl, por exemplo) um segundo efeito deve ser considerado: a influência do soluto não-volátil na pressão de vapor. Para soluções diluídas, esse efeito segue a lei de Raoult:

$$e'_s = e_s N_w \quad (1.10)$$

onde e'_s = pressão de vapor da solução (para uma superfície plana); N_w = fração molar da água na solução. Com isso, observa-se uma redução na pressão de vapor das soluções, uma vez que $N_w < 1$ sempre. Para uma massa constante de soluto, raios cada vez menores da gota representam concentrações cada vez maiores (proporcionais a $1/r^3$) e, conseqüentemente, efeitos cada vez mais significativos. Neste ponto, quando a solução apresenta elevadas concentrações de soluto, a lei de Raoult não se aplica mais, mas ainda o efeito se mantém de maneira análoga. Portanto, o efeito do soluto, em menor proporção para raios maiores que o efeito da curvatura, torna-se predominante em gotas de raios pequenos. Esse resultado é mostrado no gráfico da Figura 1.4, denominado curvas de Köhler. Cada curva re-

presenta, para uma dada massa de soluto, os valores da pressão de vapor de equilíbrio em função de vários tamanhos de gotícula.

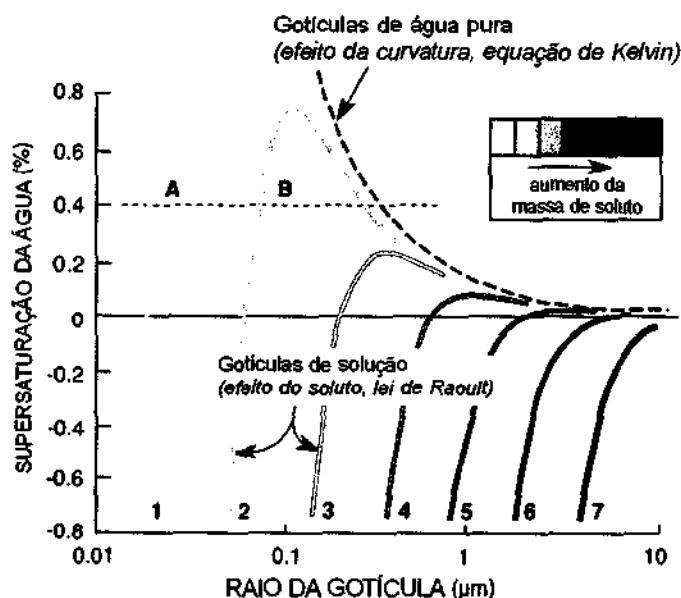


Fig. 1.4 – Níveis de supersaturação de equilíbrio (com relação a uma superfície de água plana) para gotículas de água pura (curva tracejada) e para gotículas contendo massas fixas de sal dissolvido, em função do raio das gotículas.
FONTE: Adaptada de Hobbs (1993, p. 34).

Em resumo, as curvas de Köhler incorporam os seguintes efeitos:

- 1) À medida que o tamanho da gotícula aumenta, o nível de supersaturação de equilíbrio sobre sua superfície diminui (equação de Kelvin). No caso de uma gotícula de água pura, o efeito é mostrado na curva tracejada: quanto menor a gotícula, maior a pressão de vapor de equilíbrio. As curvas para gotículas contendo quantidades fixas de sal dissolvido se aproximam da curva de Kelvin à medida que aumentam de tamanho, devido ao aumento do grau de diluição do sal;
- 2) O nível de supersaturação de equilíbrio é reduzido em função da quantidade de soluto dissolvido (Lei de Raoult). Para gotículas contendo quantidades fixas de soluto, esse efeito torna-se mais significativo quanto menor for a gotícula. Assim, para gotículas de solução muito pequenas, a pressão de vapor de equilíbrio é menor se com-

parada com o valor para uma superfície plana de água, ou seja, o nível de supersaturação é negativo.

Além de fornecer o nível de supersaturação de equilíbrio sobre a superfície de uma gotícula, as curvas de Köhler podem ser usadas para se determinar como as gotículas irão crescer em um ambiente com um dado nível de supersaturação fixo.

Por exemplo, para um ambiente com supersaturação de 0,4%, partículas insolúveis menores que 0,5 μm não servem como núcleos de crescimento de gotículas, pois o equilíbrio de supersaturação das gotículas que se formam sobre as partículas é inicialmente $> 0,4\%$. Neste mesmo ambiente, gotículas contendo material dissolvido (com raios efetivos muito menores que 0,5 μm e representadas pela curva 1), irão aumentar de tamanho até o ponto A, quando então estarão em equilíbrio com a pressão de vapor do ambiente. O mesmo irá acontecer para gotículas representadas pela curva 2, as quais crescerão até o ponto B. Na atmosfera, gotas que estejam em pontos de equilíbrio como estes (à esquerda do pico de sua respectiva curva de Köhler) são denominadas gotículas inativas (que formam neblina), as quais podem reduzir significativamente a intensidade da luz solar que chega até a superfície, diminuindo assim a visibilidade. Note que partículas solúveis em água podem formar neblina a pressões de vapor bem menores que o valor de saturação da água.

Para o caso de uma gotícula representada pela curva 3, o pico da curva fica abaixo do nível de supersaturação de 0,4%. Neste caso, ela irá crescer seguindo a curva e ultrapassar o pico para a direita, sendo então denominada de gotícula ativada, pois terá formado uma gotícula de nuvem com vários micrometros de raio. Em geral, uma partícula solúvel será ativada em um ambiente com nível de supersaturação S caso $S > S_c$, onde S_c é o valor de pico da supersaturação dado pela curva de Köhler que representa a partícula. S_c depende do número de íons solúveis n_i na partícula:

$$S_c = \frac{2,5 \times 10^5}{\sqrt{n_i}} \quad (1.11)$$

Desta forma, quando uma parcela de ar sobe na atmosfera, ela primeiro irá atingir o nível de saturação (conforme visto anteriormente). Neste ponto, o nível de supersaturação é exatamente nulo ($J = 0$). Então, à medida que ela sobe um pouco mais, atinge-se uma situação onde todas as gotículas (como também os núcleos iniciais), cujos valores máximos (raios críticos) encontram-se abaixo do nível de saturação, tomam-se ativas. Assim, o processo de condensação em todas essas gotículas é suficiente para reduzir o nível de supersaturação. Como resultado, mais nenhuma gotícula ativa-se. Aquelas com núcleos muito pequenos não têm condições de ultrapassarem seu raio crítico e retornam ao equilíbrio em seus tamanhos menores, correspondente à porção esquerda da curva. Estas permanecem, portanto, como partículas úmidas de aerossóis, mas não são consideradas gotículas de nuvens (seus tamanhos alcançam, na maioria das vezes, o máximo de $0,1 \mu\text{m}$). Um fenômeno similar acontece quando o ar se resfria abaixo de seu ponto de orvalho por fenômenos de condução ou radiação, dando origem aos nevoeiros.

O segundo estágio desta evolução é o crescimento da gota por condensação. Retomando a gota no ponto onde a havíamos deixado na Figura 1.4 (imediatamente após a ativação e com raio de alguns micrometros), podemos considerar esse problema físico da seguinte forma: assume-se, primeiramente, que a gota esteja em repouso, em uma atmosfera onde a pressão de vapor d'água é maior que a pressão de vapor d'água de equilíbrio da gota. Desta forma, o vapor d'água irá se difundir em direção a gota e se condensar nela, liberando seu calor latente de condensação e provocando um aumento da temperatura da gota, o que afeta sua pressão de vapor de equilíbrio. Após um certo tempo, atinge-se uma condição quasi-estável, onde o vapor se difunde em direção a gota e o calor se difunde para fora dela, continuamente. A Figura 1.5 ilustra esse processo mostrando como as gotas maiores acabam por englobar as gotas menores devido à diferença dos valores de pressão de vapor.

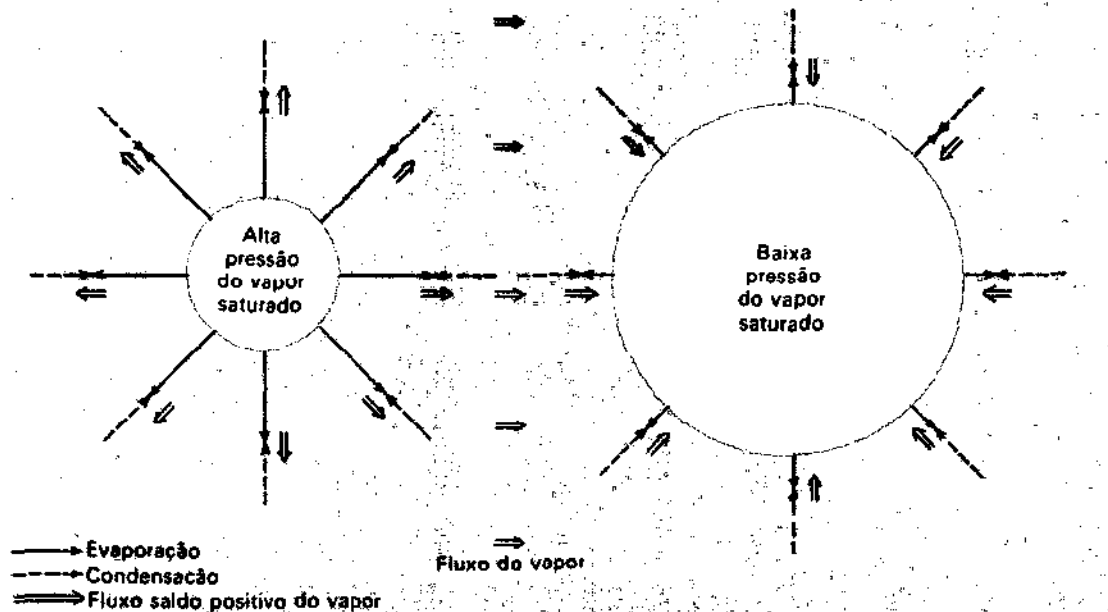


Fig. 1.5 – Crescimento das gotas por condensação. As gotas grandes e pequenas possuem pressões de vapor de saturação diferentes devido à diferença nos raios de curvatura. Quando no ambiente existem simultaneamente gotas grandes e pequenas, a pressão de vapor de saturação do ar deve estar compreendida entre os dois valores de pressão de vapor das gotas. Assim, para as gotas grandes, o meio estará supersaturado; para as gotas pequenas, não chega a estar saturado. Como consequência, a água irá evaporar-se das gotas pequenas e condensar-se nas gotas grandes, havendo o crescimento das gotas grandes em detrimento das pequenas. FONTE: Goody e Walker (1975, p. 113).

Este problema possui uma simetria esférica e pode ser resolvido matematicamente tanto para a difusão do vapor como para a difusão do calor. Se a gota tornou-se grande o suficiente para que se possa desprezar os efeitos do raio de curvatura e do soluto, seu raio irá crescer de acordo com:

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - 1}{f(T, p)} \quad (1.12)$$

onde r = raio da gota, t = tempo; S = razão de supersaturação; $f(T, p)$ = função da temperatura e da pressão dada por:

$$f(T, p) = \frac{RT\rho}{DMe_s} + \frac{L_v\rho}{KTM} \left(\frac{L_v}{RT} - 1 \right) \quad (1.13)$$

onde R = constante dos gases ideais; T = temperatura absoluta; ρ = densidade do vapor d'água; D = coeficiente de difusão do vapor d'água no ar; e_s = pressão de vapor de saturação; L_v = calor molar de condensação; K = condutividade térmica do ar; M = peso molecular da água. Nos níveis inferiores da troposfera, esta função $f(T, p)$ varia muito lentamente. À medida que a temperatura diminui com o aumento da altitude, $f(T, p)$ aumenta mais rapidamente (alta troposfera).

Caso não se possa considerar a gota em repouso, pois seu tamanho é suficientemente grande para que ela desenvolva uma velocidade de queda apreciável, a equação (1.12) precisa ser corrigida através de termos que incluam essa dinâmica. Isto, entretanto, não altera significativamente a física envolvida.

Para uma condição estacionária, onde todo o termo à direita da equação (1.12) pode ser considerado constante (C), podemos escrever que:

$$r \frac{dr}{dt} = C \quad (1.14)$$

que resulta em

$$r^2 = r_0^2 + 2Ct \quad (1.15)$$

onde r_0 = raio inicial da gota. Pelo gráfico da equação (1.15), mostrado na Figura 1.6, observa-se um rápido crescimento inicial, tornando-se mais lento com o aumento de r .

Fica claro então que não se pode esperar que a condensação por difusão, sozinha, vá aumentar o tamanho das gotículas da nuvem além de 15 ou até 20 μm de raio. Além disso, o tempo de vida de cada gotícula individualmente, em geral, fica limitado a um período da

ordem de uma hora. Isto porque ela pode ser carregada para fora da nuvem devido a uma forte corrente de ar ascendente ou secar no ar devido à mistura turbulenta.

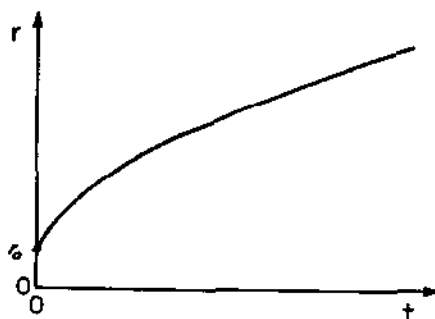


Fig. 1.6 -- Crescimento por condensação em um ambiente constante.
FONTE: Iribarne e Cho (1980, p. 106).

1.3.2. Nuvens Quentes: Formação das Gotas de Chuva

Observações mostraram que o espectro de tamanho de gotículas de nuvens é muito mais amplo que o previsto pela teoria (Figura 1.7). Desta forma, a existência de gotas d'água de até $1000\text{ }\mu\text{m}$ de diâmetro não pode ser explicada apenas pela condensação de vapor d'água, pois os tempos de difusão são muito longos. Na verdade, as pequenas gotículas de água com determinada velocidade terminal colidem e agregam-se umas com as outras para formar gotas maiores. Este processo, entretanto, acontece apenas entre gotículas com diâmetros dentro de uma faixa específica (Figura 1.8). Se as gotículas são muito pequenas, não há inércia suficiente para que ocorra a colisão e coalescência. Por outro lado, se as gotículas são muito grandes, a energia cinética na colisão é suficientemente alta para vencer a tensão superficial da água, dando origem assim a várias gotículas menores. A Figura 1.8 mostra que a coalescência é o principal processo de crescimento para uma significativa faixa de tamanho das gotas. Desta forma, é necessária uma nuvem de gotículas suficientemente densa para a formação das gotículas precipitáveis.

Velocidades terminais são fáceis de se calcular para gotas pequenas (raios $< 20\text{ }\mu\text{m}$), quando o movimento é laminar. Para raios maiores, este cálculo torna-se um difícil problema de aerodinâmica e, ainda mais complicado, na faixa de tamanho das gotas de chuva, devido às

deformações de sua superfície. Todavia, através de determinações experimentais, atualmente, as velocidades terminais são bem conhecidas (Figura 1.9).

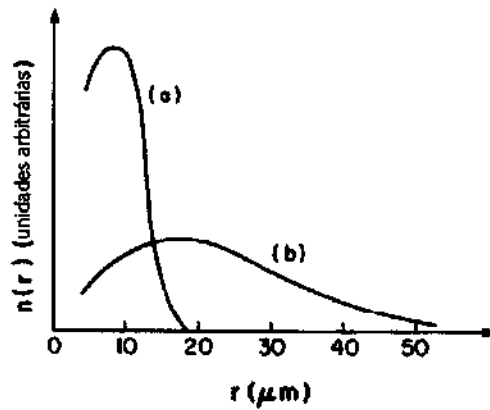


Fig. 1.7 – Distribuições típicas simplificadas de tamanhos de gotícula para nuvens: (a) cúmulos de tempo bom, estratos-cúmulos ou alto-estratos finos; (b) cúmulos, cúmulos-nimbos, nimbos-estratos.

FONTE: Iribarne e Cho (1980, p. 107).

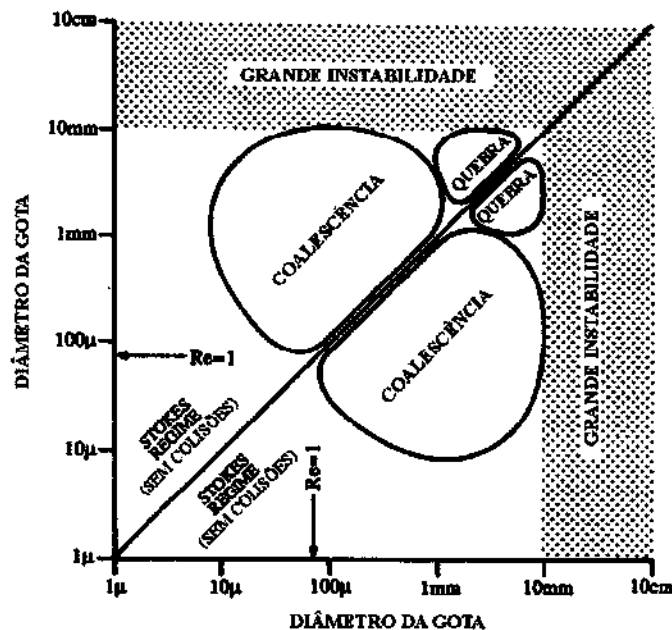


Fig. 1.8 – Diagrama de interações entre as gotículas, ilustrando o resultado das colisões com partículas caindo com determinada velocidade terminal.

FONTE: Adaptada de Williams (1995, p. 36).

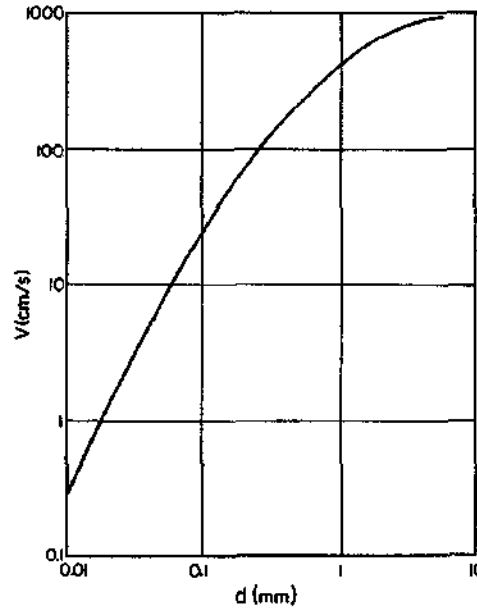


Fig. 1.9 – Velocidades terminais de gotas de água em ar calmo a 1 atm e 20°C.
 FONTE: Iribarne e Cho (1980, p. 108).

Por simplicidade, vamos considerar que uma gota grande com velocidade terminal V caia através de uma nuvem composta por gotas menores e uniformes com velocidade terminal v . As primeiras caem, portanto, com velocidade $(V - v)$ com relação às gotículas pequenas. Se estas últimas não se desviarem com a passagem da gota maior, esta poderá colidir (e, possivelmente, agregar-se) com todas as gotículas contidas em um cilindro de altura $(V - v)t$ e raio $(R + r)$, onde R é o raio da gota maior, r o raio da gota menor e $t = 1$ s (Figura 1.10a). Denominemos de w a quantidade de água da nuvem por unidade de volume (da ordem de 1 g/m^3), isto é, a massa de todas as gotículas contidas na unidade de volume. Com isso, a massa adicionada à gota maior será dada por w vezes o volume do cilindro mencionado, cujo valor é $\pi(R + r)^2(V - v)$. Porém, o problema não é tão simples. Por fatores aerodinâmicos, as gotículas sofrem desvios com a passagem a gota maior de tal forma que as trajetórias resultantes se assemelham às mostradas na Figura 1.10b. Assim, empiricamente:

$$\frac{dm}{dt} = E\pi(R + r)^2(V - v)w \quad (1.16)$$

onde m = massa da gota maior; E = fator de correção, denominado *eficiência de coleta*, que leva em consideração todas as dificuldades inerentes do problema aerodinâmico e também corrige para os casos de colisão sem agregação.

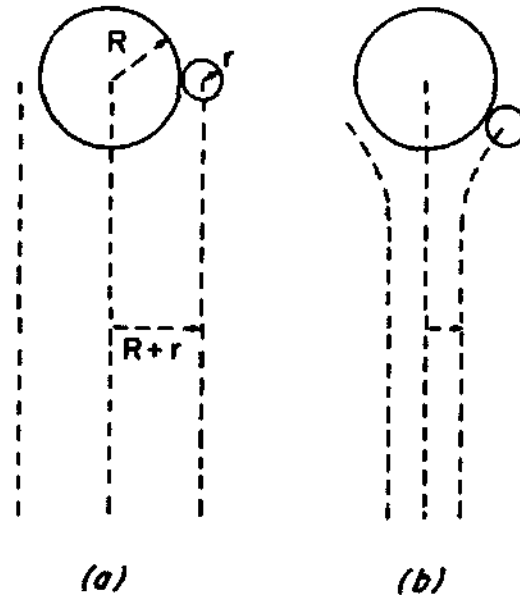


Fig. 1.10 – Crescimento por agregação e eficiência de coleta, onde R = raio da gota maior; r = raio da gota menor. (a) Se as trajetórias não se desviam da vertical, qualquer gotícula com centro no interior do cilindro de raio $(R + r)$, cujo eixo passa pelo centro da gota maior, poderá colidir e, eventualmente, se agregar a ela. (b) Efeitos aerodinâmicos alteram a situação conforme mostrado; aqui a gota pequena é deslocada para fora do eixo, arrastada pelo ar à medida que se aproxima da gota maior (que cai com velocidade terminal maior). A eficiência de coleta E corrige a alteração da seção transversal, incluindo também as colisões que não resultam em agregação.

FONTE: Iribarne e Cho (1980, p. 109).

Se m é escrita em função de R , ou seja $m = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$, a equação (1.16) transforma-se em:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{wE}{4\rho} \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2 (V - v) \quad (1.17)$$

onde ρ = densidade da água. Para $R \gg r$, (1.17) simplifica-se em:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{wEV}{4\rho} \quad (1.18)$$

A eficiência de coleta E depende tanto de R quanto de r (Figura 1.11). Observe que, para $R < 20 \mu\text{m}$, E diminui abruptamente, tornando o mecanismo de colisão para crescimento da gota muito ineficiente. Por outro lado, para $R > 20 \mu\text{m}$, E rapidamente atinge valores próximos da unidade e, assim, o crescimento se processa com grande velocidade.

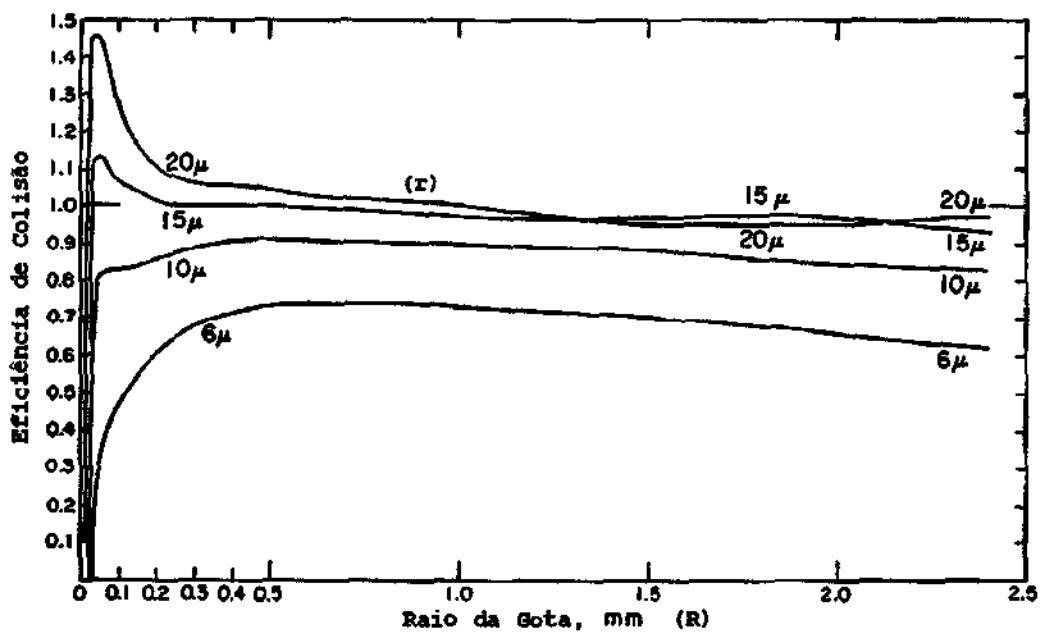


Fig 1.11 – Eficiência de colisão E . A abscissa corresponde ao raio R da gota maior, enquanto que as curvas indicam vários raios r das gotas coletadas (menores).

FONTE: Adaptada de Byers (1965, p. 156).

Com base nas considerações acima, podemos então resumir o processo de formação de precipitação que envolve apenas água na fase líquida (também conhecido como processo de Bowen-Ludlam). Esse é, indubitavelmente, o mecanismo operante em nuvens tropicais, quentes o suficiente para não possuírem gelo em seu interior. Desta forma, todo o processo de crescimento de uma gota, desde a ativação de um CCN até a formação de uma gota de chuva, é uma combinação, primeiramente, do crescimento por condensação, seguido

pelo crescimento por colisão e coalescência. Pela equação (1.14), nota-se que a taxa de crescimento por condensação é:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{C}{R} \quad (1.19)$$

onde R = raio da gota em crescimento.

Se combinarmos essa expressão com a equação (1.17), podemos representar esquematicamente a taxa de crescimento dR/dt em função de R por um gráfico do tipo mostrado na Figura 1.12. Aqui, a curva grossa tenta combinar o crescimento por condensação, sendo responsável pela porção esquerda da curva, e o crescimento por coalescência, responsável pela porção direita. Na região intermediária, o crescimento combinado de ambos os mecanismos possui uma taxa muito baixa, com um mínimo em torno de 15 a 20 μm .

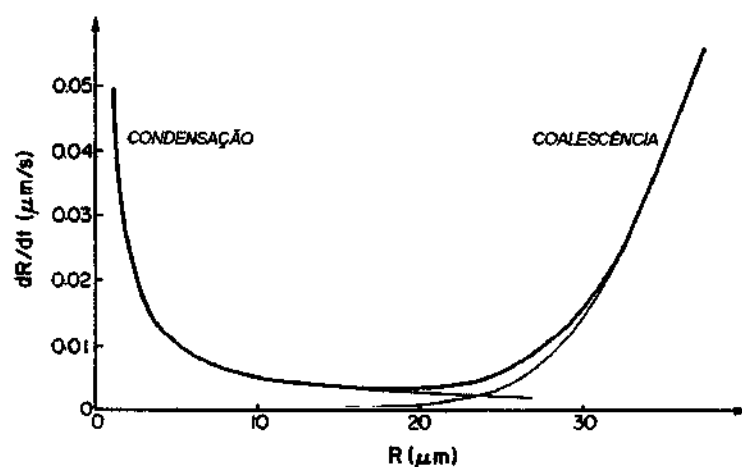


Fig 1.12 – Taxa de crescimento combinada. As linhas finas representam a taxa de crescimento por condensação e por coalescência isoladas uma da outra. A linha grossa constitui a taxa combinada. As curvas correspondem a um exemplo idealizado no qual $f(T, p) = 10^{10} \text{ s/m}^2$, $S = 0,05\%$ e o crescimento por coalescência ocorre pela coleta de gotículas com raio uniforme de 10 μm .

FONTE: Adaptada de Iribarne e Cho (1980, p. 111).

Uma vez que a gota tenha crescido a um tamanho da ordem de milímetros, um mecanismo limita seu crescimento: colisões com gotas menores levam a sua ruptura em diversos frag-

mentos. Isso mantém o tamanho das gotas de chuva abaixo de 2–3 mm de raio até que elas caiam da nuvem em direção ao chão, como chuva.

Em baixas latitudes, onde as razões de mistura são maiores (15 a 20 g/kg), o nível CCL (Figura 1.3) é um pouco mais baixo e a isoterma de 0°C é mais alta que o usual (4 a 5 km), são freqüentes as nuvens convectivas que produzem chuvas intensas geradas exclusivamente por colisão e coalescência. Observações de solo (mediante radares e equipamentos de detecção de relâmpagos) indicaram que essas nuvens quentes não se transformam em tempestades e, portanto, não produzem relâmpagos. Todas as observações a bordo de aeronaves feitas até hoje suportam a hipótese de que, para a produção de relâmpagos, é essencial a existência de gelo dentro da nuvem.

1.3.3. Modelo do Espectro de Tamanho das Gotículas

Como já foi visto, se o ar atmosférico fosse limpo de todo seu aerossol, a condensação do vapor d'água ocorreria com dificuldade. Ou seja, mesmo resfriando-o até sua temperatura de ponto de orvalho (*dew point*), isto é, até sua saturação, a condensação não se iniciaria. Seria preciso então níveis de supersaturação muito elevados para fazer com que o vapor se condensasse espontaneamente. É nesse ponto que entram as partículas do aerossol atmosférico. Elas agem como núcleos de condensação em níveis de supersaturação bem mais baixos (percentuais da ordem de poucas dezenas). Na verdade, existe todo um espectro de ação: as partículas maiores funcionam como núcleos de condensação em níveis de supersaturação menores que as partículas pequenas. Além disso, quanto mais íons solúveis uma partícula tiver, menor será o nível de supersaturação no qual ela funcionará como núcleo de condensação. Isso faz com que partículas insolúveis suficientemente grandes e partículas solúveis pequenas possam atuar como núcleos de condensação para os níveis de supersaturação típicos encontrados na atmosfera.

Medidas do espectro dos CCN (isto é, a concentração de CCN em função do nível de supersaturação) mostram que a concentração de CCN ativos (dada em cm^{-3}) a um nível de supersaturação J (dado em %) freqüentemente pode ser expresso na forma:

$$n = cS^k \quad (1.20)$$

Observe que a determinação dos parâmetros c e k não exigem qualquer informação química dos CCN, a não ser aquela relacionada com a microfísica das nuvens. Isso porque a equação (1.20) contém toda a informação da química e do tamanho das partículas. Embora relações analíticas aproximadas como essa sugiram que a concentração de gotículas de nuvem dependa tanto de c quanto de k , modelos numéricos de nuvens mais sofisticados revelam que a dependência de k pode ser muito pequena.

Na atmosfera, diversos fatores interferem no espectro de tamanho das gotículas de nuvens: (1) a distribuição de tamanhos, concentração e natureza química dos CCN; (2) a velocidade das correntes de ar ascendentes no interior da nuvem; (3) a mistura do ar das nuvens com suas vizinhanças devido à turbulência.

Alguns resultados do cálculo do crescimento de gotículas de nuvens por condensação em uma parcela de ar oceânico ascendendo adiabaticamente com velocidade constante são mostrados na Figura 1.13. Alguns pontos importantes devem ser destacados:

- 1) À medida que a parcela ascende, ela resfria-se adiabaticamente, aumentando sua umidade relativa (RH). Após ultrapassar seu nível de condensação (RH = 100%, $S = 0\%$), a supersaturação inicialmente aumenta linearmente (linha tracejada);
- 2) À medida que o nível de supersaturação aumenta, várias partículas na parcela de ar funcionam como CCN (linhas 3–5);
- 3) À medida que as gotículas crescem por condensação, gradativamente a redução do nível de supersaturação em sua superfície supera o aumento da supersaturação devido ao resfriamento. Consequentemente, a supersaturação atinge um valor de pico e depois decai (linha tracejada). Esse valor de pico, o qual depende do espectro do CCN e da velocidade de ascensão do ar, tipicamente é menor que 2%. Para um mesmo valor de velocidade, o pico de supersaturação é maior para nuvens oceânicas que continentais.

- 4) Embora os CCN que são ativados possuem diferentes tamanhos, as gotículas que se formam sobre eles rapidamente atingem um raio relativamente uniforme (à direita das curvas 3–5). Isso porque as gotículas pequenas crescem mais rápido que as maiores ($dr/dt \propto 1/r$). Assim, esse modelo simplificado trata do desenvolvimento de um espectro de tamanho de gotículas monodispersivo (ou seja, a curva de distribuição do espectro possui apenas um ponto de máximo ou um modo).
- 5) No caso estudado, o valor de pico da supersaturação não é suficiente para ativar uma parte das partículas solúveis pequenas (curvas 1–2). Inicialmente, ocorre condensação nessas partículas formando neblina, porém, quando a supersaturação diminui, a água nas partículas evapora.

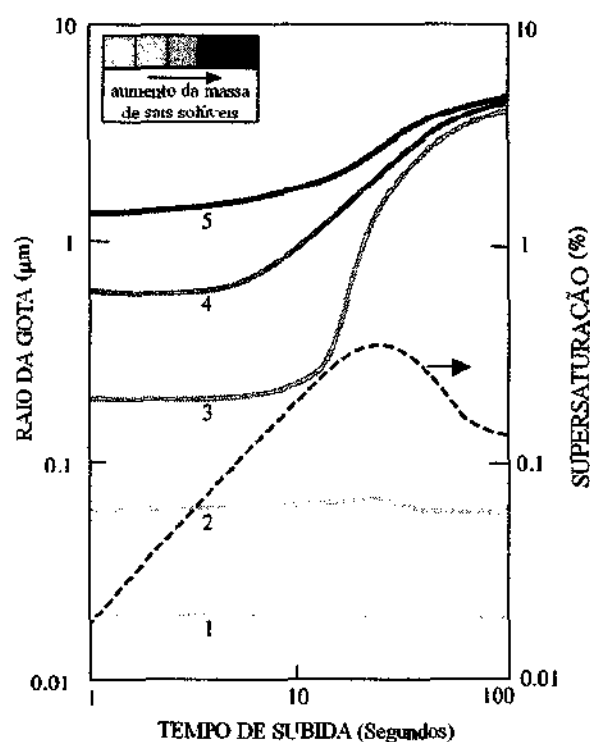


Fig. 1.13 – Crescimento por condensação de gotículas contendo diferentes quantidades de sais solúveis em uma parcela de ar oceânica subindo com velocidade de 60 cm/s (linhas 1–5 referem-se à ordenada da esquerda). Também é mostrado o nível de supersaturação da parcela de ar em ascensão (linha tracejada que se refere à ordenada da direita).
 FONTE: Adaptada de Hobbs (1993, p. 37).

É importante enfatizar que o modelo simplificado descrito aqui se aplica melhor a regiões próximas da base da nuvem e para camadas relativamente finas de nuvem. Isso porque, acima da base da nuvem, vários outros processos, além dos considerados pelo modelo adiabático, podem ter um papel importante na formação do espectro de tamanhos das gotículas de nuvem. Por exemplo, a penetração de ar seco no interior da nuvem a partir do ambiente circunvizinho (processo não-adiabático). Além disso, se algumas gotículas crescerem demais elas podem começar a colidir com outras gotículas menores, coletando-as. Como já discutido, se houver a formação de partículas de gelo dentro da nuvem, elas irão crescer em detrimento das gotículas líquidas.

O número de CCN que são ativados (e, portanto, o número de gotículas de nuvem) aumenta com o aumento do valor de pico da supersaturação do ar. Embora, para a mesma velocidade vertical, os valores de pico de supersaturação em nuvens oceânicas sejam maiores que em nuvens continentais, o modelo adiabático prevê que as nuvens continentais terão maiores concentrações de gotículas que as nuvens oceânicas devido às altas concentrações de CCN no ar continental. Desta forma, como a quantidade de água líquida inicial das nuvens oceânicas e continentais não é muito diferente, o tamanho médio final das gotículas nas nuvens continentais deve ser menor que nas nuvens oceânicas. Esses resultados do modelo são validados pelas observações.

Por outro lado, comparando nuvens formadas com ar puramente marítimo e nuvens formadas por uma mistura de ar marítimo e ar continental poluído, observou-se que as primeiras apresentavam uma quantidade de água líquida abaixo do valor previsto pelo modelo adiabático, enquanto que nas últimas, esse valor era bem próximo. Atribuiu-se essa diferença à alta concentração de gotículas e o baixo valor de seu raio médio nas nuvens poluídas, o que restringiria o crescimento das gotas maiores por colisão, reduzindo, assim, a perda de água da nuvem por garoa ou chuva fraca.

1.3.4. Nuvens Frias: Formação do Gelo

Foi visto anteriormente que condensação do vapor d'água em gotículas líquidas não ocorre espontaneamente na atmosfera. A sublimação espontânea também não (aglutinação do va-

por em cristais de gelo), a qual ocorre apenas quando as gotículas de nuvem estão sujeitas a temperaturas de aproximadamente -40°C . Vários experimentos de laboratório comprovaram que esta temperatura praticamente não depende do tamanho da gota. Assim, enquanto o vapor d'água estiver em ambientes onde a temperatura estiver entre 0°C e -40°C , nenhuma aglutinação espontânea ocorrerá. Entretanto, pode haver congelamento de água em função de um mecanismo físico que será visto seguir.

Partículas insolúveis de aerossol (ou partículas com núcleos insolúveis) e partículas solúveis maiores apresentam a propriedade de facilitar a mudança do vapor d'água para a fase sólida. Essas partículas são denominadas núcleos de congelamento ou núcleos de gelo. Do ponto de vista da física das nuvens, é muito importante saber quantos núcleos de gelo por unidade de volume tornam-se ativos a uma dada temperatura, conforme mostra a Figura 1.14. Observa-se, pela figura, que as concentrações de núcleos de gelo ativos a uma temperatura acima de -30°C constitui apenas uma pequena fração das partículas presentes no aerossol atmosférico (minoria). Pode-se perceber também que, à medida que a temperatura diminui, cada vez mais núcleos tornam-se ativos.

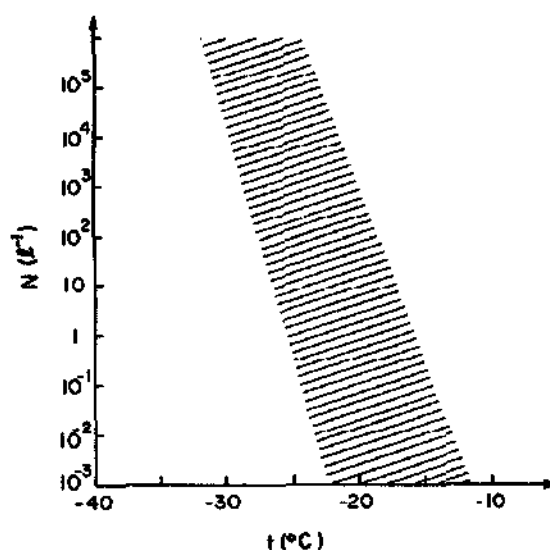


Fig. 1.14 – Núcleos de gelo na atmosfera. As concentrações variam consideravelmente com o tempo e local, mas a maioria das medidas concentra-se sobre ou próximas à área sombreada da figura. A inclinação desta região fornece uma indicação de como a concentração aumenta à medida que a temperatura de ativação diminui. FONTE: Iribarne e Cho (1980, p. 112).

A concentração de núcleos de gelo na atmosfera é bastante variável, tanto espacial quanto temporalmente, mas, em média, ela pode ser representada pela seguinte expressão empírica:

$$\ln X = A(T_1 - T) \quad (1.21)$$

onde X é o número de núcleos de gelo por litro de ar; T é a temperatura do ar; T_1 é a temperatura na qual há um núcleo de gelo ativo por litro (tipicamente em torno de 253 K) e A é um parâmetro que varia de 0,3 a 0,8 K⁻¹ aproximadamente. Como a concentração total de aerossol no ar poluído fica em torno de 10⁸ partículas/litro, as medidas experimentais indicam que apenas uma partícula em cada 10⁸ deve atuar como núcleo de gelo a -20°C. Desta forma, os núcleos de gelo são bens mais raros que os CCN.

A concentração dos núcleos de gelo também é função do nível de supersaturação com relação ao gelo (S_i) e pode ser representada empiricamente por:

$$X = BS_i^d \quad (1.22)$$

onde B e d são constantes.

A razão pela qual algumas partículas são mais eficientes em favorecer a formação de gelo que outras está nos arranjos moleculares de suas células cristalinas. Suas superfícies apresentam, portanto, um padrão de estrutura cristalina que facilitam o arranjo espontâneo das moléculas de água para formarem a estrutura do cristal de gelo. Essa propriedade é denominada epitaxia. Entretanto, o atual conhecimento teórico não é suficiente para prever com precisão a capacidade de nucleação de um material. Alguns dos materiais de nucleação de gelo mais comuns são os vários elementos biogênicos (vindos do oceano e da decomposição de vegetais), certas partículas de poeira, alguns produtos da combustão e alguns poluentes industriais. Aerossóis artificiais também são particularmente eficientes: é o caso do iodeto de prata (AgI), largamente utilizado na indução de chuva.

Todas essas considerações definem um outro mecanismo através do qual a precipitação pode se desenvolver: o processo de Bergeron-Findeisen, o qual será descrito a seguir.

Parcelas de ar em movimento ascendente na atmosfera que alcancem altitudes onde as temperaturas são inferiores a 0°C , mas ainda superiores a -40°C (acima do nível CCL), irão apresentar água em suas três fases (a chamada condição de fase mista). Nesta situação, para uma dada temperatura ambiente, segundo a relação de Clausius-Clapeyron (Figura 1.1), irão existir duas pressões de vapor de equilíbrio: uma para a água líquida e uma para o gelo. Com isso, as partículas de gelo estarão cercadas por gotículas de água em um ambiente onde a pressão de vapor de saturação do gelo é menor que a da água e, portanto, um ambiente saturado para a água líquida e supersaturado para o gelo (esse nível de supersaturação pode atingir valores tão elevados como 30%). Resultado: as partículas de gelo irão crescer espontânea e muito rapidamente por deposição de vapor d'água em detrimento das gotículas de água super-resfriada (termo empregado à água na fase líquida presente em ambientes com temperaturas abaixo de 0°C). Em uma parcela estacionária, esse processo continuaria até que se esgotasse a água super-resfriada, entretanto, para uma parcela em movimento ascendente, a quantidade de água super-resfriada é mantida pelo resfriamento adiabático. Basicamente, esse mecanismo corresponde à transferência de massa de água (na forma de vapor) das gotículas (evaporação) para a partícula de gelo (deposição). Mesmo assim, a água super-resfriada tende a ser um elemento abundante em nuvens frias devido à pequena quantidade de núcleos de gelo existentes na atmosfera (Figura 1.14). Note que a diferença fundamental aqui está no alto nível de supersaturação obtido, o que torna a sublimação do vapor um processo muito mais eficiente que o crescimento das gotículas de água por condensação. Além disso, a temperatura de equilíbrio entre o gelo e uma solução aquosa é menor que entre o gelo e a água pura. Isso é uma consequência direta da menor pressão de vapor de equilíbrio sobre uma solução. Desta forma, substâncias dissolvidas, provenientes de CCN e de reações químicas dentro das gotículas irão reduzir as temperaturas de congelamento homogêneo e heterogêneo das gotas.

Além da ação direta dos núcleos de gelo, processos secundários podem produzir partículas de gelo a temperaturas muito abaixo do ponto de nucleação homogêneo. Embora se use o termo secundário, esses processos podem ser dominantes na produção de gelo em muitas nuvens. A comparação de medidas da concentração máxima de partículas de gelo (I_M) em nuvens oceânicas e continentais com a concentração estimada pela equação (1.21), observa-se que ela subestima os valores de I_M em várias ordens de grandeza. Isso se deve aos pro-

cessos secundários (Hallett e Mossop, 1974). Algumas possibilidades incluem fragmentação das partículas de gelo primárias formadas por nucleação, produção de estilhaços de gelo durante o congelamento das gotas, aumento da eficiência de nucleação devido à nucleação de contato (isto é, um núcleo de gelo que penetra na superfície de uma gotícula super-resfriada) ou até mesmo elevados níveis de supersaturação (não tão comuns).

Continuando o processo, os cristais de gelo irão então crescer pela deposição do vapor d'água até atingirem tamanhos que lhes proporcionem velocidades terminais significativas (da ordem de 50 cm/s). À medida que caem, os cristais de gelo passam a coletar gotículas de água super-resfriada por agregação: as gotículas congelam rapidamente em contato com a superfície do gelo em um processo denominado incrustação ou *riming*, formando grãos de gelo (ou *graupel*). Com isso, essas partículas vão crescendo rapidamente e a velocidade desse crescimento vai depender, é claro, da quantidade de água líquida (concentração de água na forma de gotículas, por unidade de volume) disponível na nuvem. A duração do crescimento irá depender do tempo de permanência da partícula na nuvem o que, por sua vez, vai depender das correntes de ar ascendentes e das próprias dimensões da nuvem. Desta forma, os resultados podem variar significativamente: essas partículas de gelo podem ser transformar em pequenos flocos de neve (de 1 a 10 mm de diâmetro), com densidades menores que a massa específica do gelo ($0,92 \text{ g/cm}^3$) devido à porosidade; é possível também a formação de pequenos agregados de gotículas congeladas, constituindo uma pequenina e delicada pedra de gelo; ou ainda a partícula pode ter condições de crescer até atingir grandes dimensões (de até vários cm), tornando-se granizo*.

* Na literatura, as partículas de gelo que se formam na atmosfera recebem diferentes denominações em função de seu estágio de desenvolvimento, as quais podem ser resumidas em:

Cristais de Gelo (*Ice Crystals*) – Partículas sub-micrométricas formadas a partir da deposição de vapor nos núcleos de gelo ou gotículas congeladas. Corresponde ao primeiro estágio de desenvolvimento das gotículas de nuvem.

Grãos de Gelo (*Graupel*) – Partículas micrométricas formadas a partir dos cristais de gelo pela agregação de gotículas de água super-resfriada em sua superfície, num processo denominado incrustação (*riming*), que representa o segundo estágio de crescimento.

Granizo (*Hail*) – Partículas milimétricas formadas a partir do crescimento dos grãos de gelo em condições muito particulares dentro da nuvem de tempestade. Nem todas as partículas alcançam esse estágio.

Conclui-se então que uma partícula leve, por exemplo, sob uma forte corrente de ar ascendente, poderá ser lançada para fora da nuvem, além de seu topo, sem que tenha tido condições de crescer e atingir tamanhos maiores. Já uma partícula próxima da base da nuvem, dotada de fracas correntes ascendentes, poderá cair em pouco tempo, após adquirir um tamanho suficiente. Por outro lado, uma partícula pode adquirir um tamanho significativo (granizo), iniciando seu crescimento próximo à base da nuvem e mantendo-se no interior da nuvem por, relativamente, um longo período de tempo, graças às fortes correntes ascendentes (Figura 1.15).

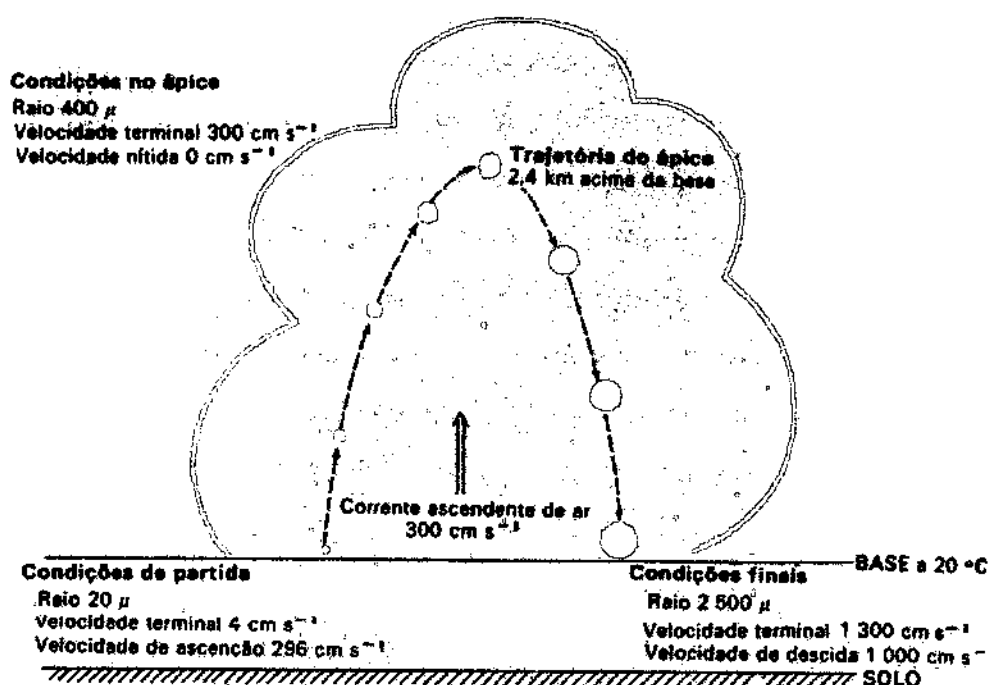


Fig 1.15 – Modelo numérico de crescimento de partículas de gelo por agregação. Na base da nuvem, ainda com pequena velocidade terminal, é carregada para cima, crescendo continuamente, até que sua velocidade terminal seja igual à velocidade da corrente ascendente de ar. Neste ponto, ela começa a cair e atinge o solo em forma de chuva (na fase líquida ou sólida).

FONTE: Goody e Walker (1975, p. 114).

O congelamento da água na superfície do cristal de gelo libera calor latente o qual aquece a partícula. Em nuvens de tempestade com fortes correntes ascendentes e grandes quantidades de água líquida, a temperatura da superfície dos cristais de gelo pode chegar até 0°C .

Este limite, denominado crescimento úmido, normalmente define a transição entre os flocos de neve e o granizo (considerado a maior partícula de gelo, com diâmetros acima de 10 cm). A Figura 1.16 ilustra os estados de crescimento por incrustação dos cristais de gelo na região de fase mista para partículas com diâmetro unitário. Havendo pouca disponibilidade de água líquida na nuvem, os efeitos da incrustação são desprezíveis e o processo de deposição de vapor prevalece (região de crescimento seco por deposição), não havendo perda de massa. Para grandes quantidades de água líquida, atinge-se o estado de crescimento úmido, quando então ocorre perda de massa por evaporação da superfície líquida da partícula (região de crescimento úmido com perda por evaporação). Para valores intermediários, situação mais comum para a maioria das tempestades, as partículas de gelo crescem por incrustação (crescimento seco) e, simultaneamente, perdem massa por sublimação (região de crescimento seco com perda por sublimação).

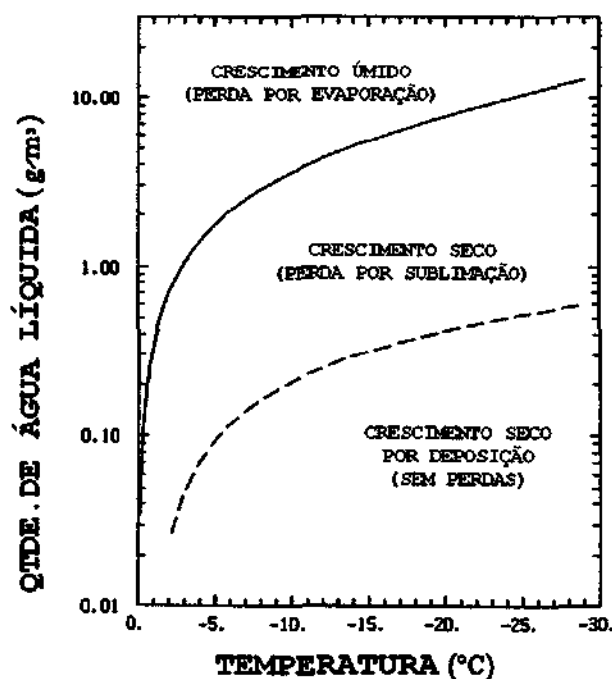


Fig 1.16 – Regiões de crescimento de partículas de gelo esféricas com diâmetro unitário formadas por incrustação em um ambiente de fase mista.

FONTE: Adaptada de Williams (1995, p. 39).

O crescimento das partículas de gelo na fase mista encerra-se quando estas caem abaixo da isoterma de 0°C, dando início então à fusão. Em geral, as partículas de gelo devem possuir

um diâmetro superior a 10 mm para sobreviverem a uma queda de 5 km sem derreterem. Normalmente, os cristais de gelo presentes nas tempestades comuns (da ordem de milímetros) não sobrevivem à queda, a menos que a superfície seja muita elevada com relação ao nível do mar.

No cálculo do crescimento das partículas de gelo, é necessário levar em conta vários parâmetros como nível de supersaturação (S), $f(T, p)$, eficiência de coleta (E), quantidade de água líquida (w), velocidade terminal da partícula (v). Entretanto, isso não é suficiente. A trajetória da partícula e determinados fatores dinâmicos também afetam diretamente os parâmetros mencionados, pois definem o tempo de permanência da partícula no interior da nuvem, possibilitando-lhe crescer ou não. Neste caso, mais especificamente, a velocidade das correntes ascendentes de ar U e a espessura Δz da nuvem são parâmetros essenciais.

Através desses comentários, fica claro que o modelamento e o cálculo do desenvolvimento da precipitação pelo processo de Bergeron constitui um problema complicado onde dadas condições – e resultados – podem sofrer grandes variações. Sem muitos detalhes, podemos fazer algumas considerações adicionais no sentido de ilustrar os pontos destacados.

Considerando uma partícula em crescimento com trajetória vertical, pode-se escrever que:

$$\frac{dz}{dt} = U - V \quad (1.23)$$

Combinando a equação (1.17) com a equação (1.23), obtém-se que:

$$\frac{dR}{dz} = \frac{F(R)}{U - V} \quad (1.24)$$

$$\text{onde } F(R) = \frac{wE}{4\rho} \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2 (V - v).$$

Esta expressão que pode ser integrada para se obter:

$$\int_{R_0}^R \frac{U - V}{F(R)} dR = \Delta z \quad (1.25)$$

onde, em geral, V também depende de R . Assume-se que U é constante por simplicidade (não varia com z). Para calcular, por exemplo, o tamanho final de uma partícula com raio inicial R_0 , localizada próxima à base da nuvem, a qual é arrastada para cima até atingir um tamanho suficiente para cair contra a corrente de ar ascendente, voltando à base da nuvem novamente, e sair como gota de chuva, concluímos que $\Delta z = 0$ e a equação (1.25) fica:

$$\int_{R_0}^R \frac{U - V}{F} dR = 0 \quad (1.26)$$

Essa integral nos fornecerá o tamanho final R da gota. Para que esse processo seja possível, é evidente que a nuvem não poderá ter uma espessura Δz menor que o topo da trajetória.

Tentativas para se desenvolver modelos mais realísticos implicam em considerações da dinâmica da nuvem, incluindo complicados fatores como a estrutura das correntes ascendentes e descendentes, além da mistura turbulenta da massa de ar da nuvem com o ar das vizinhanças. Este último é o maior responsável pela grande complexidade do problema.

CAPÍTULO 2

PROCESSOS DE ELETRIFICAÇÃO DE NUVENS

2.1. INTRODUÇÃO

Embora as tempestades venham sendo largamente estudadas nos últimos séculos, os mecanismos de eletrificação das nuvens ainda rendem extensos debates na comunidade científica. Existem atualmente evidências irrefutáveis da presença de cargas elétricas no interior das nuvens como, por exemplo, a ocorrência dos relâmpagos e o desenvolvimento de intensos campos elétricos observados *in loco* ou na superfície. Entretanto, para que esses campos elétricos se desenvolvam, é necessário haver a formação e a conseqüente separação das cargas positivas e negativas dentro da nuvem de tempestade. Várias teorias têm sido propostas na literatura na tentativa de explicar esses processos físicos. O objetivo deste texto é abordar os principais mecanismos atualmente aceitos com base na revisão de Saunders (1995). Em cima deste trabalho, serão então discutidos os principais avanços da pesquisa na tentativa de se decifrar tão intrincados processos a partir de publicações mais recentes da literatura (últimos seis anos).

2.2. ESTRUTURA ELÉTRICA DAS NUVENS DE TEMPESTADE

Dados de radar revelam que os centros de cargas das nuvens de tempestades se organizam junto às regiões de precipitação, localizadas em faixas de temperaturas bem definidas. Essas análises também mostraram que o rápido desenvolvimento elétrico está associado ao crescimento da precipitação. O fato de, em geral, as tempestades no planeta apresentarem centros de carga similares e localizados em faixas de temperaturas abaixo de 0°C sugere que a presença de gelo seja um importante requisito para qualquer processo de eletrificação. Os resultados de modelos, medidas de campo e de laboratório são consistentes com a eletrificação baseada em colisões entre os cristais de gelo e pedras leves de granizo (*soft hail*), denominadas aqui de grãos de gelo (*graupel*). Nas altas altitudes e baixas temperaturas, os grãos de gelo carregam-se negativamente enquanto que os cristais adquirem carga positiva sendo transportados para as regiões mais altas das nuvens. Nos níveis mais baixos e mais quentes,

os grãos carregam-se positivamente e caem por ação gravitacional até a base da nuvem para formar um centro de carga positiva nessa região. Já os cristais de gelo carregados negativamente tendem a ser arrastados para cima e, juntamente com os grãos de gelo carregados negativamente provenientes das regiões mais elevadas, formam um centro de carga negativa entre os dois centros positivos. No estágio maduro do desenvolvimento da tempestade, um processo adicional, indutivo, pode ocorrer quando gotículas de água ricocheteiam nos grãos de gelo em queda na presença de um campo elétrico elevado. Um processo alternativo de eletrificação que envolve colisões de partículas é a captura de íons pelas partículas e o subsequente desenvolvimento do campo elétrico à medida que as correntes elétricas convectivas transportam regiões de carga através da nuvem. Esses dois mecanismos podem atuar em conjunto para originar a estrutura elétrica observada nas nuvens de tempestade.

Um dos modelos de distribuição de cargas (que considera o efeito da condutividade atmosférica através do princípio da continuidade da corrente) em uma nuvem de tempestade de tamanho médio e as variações de campo elétrico observadas na superfície são mostradas nas Figuras 2.1a e 2.1b, respectivamente (Ogawa, 1995). Um outro possível modelo (não discutido aqui), utilizado para representar e explicar a distribuição de cargas nas nuvens de tempestade, baseia-se no princípio da neutralidade da carga (Pinto, 1987). A Figura 2.1a ilustra também os portadores de carga (partículas capazes de armazenar carga elétrica), a água nas diferentes fases e os ventos dentro e ao redor da nuvem em função da altitude e da temperatura, bem como as duas correntes I_u e I_b responsáveis pela criação dos três centros de cargas Q_+ , Q e q_+ . Os portadores de carga na nuvem (cristais de gelo, cristais de neve, grãos de gelo, granizo, gotículas de água super-resfriadas e gotas de água) encontram-se distribuídos, respectivamente, da parte superior da nuvem até sua base. Em geral, os centros de carga negativa (Q) localizam-se entre 6 e 7 km de altitude em regiões cuja temperatura varia entre -6°C e -15°C . Os centros de carga positiva (Q_+) aparecem logo acima. Eventualmente pode-se encontrar um centro de cargas positivas abaixo de centro negativo, próximo à base da nuvem (q_+). Como a geração das cargas elétricas ocorre em regiões com temperatura abaixo de 0°C , acredita-se que os processos de eletrificação das nuvens resultem de um mecanismo que envolve as finas camadas de gelo formadas por deposição de vapor e incrustação (*riming*) ao redor das partículas ou núcleos de gelo. Com frequência, surgem também duas camadas de carga, uma negativa e outra positiva, na parte superior e inferior

da nuvem, respectivamente, em função da blindagem dos centros de carga principais, causada pela captura de íons da atmosfera ao redor da nuvem (não representadas na figura).

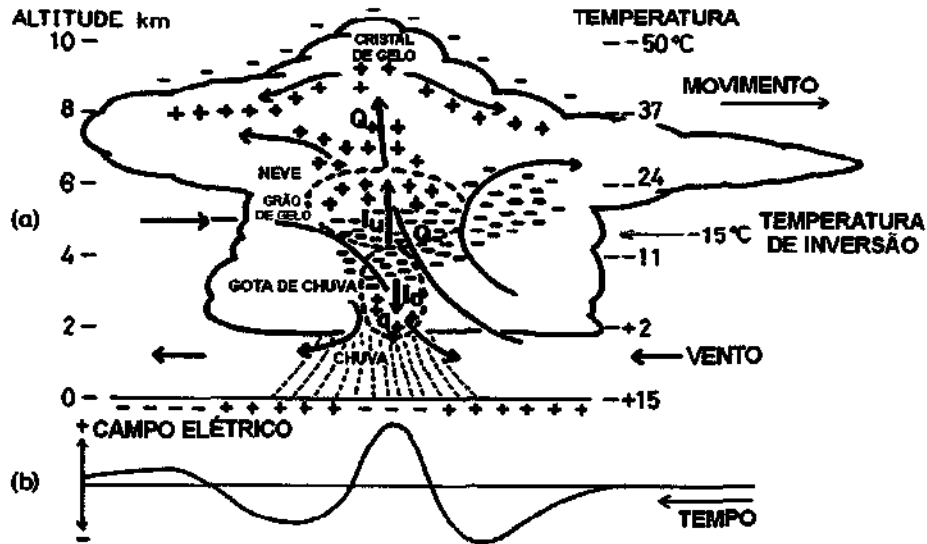


Fig. 2.1 – (a) Modelo de uma nuvem de tempestade eletrificada. (b) Padrão de variação típico do campo elétrico medido na superfície. Dois tipos de fontes de correntes, I_+ e I_- e os três centros de carga associados Q_+ , Q_- e q_+ são mostrados em termos de altitude e temperatura.

FONTE: Adaptada de Ogawa (1995, p. 95).

Para a maioria das nuvens de tempestade, pode-se considerar, com boa aproximação, um centro de cargas como uma única carga pontual. Desta forma, o campo elétrico $E(t)$ na superfície devido aos três centros de cargas diferentes da nuvem, Q_i ($i = 1, 2, 3$) será:

$$E(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^3 \frac{2Q_i(t)z_i(t)}{\{x_i(t)^2 + y_i(t)^2 + z_i(t)^2\}^{3/2}} \quad (2.1)$$

onde ϵ_0 = permissividade no vácuo; $x_i(t), y_i(t), z_i(t)$ = coordenadas dos centros de carga $Q_i(t)$.

Os centros de cargas das nuvens de tempestade surgem a partir de correntes elétricas existentes no interior da própria nuvem, sendo necessárias, pelo menos, duas correntes para resultar nos três centros de carga em diferentes altitudes. Assumem-se, portanto, duas correntes verticais situadas uma acima da outra, desconsiderando-se eventuais inclinações dos

fluxos entre si e em relação à vertical. As correntes que produzem cada centro de carga $I_1(t)$, $I_2(t)$ e $I_3(t)$ são funções de uma corrente ascendente, $I_u(t)$, e uma descendente, $I_d(t)$, conforme ilustrado na Figura 2.1a:

$$\begin{aligned} I_1(t) &= I_u(t) \\ I_2(t) &= -I_u(t) - I_d(t) \\ I_3(t) &= I_d(t) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Assume-se também que uma nuvem de tempestade desenvolve-se e dissipa-se durante seu movimento segundo uma função gaussiana. Neste caso, os centros de carga irão variar no tempo segundo a equação:

$$\frac{dQ_i(t)}{dt} = -\frac{\sigma_i}{\varepsilon_o} Q_i(t) + I_{oi} \exp\left\{-\frac{(t-t_o)^2}{2\tau^2}\right\} \quad (2.3)$$

onde I_{oi} são determinados a partir das relações (2.2) para $t = 0$; $Q_i(t) = 0$ para $t = -\infty$ (valor assumido); t_o = instante de tempo do máximo crescimento das correntes; τ = constante de tempo do desenvolvimento da nuvem; σ_i = condutividade do ar nas respectivas altitudes dos centros de carga. Assume-se que a condutividade seja uma função exponencial:

$$\sigma_i = \sigma_o \exp(z_i/H) \quad (2.4)$$

onde $\sigma_o = 2,0 \times 10^{-12}$ S/m = condutividade na superfície; H = escala de altura da condutividade (valor médio para a faixa de altitude considerada = 6 km).

A solução desta equação para uma condição quase-estacionária, $\frac{dQ_i(t)}{dt} = 0$, é dada por:

$$Q_i(t) = \frac{\varepsilon_o}{\sigma_i} I_{oi} \exp\left\{-\frac{(t-t_o)^2}{2\tau^2}\right\} \quad (2.5)$$

onde $\varepsilon_0/\sigma_i = 40$ a 300 s para a faixa de altitudes considerada.

Quando a nuvem de tempestade atinge seu estágio maduro ($t = t_0$), então:

$$Q_i(t) = \frac{\varepsilon_0}{\sigma_i} I_{oi} \quad (2.6)$$

Em outras palavras, a quantidade de carga Q_i é determinada apenas pela corrente I_{oi} e pela condutividade σ_i na respectiva altura do centro. É importante observar que a quantidade de carga é inversamente proporcional à condutividade do ar, a qual aumenta com a altitude. Desta forma, a magnitude do centro de carga positivo na parte superior da nuvem é menor que o centro de carga negativo na parte inferior. Da parte superior à parte inferior de uma nuvem de tempestade, existem os mais diferentes portadores de carga conforme indica a Figura 2.1. Por esse motivo, não seria natural considerar apenas um mecanismo de eletrificação, mas sim, pelo menos, dois.

Medidas dos centros de cargas da nuvem através de radares e de triangulação da radiação gerada pelos relâmpagos mostraram que o centro de cargas negativas tende a permanecer a uma altitude fixa enquanto que o centro de cargas positivo costuma se mover para cima. Esse resultado sugere que um processo de separação de cargas esteja ocorrendo em torno do nível de -15°C envolvendo a colisão de partículas: as partículas carregadas positivamente, menores, são arrastadas para cima pelas correntes ascendentes enquanto que as partículas negativas, maiores, são mantidas efetivamente suspensas no nível de -15°C . Como consequência, esse processo de geração de cargas deve inverter a direção da transferência das cargas entre as partículas aproximadamente no nível médio do centro de cargas negativo. Acima desse nível, os grãos de gelo carregam-se negativamente e abaixo dele, positivamente. Esse nível está associado a um valor específico de temperatura dentro da nuvem, denominada temperatura de inversão, a qual possui grande importância para simulações de processos de eletrificação em laboratório, uma vez que revela a dependência do sinal da carga transferida em relação à temperatura. Essa dependência pode ser observada em tempestades com diferentes localizações geográficas para diferentes estações do ano e, apesar das grandes diferenças em sua extensão vertical, todas apresentaram centros de carga negativa

compreendidos entre os níveis de -10°C e -20°C . Essas considerações levam a crer que as interações entre cristais e grãos de gelo sejam a fonte das cargas elétricas em uma nuvem de tempestade.

Medidas a bordo de aviões voando no nível de -5°C revelaram que as maiores densidades de carga elétricas coincidem com as regiões de maior concentração de grãos de gelo. Além disso, os registros dos campos elétricos mais intensos foram obtidos abaixo de regiões com elevadas refletividades de radar. Esses resultados são consistentes com o mecanismo de eletrificação de tempestades baseado em partículas, no qual as interações de separação de carga ocorrem nos níveis mais altos. Um outro dado importante obtido a partir dessas medidas revelou que apenas 10% das partículas encontravam-se significativamente carregadas, das quais algumas já apresentavam elevada carga já nos primeiros estágios da eletrificação.

Análises mais detalhadas dos dados de tempestade obtidos a bordo de aeronaves revelaram que o desenvolvimento da precipitação e as interações entre as partículas, as quais podem levar à transferência de carga, ocorrem em uma zona de transição entre as correntes de ar ascendente e descendente, compreendida entre níveis -10°C e -20°C , onde há presença de água líquida. Nos primeiros estágios da formação da nuvem, não há uma intensificação significativa do campo elétrico em seu interior, apesar de estar ocorrendo convecção e crescimento das pequenas partículas. Rápida intensificação do campo e produção de relâmpagos sucede a formação de grãos de gelo milimétricos com uma concentração superior a 1000 m^{-3} . As cargas negativas acumuladas próximas ao nível de -20°C estão associadas com regiões de alta refletividade de radar conforme mostra a Figura 2.2, a qual mostra o desenvolvimento dos centros de carga de uma nuvem de tempestade com base no processo de eletrificação por colisão de partículas.

Medidas em tempestades no Novo México mostraram que níveis significativos de eletrificação são obtidos apenas após o crescimento convectivo da nuvem, quando as refletividades do radar no nível de -10°C ultrapassam 40 dBZ e o topo da nuvem ultrapassa o nível de -20°C . Para a ocorrência de relâmpagos, o topo da nuvem deve estar acima de -20°C . Esses resultados parecem estar de acordo com o mecanismo de eletrificação envolvendo precipitação (crescimento de partículas em regiões com água super-resfriada).

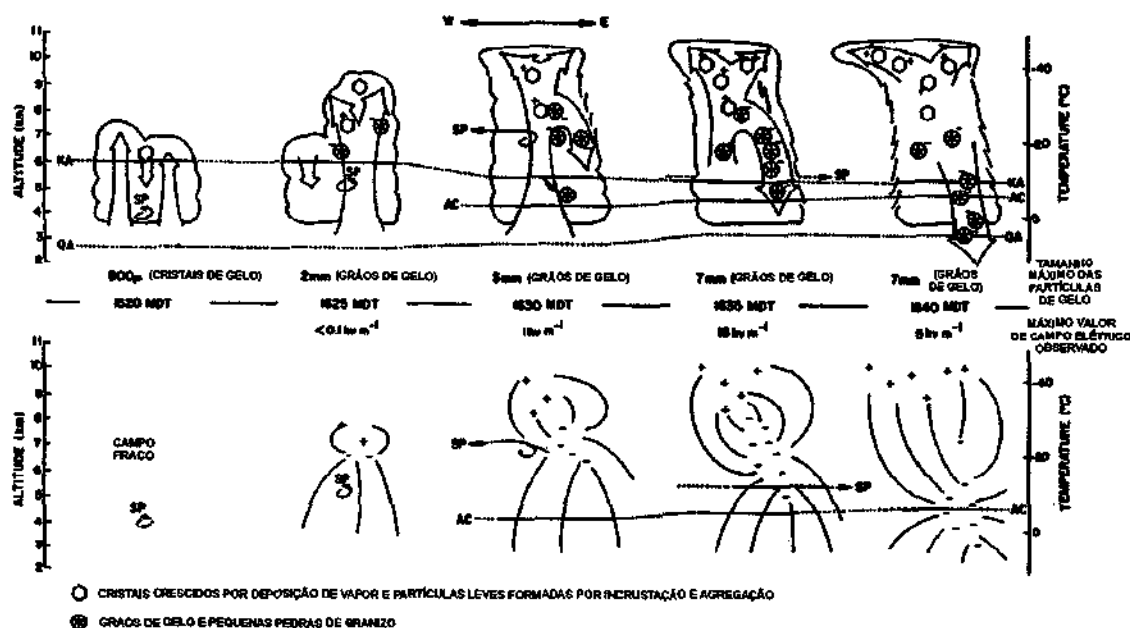


Fig. 2.2 – Visão conceitual da evolução microfísica, dinâmica e elétrica de uma tempestade. As linhas SP, KA, QA e AC representam as trajetórias dos aviões e balões responsáveis pelas medidas *in loco*.
FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 69).

2.3. PROCESSOS DE ELETRIFICAÇÃO DE TEMPESTADES

2.3.1. Processo de Eletrificação Convectivo

Este processo tem sido considerado uma alternativa para as teorias envolvendo eletrificação de partículas. Uma nuvem cúmulos em crescimento arrasta para cima, através de suas correntes ascendentes, íons positivos presentes abaixo de sua base. Essas cargas positivas são então rapidamente aprisionadas nas gotículas de água e carregadas para cima até próximo ao topo onde então atraem cargas negativas das camadas mais altas da atmosfera em direção à nuvem que, por sua vez, são aprisionadas em partículas presentes em suas fronteiras. Acredita-se que essa camada de blindagem resultante desça em direção à base da nuvem por processos de penetração de ar em seu topo seguidos por correntes de ar descendentes. A Figura 2.3 mostra o fluxo de cargas em uma nuvem de tempestade com base no processo convectivo. Considera-se também que processos de mistura nas bordas da nuvem

tragam cargas negativas para dentro dela, as quais descem para os níveis mais baixos onde então atraem ainda mais cargas espaciais positivas existentes abaixo da nuvem.

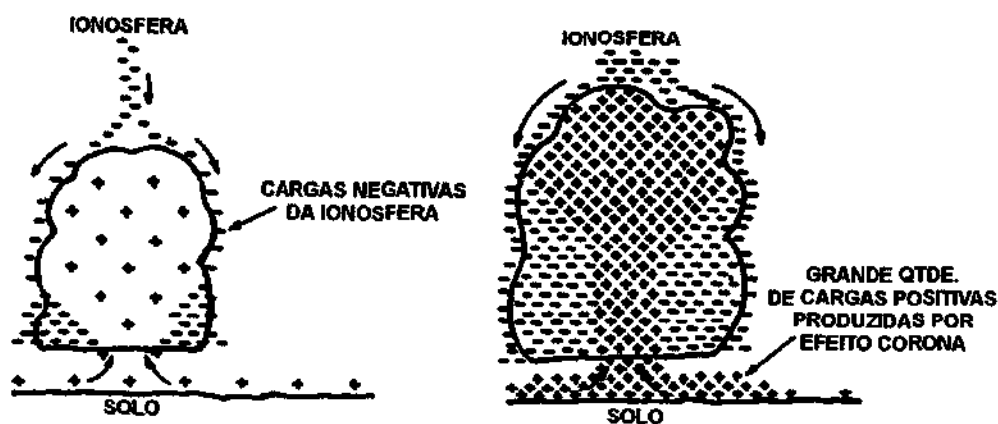


Fig. 2.3 – Desenvolvimento do centro de cargas negativas na parte mais baixa da nuvem através do processo convectivo e a subsequente intensificação da eletrificação como resultado da descarga corona a partir do solo.
FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 71).

Esse mecanismo, entretanto, apresenta algumas contradições que ainda não puderam ser resolvidas. Uma das questões ainda sem resposta trata da convecção inicial de cargas positivas para dentro da base da nuvem, a qual baseia-se no excesso de cargas espaciais positivas disponíveis perto do solo. Ainda não há evidências conclusivas de que a produção desses íons positivos por raios cósmicos ou decaimento radioativo na baixa troposfera seja suficiente para permitir a eletrificação da nuvem de tempestade. Por outro lado, há quem defenda a idéia de que, com a suficiente intensificação do campo elétrico no solo em função da concentração de cargas negativas na base da nuvem (provenientes das partes mais altas), seria possível a formação de cargas positivas por efeito corona, as quais penetrariam na base da nuvem dando continuidade ao processo. Surge, entretanto, algumas outras contradições. Acredita-se que esse processo de penetração de cargas positivas na base da nuvem seja excessivamente lento para contribuir para a eletrificação. Além disso, como explicar que campos elétricos tão intensos, capazes de gerar descarga corona no solo, não sejam fortes o suficiente para dar início a rupturas dielétricas dentro da nuvem?

Vonnegut et al. (1962) e Moore et al. (1989) conseguiram mostrar que cargas espaciais próximas ao solo podem ser transportadas para dentro das nuvens e, a partir daí, atraírem cargas de sinal oposto. Suas experiências consistiam em injetar cargas negativas em uma nuvem durante seu crescimento utilizando um cabo elétrico estendido através de um *canyon*, próximo ao topo de uma montanha (Figura 2.4). Entretanto, ainda assim algumas dúvidas permaneciam. Alterações nos campos elétricos locais só foram observadas quando a nuvem envolvia o cabo. Assim, injetando-se cargas diretamente dentro da nuvem, elimina-se o primeiro estágio da convecção de cargas para dentro da base da nuvem. E mais, as cargas liberadas pelo cabo representam apenas uma pequena fração das cargas espaciais positivas disponíveis na atmosfera. Com base nessas considerações, surgiram então as perguntas: O processo de penetração de cargas espaciais na base da nuvem seria significativo? Para nuvens de tempestade que se formam muito próximas do solo, havia tempo suficiente para a ação do processo convectivo? Dados obtidos em vôos de balões e aviões dentro de nuvens modificadas pela injeção artificial de cargas não revelaram grandes discrepâncias na distribuição dos centros de carga positiva e negativa para essas nuvens.

Embora existam evidências de que o processo convectivo de fato ocorra (Vonnegut, 1991), todas essas considerações mostram que este mecanismo parece não conseguir explicar os primeiros estágios da eletrificação das nuvens de tempestade. A maior crítica está justamente no início do processo, quando os campos elétricos ainda são fracos. Em outras palavras, a formação de cargas espaciais positivas por descarga corona na superfície e sua conseqüente convecção até a base da nuvem somente seriam possíveis após uma significativa eletrificação da nuvem, quando os campos elétricos se tornam suficientemente intensos. A partir daí sim o processo convectivo teria um papel bem definido: o transporte de cargas espaciais até a nuvem, permitindo a manutenção da eletrificação da tempestade por mais tempo e prolongando assim a atividade de relâmpagos. Desta forma, conclui-se que outros processos devam estar ocorrendo nos primeiros estágios da eletrificação para que se obtenha os elevados campos elétricos registrados por medidas *in loco*.

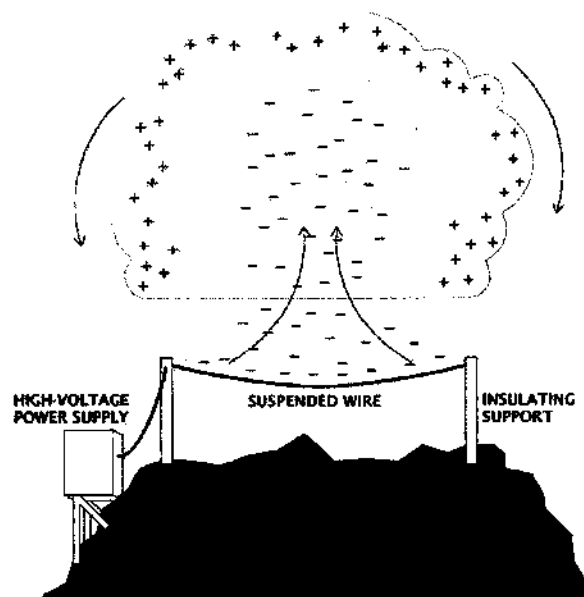


Fig. 2.4 – Experimentos de C. B. Moore e B. Vonnegut testam a hipótese convectiva. O ar abaixo de uma nuvem cúmulos é carregado negativamente por um fio conectado a uma fonte de alta potência. Medidas a partir de um planador mostraram que as cargas são arrastadas para dentro da nuvem através da convecção. Invertendo a polaridade da carga gerada pela fonte provoca uma inversão na polaridade da nuvem. O campo elétrico produzido pela nuvem, entretanto, é cerca de 1000 vezes menor que o necessário para gerar relâmpagos.
FONTE: Williams (1988, p. 94).

2.3.1.1 Eletrificação de Nuvens Quentes

Existe até hoje uma grande incerteza se nuvens quentes são capazes de gerar relâmpagos ou não. Isso porque ainda há muito poucas evidências na literatura de que nuvens localizadas integralmente abaixo da isoterma de 0°C possam atingir níveis de eletrificação suficientes para produzir descargas. Investigações de nuvens com bases quentes utilizando radares de polarização mostraram que os relâmpagos somente ocorriam após a detecção de gelo. Acredita-se que essas nuvens raramente acumulem cargas elétricas devido a sua limitada extensão vertical, a qual restringe o tempo disponível para que qualquer mecanismo de eletrificação possa agir. Para os casos observados de eletrificação (alguns estudos revelam que nuvens quentes significativamente eletrificadas tendem a ocorrer apenas sobre os oceanos), fica muito difícil identificar como e quais os mecanismos que efetivamente estariam atuando. A captura de íons pelas gotículas de água, conhecida como processo de Wilson, é capaz

de intensificar o campo elétrico de tempo bom a apenas algumas centenas de V/m, níveis muito baixos para a produção de relâmpagos. Colisões de gotículas, mesmo em campos elétricos fracos, resultam em coalescência, descartando assim os processos indutivos. Um outro mecanismo proposto para explicar a eletrificação de nuvens quentes baseia-se na interação de íons, onde gotículas em evaporação adquiririam cargas positivas e gotículas em crescimento, cargas negativas. Modelos numéricos e medidas *in loco* mostraram, entretanto, que esse processo pode gerar campos elétricos de no máximo 200 V/m, muito baixos para a ocorrência de relâmpagos. Com base nessas considerações, o processo convectivo pode ser um bom candidato à eletrificação de nuvens quentes, apesar do tempo de vida dessas nuvens ser da ordem de 10 minutos (até atingirem o nível de 0°C). Esse seja talvez a mais importante restrição no processo de eletrificação de nuvens quentes, o que não acontece nas nuvens frias (mais duradouras). Sabe-se que a eletrificação de nuvens convectivas tropicais somente tem início quando suas temperaturas caem abaixo de -6°C.

2.3.2. Processos de Eletrificação de Partículas

2.3.2.1. Processo Indutivo

Esse processo baseia-se na polarização elétrica de partículas por indução de um campo elétrico vertical existente no ambiente. Quando uma partícula pequena ricocheteia no hemisfério inferior de uma partícula maior polarizada pelo campo elétrico, ela remove cargas positivas e assim promove a separação das cargas, o que por sua vez intensifica o campo elétrico (Figura 2.5). Esse mecanismo foi inicialmente proposto para gotas de d'água maiores colidindo com gotículas menores, entretanto, nesse caso, o campo elétrico tende a promover a coalescência e não a separação das cargas (conforme discussão anterior).

A possibilidade da transferência indutiva de cargas quando cristais de gelo colidem com grãos de gelo maiores foi proposta mais tarde, com base em experimentos de laboratório. Os resultados mostraram, entretanto que a transferência de carga, nesses casos, era desprezível, pois o tempo de contato era muito pequeno para permitir a completa relaxação do campo elétrico e, conseqüentemente, promover a movimentação das cargas de uma partícula para outra. Alguns experimentos mostraram que gotículas super-resfriadas podiam re-

mover cargas de grãos de gelo esféricos sob ação de um campo elétrico radial. Isso porque, nessa configuração de campo, os grãos apresentavam uma diferença de potencial com relação a suas vizinhanças de tal forma que colisões tangenciais em qualquer ponto da superfície separavam a mesma quantidade de carga. Por outro lado, para grãos caindo em um campo elétrico vertical, as colisões tangenciais ocorriam somente próximas ao equador horizontal, uma região onde a quantidade de cargas induzidas pelo campo da tempestade é pequena, resultando assim em pequenas transferências de cargas.

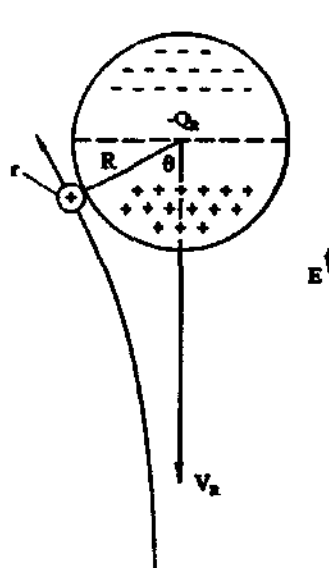


Fig. 2.5 – Um grão de gelo esférico, na presença de um campo elétrico ambiente, polariza-se. Gotículas que venham a colidir com a parte de baixo dessa partícula removem suas cargas positivas, tornando-a negativamente carregada.
FONTE: Saunders (1995, p. 74).

Outros trabalhos mostraram que a separação de cargas promovida por gotículas congeladas, ricocheteando em grãos de gelo esféricos na presença de um campo elétrico, não podia ser explicada simplesmente pelo processo indutivo, uma vez que a condutividade do gelo era muito baixa para a completa transferência de cargas durante o tempo de contato das partículas (tipicamente $< 1 \mu s$).

Mesmo diante desses resultados desfavoráveis, o processo indutivo tem sido incluído em muitos modelos numéricos de eletrificação de tempestades, pelo fato do mecanismo de

transferência de cargas ser conhecido, ao contrário de outros processos de eletrificação, e da facilidade em se calcular a magnitude das cargas transferidas. Porém, algumas questões ainda permanecem sem resposta. Por exemplo, ainda se questiona até que ponto o processo indutivo pode levar à eletrificação, uma vez que o equador elétrico de um grão de gelo esférico se move para baixo, à medida que ele se carrega após sucessivas colisões. Se as gotículas capazes de separar cargas só o fazem quando colidem logo abaixo do equador geométrico, então o processo de eletrificação indutivo é limitado para eletrificar tempestades. Entretanto, alguns trabalhos mostraram, em uma reavaliação do processo, que existe a possibilidade de haver uma significativa transferência de carga a partir de gotículas que colidem com o hemisfério inferior de pequenos grãos de gelo de baixa densidade, cuja velocidade de queda é suficientemente baixa para que as gotículas colidam bem próximo ao equador geométrico. Esse processo, embora pareça viável (Brooks e Saunders. 1992), ainda precisa de investigações em laboratório, uma vez que os valores das eficiências de colisão e as probabilidades de separação de cargas em grãos de gelo por pequenas gotículas ainda não são bem conhecidos.

No entanto, o maior problema do mecanismo indutivo é que ele não explica a existência de partículas altamente carregadas já nos primeiros estágios da eletrificação. As elevadas quantidades de cargas presentes em grãos de gelo milimétricos não condizem com a intensidade dos campos elétricos medidos em algumas tempestades particulares no Novo México. Esse mecanismo, portanto, não é capaz de produzir por si só a eletrificação observada nessas tempestades. Desta forma, mesmo que o processo indutivo não possa sozinho promover a eletrificação de uma tempestade, ele pode trabalhar em conjunto com outros mecanismos de eletrificação.

Uma forte crítica ao processo indutivo tem sido o tempo de recuperação do campo elétrico entre relâmpagos consecutivos, o qual, pelo processo, deveria ser exponencial. Entretanto, medidas a bordo de balões dentro das nuvens mostraram recuperações lineares. Além disso, medidas abaixo de tempestades revelaram que a corrente de Maxwell (soma da corrente de condução com a corrente de deslocamento) varia muito lentamente mesmo na presença de relâmpagos, o que sugere que o gerador de corrente seja independente do campo elétrico da nuvem. Medidas a bordo de planadores mostraram taxas de crescimento exponenci-

ais do campo elétrico nos primeiros estágios de eletrificação em algumas tempestades no Novo México. Com um tempo de relaxação de 50–100 s, essa taxa é relativamente maior que aos valores determinados por modelos numéricos baseados no crescimento indutivo. Esse rápido desenvolvimento do campo pode ser uma evidência de que vários processos de eletrificação estejam atuando simultaneamente. E o mais interessante é que, no Novo México, a taxa de crescimento do campo estabiliza-se após esse período de 4–5 min de crescimento rápido em concordância com o crescimento linear observado em outros trabalhos.

O processo indutivo de grãos de gelo interagindo com cristais de gelo na presença de um campo elétrico tem sido considerado um mecanismo de eletrificação viável mesmo com o curto tempo de contato para a condução elétrica. Entretanto, as experiências que serviram de base para essa conclusão foram realizadas sobre uma superfície de gelo em evaporação ao invés de uma superfície crescendo por incrustação. De fato, a condutividade da superfície de um grão de gelo incrustado é maior que a superfície do gelo seco, o que abre a possibilidade de que esse processo indutivo gelo/gelo possa contribuir para a eletrificação de uma tempestade. Porém, são necessárias ainda mais investigações de laboratório.

2.3.2.2. Processos Não-Indutivos de Eletrificação

Esses processos ocorrem durante colisões entre partículas nas quais ocorre transferência de carga independentemente da intensidade do campo elétrico local.

2.3.2.2.1. *Interação Cristais/Grãos de Gelo*

Grandes transferências de carga têm sido observadas durante interações de cristais de gelo (crescidos por deposição de vapor) com grãos de gelo (formados por incrustação) na presença de água super-resfriada. A comprovação da eficiência desse processo na eletrificação de tempestades veio de exaustivas experiências de laboratório e de dados obtidos a bordo de aeronaves voando através das nuvens. Essas interações entre partículas foram estudadas pela primeira vez na década de 50 através de experimentos de simulação de nuvens, os quais mostraram que as cargas separadas por cristais de gelo colidindo com grãos de gelo esféricos eram suficientes para explicar a eletrificação das tempestades. Esses experimentos

foram realizados a temperaturas em torno de -25°C , utilizando quantidades de água líquida realísticas, e mostraram que as esferas de gelo, representando os grãos em queda, carregavam-se negativamente uma vez que cargas positivas eram removidas na colisão com os cristais de gelo. Nas tempestades, esse processo de transferência de carga explicava o dipolo vertical presente nas nuvens, após a separação das cargas por efeito gravitacional. Não foi observada a separação de cargas quando, na ausência de cristais de gelo, as gotículas colidiam com os grãos de gelo. Esses resultados levaram à conclusão que a transferência de carga ocorria devido à diferença de temperatura entre as partículas interagentes: os cristais permaneciam essencialmente à temperatura do ar enquanto que os grãos de gelo, ao capturar água super-resfriada, eram aquecidos pela liberação do calor latente de congelamento. Mais tarde, no início da década de 80, novos experimentos mostraram que essa transferência de carga não dependia da diferença de temperatura entre as partículas, mas sim da temperatura do ambiente, bem como da quantidade de água líquida disponível. Os resultados desses trabalhos resumem então a base de um mecanismo de eletrificação viável (Figura 2.6) no qual os cristais de gelo carregam negativamente os grãos de gelo a temperaturas mais baixas (entre -15° e -20°C) e positivamente a temperaturas mais altas (entre -5°C e -10°C). Além disso, o sinal da carga transferida também é influenciado pela quantidade de água líquida disponível para ser capturada pelo grão de gelo.

Em meados na década de 80, confirmou-se que o sinal da carga transferida entre as partículas dependia da temperatura do ambiente (Figura 2.7), sendo que o valor da temperatura de inversão tende a aumentar com a diminuição da quantidade de água líquida. Observou-se também que a quantidade de carga transferida dependia da velocidade de impacto e do tamanho dos cristais de gelo. Keith e Saunders (1990) estenderam os experimentos anteriores, empregando cristais de gelo maiores (até $800\text{ }\mu\text{m}$ de diâmetro), e encontraram que a quantidade de carga transferida aumentava em função do tamanho dos cristais, porém esse aumento era muito rápido quando os cristais eram pequenos, tornando-se mais lento para os cristais maiores. A explicação dada foi que as cargas transferidas eram limitadas por transferências inversas de algumas das cargas já existentes na superfície das partículas quando estas colidiam. Estudos dessas interações cristais/grãos no escuro revelaram emissões de luz associadas com essa transferência contrária de cargas na forma de efeito corona. A partir desses experimentos, foram então formuladas expressões matemáticas relacionan-

do a quantidade de carga transferida, o tamanho dos cristais e a velocidade de impacto para ambas as polaridades (Mitzeva e Saunders, 1990).

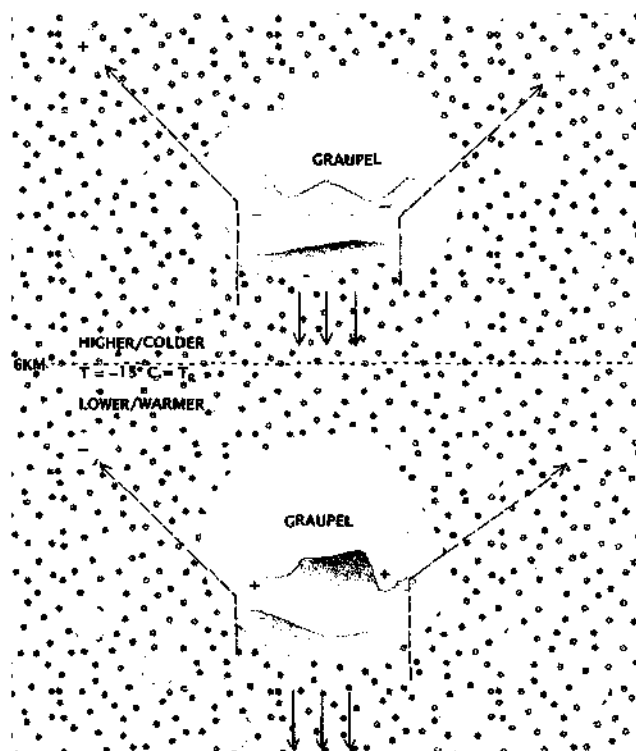


Fig. 2.6 – Microfísica da transferência de carga envolvendo colisões entre grãos de gelo (*graupel*) e cristais de gelo (*ice crystals*). Os grãos de gelo, mais pesados, caem através dos cristais (hexágonos) e das gotículas de água super-resfriadas (pontos) mantidos em suspensão. Quando a temperatura for menor que a temperatura de inversão $T_R = -15^\circ\text{C}$ (acima de 6 km de altitude), os grãos adquirem carga negativa ao colidirem com os cristais. Para temperaturas maiores que T_R (abaixo de 6 km de altitude), os grãos adquirem carga positiva.
 FONTE: Williams (1988, p. 92).

A dependência numérica da transferência de carga cristais/grãos de gelo com a quantidade de água líquida (LWC) na nuvem foi formulada por Saunders et al. (1991) a partir de vários experimentos de laboratório sob condições controladas. Estudos anteriores já haviam mostrado que a quantidade de água líquida efetiva (EW), formada por gotículas grandes o suficiente para colidir com as partículas de gelo em crescimento, é importante no controle da carga elétrica transferida. A Figura 2.8 mostra os regimes de transferência de carga positiva e negativa em função da EW e da temperatura. Os autores apresentaram também

equações parametrizadas que combinam os efeitos da temperatura, do tamanho dos cristais de gelo e da velocidade de impacto no processo de separação de cargas. Essas equações permitem o cálculo da transferência de carga para determinadas condições da nuvem que representam as condições reais das regiões das tempestades onde ocorre a eletrificação das partículas. Além disso, essas expressões possibilitam sua inclusão em modelos numéricos de desenvolvimento de campos elétricos de nuvens.

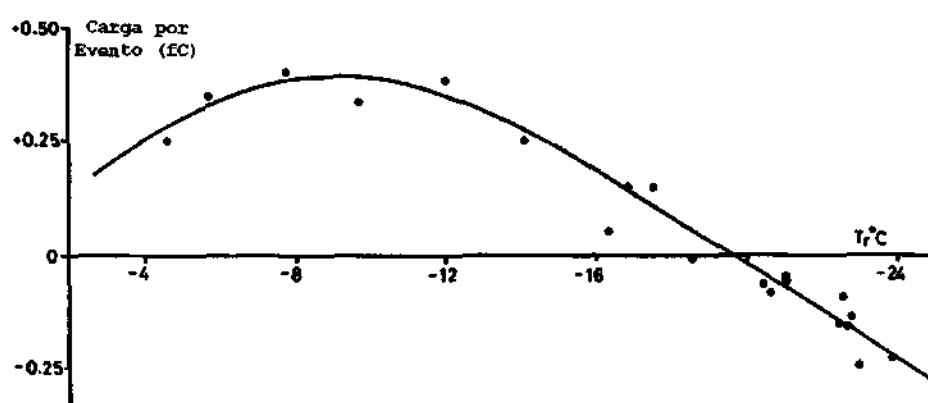


Fig. 2.7 – Carga transferida a um grão de gelo pela colisão com cristais em função da temperatura. A temperatura de inversão corresponde ao ponto onde não há transferência de carga.

FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 78).

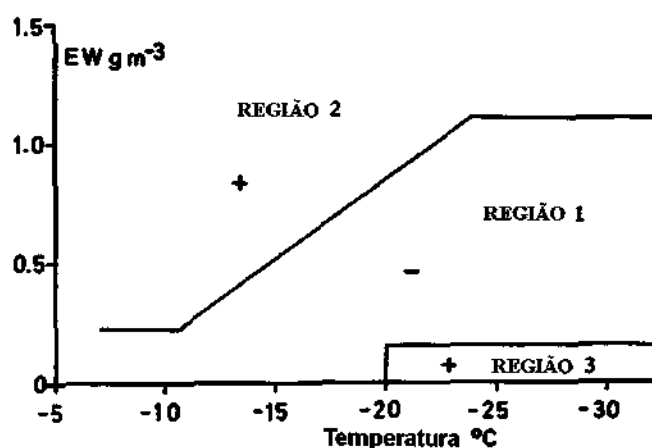


Fig. 2.8 – Sinal da carga transferida para um grão de gelo em crescimento por incrustação através de colisões com cristais de gelo em função da quantidade de água líquida efetiva e da temperatura.

FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 79).

2.3.2.2.2. *Interação Esferas/Grãos de Gelo*

Uma outra abordagem experimental consiste em modelar a separação de cargas durante as colisões entre grãos de gelo grandes e pequenos através do impacto de esferas de gelo individuais de 100 μm de diâmetro com superfícies incrustadas. Esses experimentos mostraram que a maior parte da carga transferida para a superfície tinha polaridade positiva a temperaturas acima de -18°C e negativa a temperaturas abaixo de -24°C , resultando numa temperatura de inversão de aproximadamente -21°C . Aumentando-se a LWC ou a temperatura, havia um favorecimento da eletrificação positiva dos grãos em concordância com os resultados envolvendo cristais de gelo. As equações mencionadas anteriormente foram usadas para comparar os dois processos de transferência (com cristais e com esferas de gelo), embora se acredite que esses mecanismos possivelmente sejam diferentes. Isso porque a quantidade média de carga transferida pelo mecanismo das esferas de gelo, medida em laboratório a uma temperatura de -24°C , $0,2 \text{ g/m}^3$ de EW, partículas com 100 μm de diâmetro e velocidades de 5 m/s, é cerca de 3 vezes maior que o valor predito pelas equações para o mecanismo dos cristais de gelo nas mesmas condições. Essa transferência média de cargas superior pode ser causada pela maior quantidade de movimento das esferas de gelo ou mesmo por diferentes mecanismos de eletrificação envolvendo os dois tipos de partículas.

Nos experimentos envolvendo esferas de gelo, a temperatura de inversão possui boa concordância com os valores encontrados nos experimentos de cristais de gelo. Entretanto, estudos de esferas de gelo para temperaturas próximas a sua temperatura de inversão (-21°C) com EW igual a $0,2 \text{ g/m}^3$ revelaram que um aumento na quantidade de água líquida ou na temperatura alterava a polaridade predominante da superfície de impacto de negativa para positiva. Pela Figura 2.8, para as interações com cristais de gelo em torno de -21°C , o correspondente valor crítico de EW para a inversão do sinal de negativo para positivo com o aumento de EW ou da temperatura seria $0,9 \text{ g/m}^3$. Essa diferença pode ser um indicativo de que o mecanismo de transferência de carga para os experimentos com esferas de gelo individuais seja diferente que o mecanismo dos experimentos com múltiplos cristais de gelo ou, pelo menos, de que existam diferenças importantes entre os dois tipos experimentos. A consequência desses resultados, os quais apontam para uma maior transferência de carga

positiva para os grãos de gelo a menos que a LWC seja muito baixa, é a dificuldade em explicar a predominância das partículas com cargas negativas nas tempestades.

2.3.2.3. Mecanismos de Transferência de Carga

O exato mecanismo no qual cargas são transferidas entre duas partículas interagentes ainda continua em discussão. Os processos descritos a seguir não sofrem com o problema dos curtos tempos de contato, os quais limitam o processo indutivo, devido a sua necessidade de conduzir carga de um ponto distante da superfície da partícula até o ponto de contato. Nos processos abaixo, a carga estará sempre disponível no ponto de contato.

2.3.2.3.1. *Taxas de Crescimento Relativo e Camada Líquida*

A partir dos experimentos de interação cristal/grão de gelo, foi possível explicar a inversão da polaridade de carga transferida com base nas taxas de crescimento relativo das partículas interagentes. Um grão não só coleta gotículas de água super-resfriada como também cresce por difusão do vapor proveniente do ambiente ao seu redor (nuvem de gotas local). Ele também cresce pela difusão vapor liberado quando as gotículas de água congelam em sua superfície. Por outro lado, os pequenos cristais de gelo presentes na nuvem crescem apenas por difusão do vapor ambiente e, assim, esses dois tipos de partículas apresentam taxas distintas de crescimento por difusão. O tempo de congelamento de uma gotícula sobre o grão de gelo depende da temperatura. Desta forma, para temperaturas baixas, com o rápido congelamento das gotículas, há menos vapor liberado que para temperaturas mais altas. Qualitativamente, os cristais e os grãos de gelo possuem taxas de crescimento relativo que podem se inverter em função da temperatura e que as partículas que crescem mais rapidamente por deposição de vapor adquirem carga positiva. Em resumo, a eletrificação positiva do grão de gelo ocorre quando os cristais colidem com áreas de sua superfície que estão crescendo mais rapidamente pela difusão do vapor proveniente da superfície das gotículas em congelamento. Por outro lado, os grãos adquirem cargas negativas quando a liberação de calor latente pelo congelamento das gotículas em sua superfície o aquece suficientemente para que sua taxa de crescimento por difusão de vapor fique menor que a taxa de crescimento dos cristais interagentes.

O mecanismo proposto por Baker e Dash (1989) para explicar essa transferência de carga dependente da taxa de crescimento estabelece que a orientação das moléculas na superfície gera um excesso de íons negativos na camada líquida de água que envolve a partícula (Figura 2.9). A carga na superfície depende da taxa de crescimento: as partículas que crescem mais rapidamente terão camadas líquidas mais finas e, assim, fornecerão mais cargas negativas durante as interações com os cristais. O mecanismo se baseia na transferência de cargas de uma partícula para outra através do contato. Entretanto, existem aqui alguns problemas: medidas experimentais mostraram que a camada líquida ao redor do gelo existe somente até -4°C , uma vez que as partículas, nessas temperaturas, se comportam eletricamente como uma superfície de água. Abaixo de -4°C , o comportamento elétrico da superfície corresponde ao do gelo. Por outro lado, existem evidências de que a camada líquida possa existir para temperaturas bem mais baixas. Um outro problema se refere à diminuição da camada líquida com a redução da temperatura, embora uma significativa transferência de carga entre cristais e grãos de gelo tenha sido observada em estudos de laboratório realizados abaixo de -30°C .

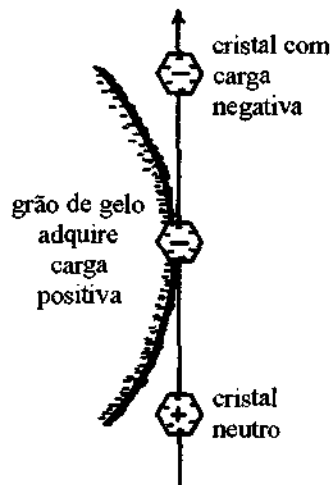


Fig. 2.9 – Transferência de cargas negativas para cristais de gelo associada à camada líquida de um grão de gelo formado por incrustação.
FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 81).

Algumas experiências indicaram que o sinal e a magnitude das cargas na interação cristais/grãos são afetadas por impurezas nas gotículas de água que formam o grão de gelo: o

sódio aumenta a eletrificação positiva da partícula, enquanto que o amônio intensifica a eletrificação positiva. Esses resultados, entretanto, não são satisfatoriamente explicados por nenhum mecanismo.

2.3.2.3.2. *Eletrificação da Superfície de Gelo em Crescimento ou Evaporação*

Experimentos realizados com cristais de gelo na ausência de gotículas de água revelaram que, quando os cristais colidem com uma superfície de gelo crescendo por difusão de vapor, essa superfície adquire carga positiva; por outro lado, superfícies em evaporação (sublimação) adquirem carga negativa. Outros experimentos sem a presença de cristais de gelo provaram que os resultados acima eram causados pela remoção da superfície em crescimento ou sublimação. Entretanto, outros estudos mostraram que cristais ou esferas de gelo de 100 μm de diâmetro a velocidades reais (como as utilizadas em experimentos de eletrificação) não eram capazes de quebrar o gelo incrustado, mesmo com sua baixa densidade. Contudo, certas extensões dendríticas do gelo (protuberâncias) podiam ser rompidas, permitindo dizer que todas as transferências de cargas observadas nesses experimentos possivelmente tenham sido causadas pela ruptura do gelo nos alvos.

A partir desses resultados, Caranti et al. (1991) desenvolveram um novo e mais eficiente mecanismo de separação de cargas. Eles observaram que protuberâncias crescendo por deposição na superfície de um grão de gelo apresentavam um gradiente de temperatura ao longo da estrutura, onde as pontas externas eram mais quentes em função da liberação de calor latente. Os autores propuseram que, quando pequenas partículas de gelo colidiam com a superfície, essas estruturas eram quebradas de tal forma que os prótons das pontes de hidrogênio tendiam a permanecer no lado frio da fratura e, como as extremidades (mais quentes e, portanto, carregadas negativamente) eram removidas, o grão ficava com excesso de cargas positivas (Figura 2.10). Ao contrário, uma protuberância em sublimação possuía suas extremidades externas mais frias que sua base e assim, quando removidas (carregando consigo cargas positivas), o grão de gelo adquiria carga negativa. As mesmas delicadas protuberâncias crescendo por sublimação podem ser responsáveis pela eletrificação negativa dos grãos de gelo quando removidas pela colisão com cristais ou por jatos de ar.

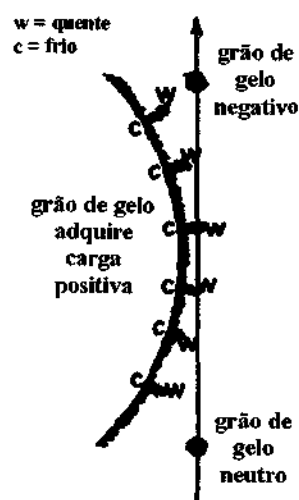


Fig. 2.10 – Transferência de cargas associadas a gradientes de temperatura nas extensões dendríticas formadas sobre a superfície de um grão de gelo.
 FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 81).

2.3.2.3.3. *Elettrificação por Potencial de Contato*

Caranti e Illingworth (1983) mostraram que a incrustação em uma superfície de gelo fazia com que ela desenvolvesse um potencial de contato negativo se comparada com uma superfície sem incrustação. Esses resultados estão na Figura 2.11. Esse potencial de contato tornava-se mais negativo com a diminuição da temperatura até alcançar um valor constante em torno de -400 mV a temperaturas abaixo de aproximadamente -20°C . A hipótese levantada foi que um cristal de gelo colidindo com a superfície de um grão iria carregá-lo negativamente devido a uma diferença de potencial de contato entre ambos. Cálculos embasados nessa teoria apresentaram valores de transferência compatíveis com as observações. Novos experimentos comprovaram que não há variação do potencial de contato associada com a mudança de uma superfície em crescimento para uma em sublimação, permitindo assim que esse processo explicasse as inversões de polaridade de grãos de gelo em crescimento ou sublimação. Nos experimentos envolvendo esferas de gelo, o mecanismo do potencial de contato parece não ter sido ativado, pois ambas as superfícies interagentes poderiam ter o mesmo potencial de contato face ao rápido congelamento da água super-resfriada.

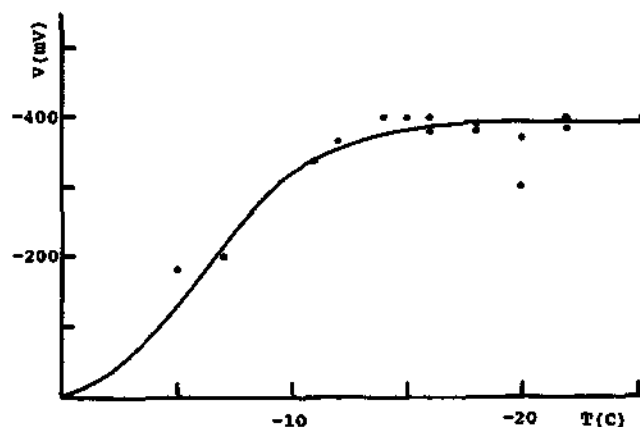


Fig. 2.11 – Variação do potencial de contato em uma superfície de gelo após incrustação em função da temperatura. A uma superfície sem incrustação, está associado um potencial inicial de 0V.

FONTE: Saunders (1995, p. 83).

2.3.2.3.4. Cargas em Desarranjos Cristalinos

Takahashi (1978) propôs que durante o impacto de um cristal de gelo com as protuberâncias de um grão de gelo, criava-se um par de prótons livres e desarranjos cristalinos carregados negativamente. Segundo esse mecanismo, enquanto a ramificação está sendo rompida, as cargas são separadas sob ação do gradiente de temperatura local, explicando assim a polaridade positiva dos grãos de gelo em condições de baixa disponibilidade de água líquida. Um mecanismo de desarranjo alternativo que pode explicar grãos com carga negativa é sustentado por algumas evidências de desarranjos cristalinos com cargas positivas e a dependência da densidade de cargas em função da temperatura e da taxa de crescimento. Cálculos da disponibilidade de carga para transferência nas colisões cristal/grão de gelo concordam com as observações experimentais. Variações na velocidade e no tamanho dos cristais poderão alterar a área de contato entre as partículas interagentes, o que irá afetar a magnitude da carga transferida. Alguns estudos mostraram um aumento na densidade dos desarranjos (μm^{-2}) nos grãos de gelo com a redução da temperatura, além disso, cristais com baixa taxa de crescimento apresentavam baixas densidades de desarranjos. Assim, a eletrificação observada pode ser explicada em termos da diferença na concentração de desarranjos nas superfícies das partículas interagentes.

2.3.2.4. Aplicação dos Mecanismos de Eletrificação de Partículas

As várias regiões de eletrificação mostradas na Figura 2.8 podem ser associadas a condições específicas dos grãos de gelo controladas pela EW e temperatura. A Tabela 2.1 identifica os possíveis mecanismos de eletrificação relacionados com cada região dos experimentos cristal/grão de gelo, de acordo com a Figura 2.8. A carga positiva de um grão de gelo pode advir da remoção da superfície incrustada, pelo crescimento da partícula via difusão de vapor ou pela presença de camada líquida. A carga negativa pode ser proveniente da diferença do potencial de contato entre o grão e os cristais de gelo interagentes, da diferença entre a concentração de desarranjos carregados eletricamente nas superfícies interagentes ou da remoção de parte da camada líquida carregada. É muito provável que todos os processos de transferência de carga ocorram simultaneamente, porém um ou outro tende a dominar em função da temperatura e da quantidade de água líquida.

TABELA 2.1 – APLICABILIDADE DOS PROCESSOS DE ELETRIFICAÇÃO AOS RESULTADOS DAS COLISÕES DE CRISTAIS DE GELO.

	Polaridade da Carga do Grão de Gelo	Potencial de Contato	Desarranjos	Camada Líquida	Gradiente de Temperatura
Região 1	Negativa	√	√	√	X
Região 2	Positiva	X	X	√	√
Região 3	Positiva	X	X	√	√

FONTE: Adaptada de Saunders (1995, p. 83).

√ = aplicável; X = não aplicável.

2.4. OS RESULTADOS DOS ÚLTIMOS ANOS

Muitos têm sido os trabalhos publicados desde a revisão de Saunders (1995), entretanto a discussão sobre os processos de eletrificação ainda parece estar longe de chegar a uma conclusão definitiva. Basicamente, os estudos dos pesquisadores da área têm se resumido em experimentos específicos, voltados para reproduzir uma determinada condição da nuvem ou incluir uma nova variável, na tentativa de explicar determinadas discordâncias existentes em estudos anteriores.

Experimentos mais recentes realizados por Saunders e Peck (1998) envolvendo interações cristais/grãos de gelo permitiram substituir a Figura 2.8, apresentada anteriormente, pela Figura 2.12, que mostra o sinal da carga transferida em função da EW e da temperatura ambiente. Os resultados obtidos nesse trabalho basearam-se na hipótese de que os grãos tendem a adquirir carga positiva quando apresentam elevadas taxas de crescimento (relacionadas com a incrustação) para altas temperaturas do ambiente; e tendem a ser carregados negativamente para temperaturas mais baixas e taxas de crescimento menores.

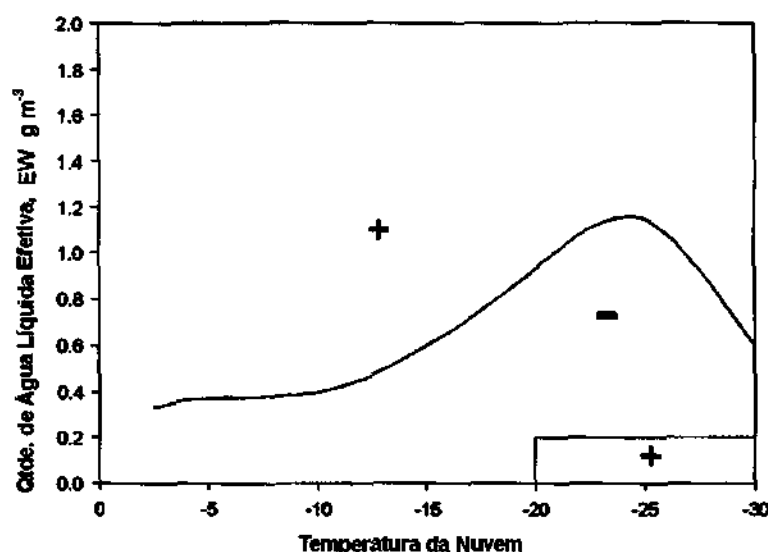


Fig. 2.12 – A linha superior corresponde à determinação experimental da EW e temperatura da nuvem para a inversão do sinal da carga transferida a 3 m/s (Saunders e Peck, 1998). Os sinais referem-se à carga transferida para o grão de gelo durante sua colisão com o cristal. A linha inferior representa a zona de eletrificação positiva do grão de gelo (Saunders et al. 1991).

FONTE: Adaptada de Saunders et al. (2001, p. 188).

Ávila et al. (1995) mostraram através de colisões individuais de esferas de gelo que era possível a inversão de polaridade da carga média transferida para os grãos à medida que se aumentava sua temperatura. Para uma temperatura ambiente abaixo de -15°C , a carga transferida passava de positiva para negativa quando o grão era aquecido em alguns graus; aquecimentos adicionais levavam à transferência positiva novamente. Ávila et al. (1996), numa extensão do trabalho anterior, apresentou um diagrama da polaridade de carga transferida para o grão em função da temperatura ambiente (T_a) e a temperatura média do grão (T_b), o

qual era consistente com a separação de cargas de larga escala presente em três categorias de nuvens: Estratiforme e de inverno – caracterizadas por nuvens finas, com fracas correntes ascendentes, baixa LWC e, em geral, lento crescimento das partículas, as quais apresentam temperaturas próximas a do ambiente. Isso leva então a eletrificação positiva dos grãos; Ordinárias – apresentam significativo desenvolvimento vertical, com níveis de LWC mais altos e correntes ascendentes mais intensas. Isso provoca um maior aquecimento dos grãos e, conseqüentemente, sua eletrificação negativa. O objetivo do trabalho era incluir mais uma variável (além da temperatura do ambiente e da EW) na parametrização da transferência de cargas durante a colisão esferas/grãos de gelo: a temperatura média do grão (T_g). Com isso foi possível separar os efeitos causados pela presença de água líquida: (1) as gotículas são fontes de vapor de água e favorecem o crescimento dos grãos por deposição, o que leva à eletrificação positiva; (2) o aquecimento do grão pela liberação de calor latente faz com ele permaneça mais quente que o ambiente, favorecendo assim a sublimação de sua superfície e a conseqüente eletrificação negativa. Algum tempo depois, Saunders et al. (2001) argumentaram que o procedimento experimental aplicado por Ávila et al. (1995, 1996), o qual consistia em forçar artificialmente a variação da temperatura dos grãos de gelo, não seria o mais adequado para investigar eventuais influências sobre os processos de eletrificação. Eles defendiam a injeção de ar úmido resfriado na direção do alvo e das gotículas da nuvem separadamente como um método mais realístico para avaliar os efeitos do crescimento dos cristais na eletrificação dos grãos. O trabalho baseou-se na hipótese da taxa de crescimento relativa, onde as partículas interagentes que crescem mais rápido por difusão de vapor adquirirão carga positiva. Comprovando experimentos anteriores, os autores mostraram que, ao se injetar ar úmido na nuvem contendo cristais, porém sem gotículas grandes o suficiente para serem coletadas pelo alvo (que simula os grãos), a carga negativa do alvo condiz com o conceito de que partículas que crescem mais rapidamente por difusão carregam-se positivamente. Neste caso, mescla-se o ar úmido injetado com os cristais da nuvem (que corresponde a um aumento da supersaturação), fazendo-os crescer mais rapidamente por difusão de vapor. Injetando-se ar seco sobre os cristais, estes irão sublimar mais rapidamente e, assim, o alvo carrega-se positivamente. O fato de partículas com maiores taxas de sublimação adquirirem carga negativa constitui um corolário do conceito da taxa de crescimento usual. Os resultados deste trabalho mostraram a importância da taxa de crescimento e sublimação dos cristais em função da mistura turbulenta de ar dentro da nu-

vem. Além disso, o trabalho mostrou que para baixa EW, a injeção de ar úmido próximo ao alvo pode fazer com que ele adquira ainda mais carga positiva ou inverta sua polaridade de negativa para positiva. Isso reforça ainda mais a importância da injeção local de vapor.

Entretanto, o mais importante resultado apresentado até então foi obtido nos experimentos de Ávila et al. (1999); Ávila e Pereyra (2000), os quais mostraram a dependência do sinal da carga transferida em relação à distribuição de tamanho das gotículas de água. Esses trabalhos foram motivados pela descoberta de que o tamanho das gotículas influenciava na carga transferida durante as colisões de cristais de gelo crescendo por difusão de vapor e grãos de gelo esféricos.

Ávila et al. (1998) mostraram que o alargamento do espectro de tamanho das gotículas acima de 60 μm fazia com que os grãos adquirissem carga negativa para valores mais altos de EW que os valores mencionados em trabalhos anteriores. No primeiro trabalho, Ávila et al. 1999 colidiram individualmente esferas de gelo de 100 μm de diâmetro em um alvo que simulava os grãos e as transferências de carga foram medidas com base em duas distribuições de tamanho de gotículas (DTG) distintas. Os resultados mostraram que a polaridade predominante nas transferências dependia do espectro das gotículas. A temperatura de inversão também apresentou uma dependência da distribuição de tamanhos. Para a DTG 1 (mais de 30% das gotículas com diâmetros maiores que 13 μm), a inversão acontecia abaixo de -25°C , enquanto que para a DTG 2 (mais de 50% das gotículas $> 13 \mu\text{m}$), a inversão ocorria a -18°C . Esses resultados, juntamente com Ávila et al. (1998), indicaram que gotículas maiores tendem a carregar negativamente os grãos de gelo e pedras de granizo à medida que colidem com cristais de gelo e outros grãos menores. Os mecanismos utilizados para explicar os resultados foram baseados nas teorias da taxa de crescimento relativa e do gradiente de temperatura. Pela primeira, o aumento do diâmetro das gotículas favoreceria a eletrificação negativa dos grãos, para uma mesma taxa de incrustação, uma vez que as gotículas maiores, consideradas todas juntas, apresentariam uma área superficial total menor que as gotículas pequenas. Desta forma, haveria menor disponibilidade de vapor liberado pelo congelamento dessas gotículas na superfície dos grãos. Além disso, as gotículas maiores provocariam um maior aquecimento dos grãos que as menores. Esses dois fatores fari-

am com que os grãos adquirissem carga negativa face à queda de sua taxa de deposição de vapor abaixo da taxa dos cristais. Pela segunda teoria, se as gotículas maiores tendem a reduzir a disponibilidade de vapor para os grãos crescerem, a transferência de carga tende a ser negativa, pois as protuberâncias estão sublimando e carregam consigo as cargas positivas quando arrancadas. Entretanto, ainda não está claro se essa redução de vapor é suficiente para causar a eletrificação negativa.

Nos experimentos de Ávila e Pereyra (2000), procurou-se verificar a influência do espectro de tamanho das gotículas na transferência de carga durante as interações cristais/grãos de gelo. Foram analisadas duas DTG distintas para uma ampla faixa de temperatura e de EW. A DTG 1 estendia-se até 50 μm de diâmetro (diâmetro médio de 18 μm) enquanto que a DTG 2 abrangia até 30 μm (diâmetro médio de 13 μm). Os resultados estão resumidos na Figura 2.13. Para a DTG 1 (Figura 2.13a), observa-se que a temperatura de inversão vale aproximadamente -15°C , independentemente da EW. Para a DTG 2 (Figura 2.13b), a temperatura de inversão cai para cerca de -18°C , sendo que a polaridade positiva (acima de -18°C) independe de EW. Para temperaturas abaixo de -18°C , valores altos e baixos de EW levam a cargas positivas, enquanto que as cargas negativas ocorrem para valores intermediários de EW. Desta forma, os autores especularam que o aumento do tamanho das gotículas pode levar ao um aumento na região de cargas negativas da nuvem e vice-versa. Paul (2000) mostrou que o espectro médio das gotículas se alarga em função da altitude, bem como a concentração das gotículas maiores, a quantidade de água líquida disponível e o volume médio das gotículas. Segundo Liu e Hallett (1997); Reid et al. (1999) existe uma relação à potência 1/3 entre o raio efetivo da distribuição de tamanho das gotículas e a razão entre a quantidade de água líquida e a concentração total das gotas. Como consequência desse trabalho, pode-se inferir que a eletrificação negativa dos grãos de gelo estaria acontecendo com maior probabilidade nas regiões da nuvem com espectro de tamanho de gotículas mais largo. Particularmente, têm sido observadas determinadas tempestades onde ocorre uma maior predominância de relâmpagos nuvem-solo positivos. É razoável se pensar que essa característica incomum estaria fisicamente relacionada com alguma organização dinâmica ou microfísica específica. Há evidências de que tempestades severas sejam frequentemente caracterizadas pela predominância de relâmpagos NS positivos na fase ma-

dura. De fato, essas tempestades são caracterizadas por alta disponibilidade de água líquida e intensas correntes ascendentes e, assim, espera-se que as gotículas não tenham tempo suficiente para crescer, permanecendo com tamanhos reduzidos. Os autores concluem então, com base em seu trabalho, que a grande disponibilidade de água líquida e o tamanho reduzido das gotículas levariam a uma predominância da eletrificação positiva. Além disso, seus resultados poderiam também explicar a dominância do centro de carga positivo próximo à base da nuvem e a alta ocorrência de relâmpagos positivos em nuvens convectivas que não se estendam a níveis de temperaturas muito baixas na atmosfera.

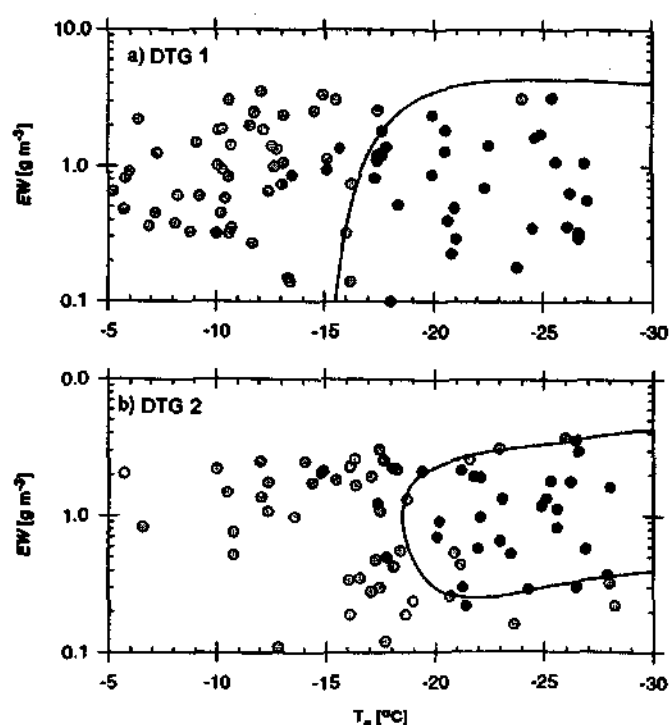


Fig. 2.13 – Sinal da carga transferida ao grão de gelo em função da quantidade efetiva de água disponível (EW) e a temperatura para duas distribuições de tamanhos de gotículas (DTG) diferentes. Os pontos pretos representam carga negativa e os pontos cinzas, carga positiva.

FONTE: Adaptada de Avila e Pereyra (2000, p. 3838).

Killer et al. (2001) desenvolveram um modelo para avaliar a aplicabilidade do algoritmo de Saunders et al. (1991), mencionado anteriormente, na eletrificação de uma tempestade. A validação foi feita através dos resultados dos experimentos CCOPE e CaPE, os quais estudaram duas nuvens convectivas com diferentes estruturas dinâmicas: uma formada apenas

por uma célula com correntes ascendentes relativamente fracas e outra formada por várias células com atividade convectiva mais intensa. Os autores comentaram que essa escolha, embora não tão adequada devido à limitada atividade de relâmpagos, deveu-se à escassez de dados melhores. Como principais conclusões, os autores consideraram o modelo satisfatório em reproduzir as condições da nuvem nos dois diferentes casos reais observados. Em outras palavras, o modelo foi capaz de recriar uma tempestade com determinada exatidão, reproduzindo a distribuição de cargas clássica (um centro positivo acima de um negativo), os campos elétricos críticos de ruptura preliminar e os correspondentes relâmpagos com magnitudes dentro das faixas observadas. Além disso, os resultados sugerem que os principais fatores que controlam a frequência de relâmpagos são: (1) a intensidade das correntes de ar ascendentes e, talvez a mais importante, (2) a concentração numérica de grãos de gelo. Acredita-se que esses fatores sejam interdependentes. Além disso, ao contrário do que Baker et al. (1995) propuseram, esse modelo não revelou nenhuma dependência direta da frequência de relâmpagos com a quantidade de gelo na nuvem, fazendo com que a frequência de eventos, sozinha, não seja um bom indicador da disponibilidade de gelo.

Em meio a tantas hipóteses e especulações em cima de teorias já existentes, Dash et al. (2001), com base nos recentes experimentos de Mason e Dash (2000), propuseram um modelo de camada líquida mais aprimorado para descrever as transferências de massa e de carga durante as colisões cristais/grãos de gelo com base em conceitos de físico-química e física do estado sólido. Os autores descrevem o processo de eletrificação em três estágios: crescimento antes da colisão, impacto e separação. Os aspectos qualitativos apontados para a troca de carga e de massa entre cristais e grãos de gelo são: (1) Quanto mais rápido uma partícula está crescendo, maior a densidade de íons negativos em sua superfície; (2) Colisões provocam a fusão da superfície de ambas as partículas no ponto de impacto, liberando os íons superficiais no líquido, os quais rapidamente se difundem para uniformizar a densidade numérica; (3) Quando as duas partículas se separam, elas agregam quantidades aproximadamente iguais de líquido; (4) Assim, a partícula com maior taxa de crescimento, tendo perdido maior quantidade de íons negativos, irá adquirir uma carga líquida positiva; (5) A fusão pode não ser igual nas duas superfícies. Os experimentos mostraram que a partícula em crescimento mais rápido é mais fria e, portanto, sua fusão é levemente menor. Na separação, ela sofre um leve acréscimo de massa, o qual traz de volta algumas cargas negativas.

Entretanto, como esse processo representa apenas uma pequena fração da fusão total, ele não elimina a perda líquida total de carga negativa; (6) A saturação desse processo ocorre quando a taxa de crescimento, bem como a densidade superficial de cargas negativas e o campo elétrico local, aumenta o suficiente para inibir a troca de íons. Os autores, entretanto, comentam as limitações da aplicação dessa teoria para os fenômenos na atmosfera devido a 2 fatores: (1) As inúmeras simplificações adotadas diante de certos processos físicos associados ao mecanismo proposto que permanecem ainda completamente desconhecidos; (2) A dificuldade em se caracterizar determinadas situações reais como a topologia das superfícies das partículas, os possíveis tipos colisões e as condições do ambiente dentro das nuvens.

2.5. EFEITO DOS CAMPOS ELÉTRICOS DAS TEMPESTADES

Os campos elétricos desenvolvidos nas tempestades podem alcançar valores da ordem de 100 kV/m, o qual é suficientemente alto para influenciar no comportamento das partículas dentro da nuvem. Por exemplo, a eficiência de coleta de gotículas de 15 μm de diâmetro por gotículas de 260 μm aumenta cerca de 20% em um campo elétrico de 50 kV/m com aumentos adicionais para campos ainda maiores. Analogamente, a agregação de cristais de gelo de 50 μm em queda livre aumenta até 30% em campos de 100 kV/m. A eficiência de coleta de pequenas partículas de granizo tende a aumentar mais de 30% sua eficiência de coleta de cristais de gelo para valores de campo em torno de 100 kV/m. Campos acima desse valor aumentam a taxa de crescimento dos cristais de gelo pela colisão com gotículas super-resfriadas. A taxa de crescimento de cristais de gelo por difusão de vapor ambiente também aumenta para campos acima de aproximadamente 500 kV/m. Como se vê, todos esses efeitos requerem elevados valores de campo elétrico, os quais são obtidos somente no estágio maduro do ciclo de vida da tempestade e, desta forma, embora interessantes, não influenciam profundamente o comportamento microfísico da nuvem.

Os relâmpagos que envolvem o solo iniciam-se por uma descarga preliminar no interior da nuvem, cujos centros de cargas são constituídos por um grande número de cargas elétricas isoladas (gotas d'água e partículas de gelo individuais, separadas umas das outras). Por esse motivo, esses centros de carga não podem ser descarregados sem uma preparação inicial,

pois não há condutores elétricos disponíveis inicialmente. Para que seja produzida uma descarga inicial, primeiramente deve surgir uma região condutora em alguma parte da nuvem. A forma mais natural para que isso ocorra é a união de um grande número de portadores de carga através de filamentos condutores de ar, dando origem a uma malha de micro-descargas elétricas. Esses filamentos são formados, basicamente, a partir das gotículas de água presentes na nuvem.

A intensidade do campo elétrico necessário para dar início a uma descarga atmosférica é significativamente menor que o valor requerido em um ambiente seco e sem partículas. Mais especificamente, a presença de gotas d'água com raios maiores que 1 mm reduz significativamente a tensão de ruptura dielétrica no interior da nuvem. Seja uma gota d'água em queda livre ou suspensa por uma corrente ascendente situada entre dois pacotes de cargas formando uma camada negativa (N) e uma camada positiva (P), conforme mostra a Figura 2.14. Uma gota em queda possui a parte superior de sua superfície alongada e a base achatada devido à pressão do ar. Cargas positivas e negativas são induzidas na parte superior e inferior da gota, respectivamente. À medida que o campo elétrico se intensifica, a gota se deforma cada vez mais em direção aos eletrodos devido ao aumento da força de Coulomb. Para campos superiores a 1000 kV/m, forma-se um longo e fino filamento no lado positivo da gota enquanto que um pequeno filamento se desenvolve do lado negativo. A partir daí, um arco elétrico inicia-se a partir da ponta do filamento mais longo e, eventualmente, a gota pulveriza-se em minúsculas gotículas carregadas positivamente (ou íons positivos) os quais são atraídos para o eletrodo negativo. Esse é o início da descarga, fazendo com que o ar, ao longo do caminho que os íons percorreram, tome-se condutor. Experiências mostraram que para se produzir uma descarga elétrica entre os eletrodos, uma gota d'água de 1,2 mm de raio requer um campo de 1140 kV/m e uma gota de 2,5 mm de raio requer 800 kV/m. Se o raio da gota for menor que 1 mm, não há formação do filamento devido à tensão superficial. Desta forma, há uma tendência do filamento desenvolver-se mais facilmente na superfície das gotas com raios maiores que, em geral, localizam-se na região do pacote de cargas positivas (próximo à base da nuvem), já que as gotas menores concentram-se na região do centro de cargas negativo um pouco mais acima.

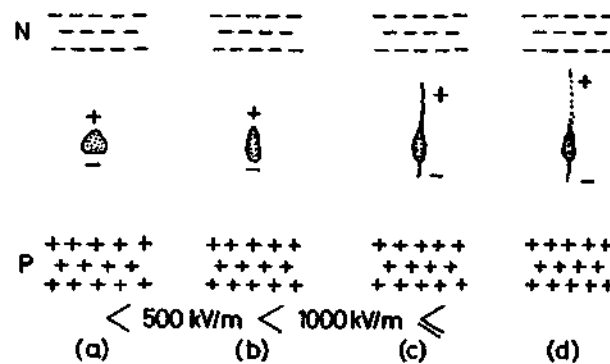


Fig. 2.14 – Quatro estágios representando o efeito da intensificação do campo elétrico sobre gotículas de água em queda dentro da nuvem. (a) menos que 500 kV/m; (b) acima de 500 kV/m; (c) próximo a 1000 kV/m; (d) acima de 1000 kV/m. FONTE: Ogawa (1995, p. 98).

Acredita-se também que os relâmpagos iniciem-se a partir de descargas corona que ocorrem em partículas eletricamente sobrecarregadas. Experimentos com gotículas de água flutuando em uma corrente de ar ascendente sob ação de um campo elétrico vertical mostraram que o valor crítico do campo, no qual a gota tornava-se suficientemente instável para emitir descarga corona, dependia de seu raio. Para gotas com 3 mm de raio, o campo crítico ficava em torno de 900 kV/m, o qual ainda é muito alto se comparado com os campos elétricos medidos em tempestades. Para o nível de pressão de 500 mbar, o valor crítico do campo caía para 550 kV/m. Gotículas podem carregar cargas elétricas e isso pode reduzir ainda mais o valor do campo crítico necessário para o início da emissão corona. Cristais de gelo sob campos elétricos intensos a pressões realísticas geravam descarga corona para campos críticos acima de 400 kV/m. Magnitudes menores são evidentes quando duas gotículas interagem entre si, particularmente quando a linha que passa pelo centro de ambas alinha-se com a direção do campo elétrico vertical. Os menores valores de campo crítico foram observados durante a colisão entre duas gotículas de água, uma com 2,7 mm de raio e a outra com 0,65 mm, a uma velocidade relativa de 5,8 m/s. O efeito corona foi observado para campos menores que 250 kV/m, o qual mostra que a interação entre partículas pode de fato iniciar os relâmpagos.

Os campos elétricos das nuvens são capazes de modificar a velocidade de queda das partículas carregadas e podem, até mesmo, sustentá-las no ar. Gotículas com 100 µm de diâme-

tro e carga de -30 fC podem ser mantidas flutuando em campos de 100 kV/m . Uma partícula precipitável, sendo eletrificada por um processo indutivo, pode adquirir uma quantidade de carga suficientemente alta quando sustentada pelo campo elétrico vertical, até que a taxa de interação entre as partículas diminua; com isso, o desenvolvimento do campo também diminui. Após um relâmpago, as partículas em sustentação são liberadas e começam a cair, havendo assim uma rápida intensificação da precipitação. Têm sido observados aumentos da precipitação no solo alguns minutos após a ocorrência de uma descarga, os quais são atribuídos à rápida coalescência das gotículas carregadas com íons liberados pelo relâmpago.

CAPÍTULO 3

SISTEMAS DE DETECÇÃO DE RELÂMPAGOS DE LARGA ESCALA

3.1. INTRODUÇÃO

Um sistema de detecção de relâmpagos de larga escala ou sistema de localização de tempestades (SLT) consiste em um complexo instrumento de medida utilizado para detectar descargas atmosféricas, que ocorrem tanto no céu (genericamente chamadas de intranuvens, IN) quanto envolvendo o solo (genericamente denominadas nuvem-solo, NS), e identificar precisamente os locais onde as descargas NS atingem a superfície. Isso pode ser feito mediante uma rede de sensores remotos que detectam a radiação eletromagnética (EM) emitida pelos relâmpagos, analisam os sinais recebidos, por intermédio de algoritmos específicos, e eliminam aqueles cujas fontes não sejam descargas atmosféricas. Cada sensor que tenha detectado um evento válido envia os dados obtidos (denominado *raw data*), os quais consistem basicamente no horário do evento, a intensidade do sinal, seu tempo de subida e sua largura do pulso, para um sistema centralizado de processamento, conhecido como Central de Análise Avançada de Localização (*Advanced Position Analyzer*, APA), a qual compara os horários informados a fim de assegurar que os dados sejam de um mesmo evento e, em seguida, calcula a localização ótima do ponto de impacto daquela descarga NS. Além da localização, o sistema pode determinar várias outras características descritivas de cada evento, como a intensidade da corrente de pico, multiplicidade, polaridade, entre outras. Por fim, a central armazena toda a informação disponível em bancos de dados específicos, permitindo assim consultas posteriores às soluções determinadas em tempo real e o reprocessamento do *raw data* utilizando-se diferentes configurações da central de processamento e da distribuição dos próprios sensores da rede.

3.2. TÉCNICAS DE DETECÇÃO

Basicamente, os atuais sistemas de localização empregam duas tecnologias de detecção (Cummins et al. 1993):

- 1) Método da direção magnética (MDF) – Emprega sensores capazes de medir a direção de uma descarga, representada pelo azimuth (ângulo em relação ao norte verdadeiro), o qual é determinado tipicamente pelo uso de dois loops magnéticos e ortogonais entre si. Neste método, quando dois ou mais sensores detectam uma descarga, a intersecção das retas definidas pelos respectivos azimuths determina o ponto de impacto (Figura 3.1). Quando três ou mais sensores detectam uma descarga, pode ser empregado um procedimento de otimização, denominado triangulação, que minimiza o erro no cálculo dos ângulos.

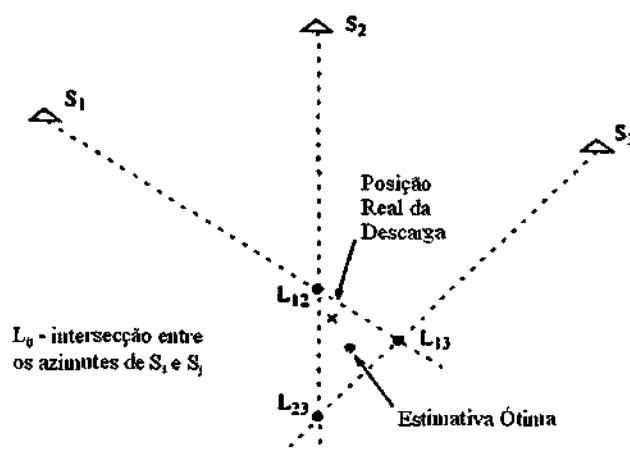


Fig. 3.1 – Método da direção magnética.

FONTE: Adaptada de GAI (1999, p. B-3).

- 2) Método do tempo de chegada (TOA) – Com base no horário absoluto de chegada da radiação EM em cada sensor, este método define um lugar geométrico circular dos possíveis pontos de impacto ao redor de cada sensor. O raio de cada círculo é baseado na diferença entre o horário estimado da descarga e o horário medido no instante da chegada da radiação ao sensor. A localização é determinada, então, selecionando-se a posição e o horário correspondentes ao ponto de intersecção de todos os círculos (Figura 3.2). Este algoritmo costuma ser denominado método de localização por interseções circulares. Quando no mínimo quatro sensores informam a ocorrência de uma descarga, o método das interseções circulares pode produzir uma solução sem ambigüidade e ao mesmo tempo otimizada.

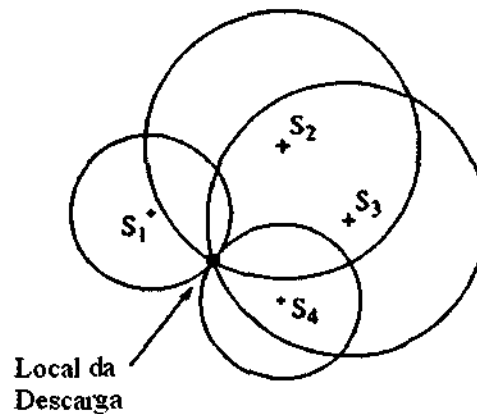


Fig. 3.2 – Método do tempo de chegada.
FONTE: Adaptada de GAI (1999, p. B-5).

Em termos comparativos, utilizando-se três sensores, ambos os métodos apresentam a mesma precisão de localização. Entretanto, na década de 90, desenvolveu-se um terceiro método de localização de relâmpagos, denominado IMPACT (*Improved Performance from Combined Technology*), resultado da combinação dos métodos MDF e TOA. Nesta abordagem, a tecnologia MDF fornece a informação do ângulo de azimute enquanto que a tecnologia TOA fornece a informação da distância em relação ao sensor (raio do círculo). Esses dados são então empregados simultaneamente em uma generalização do método de interseções circulares para obter-se uma estimativa ótima da localização da descarga, utilizando-se assim todos os dados disponíveis. Avaliações desse método revelaram que seu desempenho supera o desempenho de cada método isoladamente, tanto no que se refere à precisão de localização quanto na probabilidade de detecção e, portanto, não sofre com os problemas inerentes de cada método quando empregados separadamente (Cummins et al. 1993). Isso porque, o método IMPACT possui informação redundante a qual permite calcular uma localização otimizada mesmo em uma condição de detecção mínima, isto é, quando uma descarga é registrada por apenas dois sensores. Por exemplo, se uma descarga ocorrer ao longo de uma linha de base (segmento de reta que liga dois sensores quaisquer), tendo sido detectada por apenas esses dois sensores (Figura 3.3), ela será localizada com precisão através da interseção entre as linhas definidas pelo azimute e os círculos definidos pelas distâncias até os sensores.

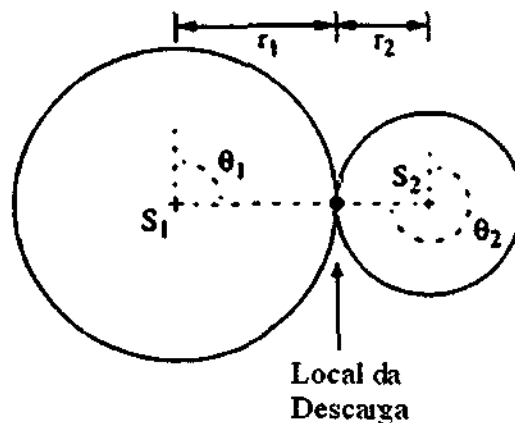


Fig. 3.3 – Método IMPACT.

FONTE: Adaptada de GAI (1999, p. B-5).

3.3. COMPONENTES DE UM SISTEMA

3.3.1. Central de Processamento APA2000

A série APA2000 consiste em um complexo software desenvolvido para o sistema operacional UNIX composto por três módulos básicos denominados LP2000, DA2000 e NM2000. Este software roda em computadores fabricados pela *Sun Microsystems*, fazendo uso do ambiente gráfico *Common Desktop Environment* (CDE) para facilitar a interação do usuário com a máquina.

O módulo LP2000 constitui o coração do sistema, pois desempenha o papel da central de processamento propriamente dita. O módulo NM2000 é usado para interativamente visualizar, configurar e analisar a rede como um todo, com o objetivo de avaliar e manter seus níveis de desempenho. O módulo DA2000 oferece recursos avançados para armazenamento e distribuição dos dados a usuários finais, tanto em tempo real como na forma de arquivos (dados históricos ou reprocessados). Em geral, cada módulo opera em uma máquina distinta, porém todas interconectadas através de uma rede local TCP/IP *Ethernet* (*Local Area Network*, LAN).

3.3.1.1. Módulo LP2000 (*Lightning Processor*)

O LP2000 é responsável pela produção das soluções referentes à localização dos relâmpagos utilizando os dados brutos das descargas gerados pelos sensores (raw data, um tipo de dado binário e sem formatação). O módulo permite também determinar o desempenho de cada sensor individualmente e gerenciar o armazenamento tanto do raw data como das soluções finais.

O LP2000 suporta de 4 até 256 sensores configuráveis, com a possibilidade de formação de uma rede híbrida, ou seja, composta por sensores TOA e MDF. A comunicação dos sensores com a central é feita através de interface serial direta (através de linhas telefônicas dedicadas). O LP2000 roda sozinho em uma máquina, funcionando como uma unidade autônoma, sem depender de outros módulos. Utiliza formatos de banco de dados internos para configuração dos sensores, análise histórica dos eventos e informações de operação. Os dados dos relâmpagos estão disponíveis para usuários finais através de portas TCP/IP ou interfaces seriais.

Basicamente, as funções do LP2000 relacionadas à rede são: recebimento dos dados brutos provenientes dos sensores, gerenciamento dos sensores (controle e configuração), configuração dos parâmetros utilizados pelos algoritmos de localização, armazenamento do raw data, cálculo da localização dos relâmpagos, suporte à visualização dos resultados em tempo real para micros PC, acesso às soluções armazenadas e replay simultâneo dos dados. O LP2000 suporta ainda a operação em tempo real e o reprocessamento dos dados armazenados simultaneamente.

Como resultados, o LP2000 fornece os seguintes parâmetros das descargas: data, horário (com resolução de 100ns e suporte para horário local), latitude, longitude, intensidade do sinal e polaridade (o RNSS ou o valor estimado da corrente de pico em kA), multiplicidade do relâmpago, número de sensores participantes de uma solução, número de graus de liberdade disponíveis para a otimização de uma solução, semi-eixos maior e menor da elipse de segurança de 50% de probabilidade (dados em km), ângulo de azimute da elipse de segurança, medida do erro de localização (χ^2), tempo de subida e largura de pulso da forma de

onda (dados em ms), máxima taxa de subida do sinal ou derivada (dada em kA/ μ s), classificação entre relâmpago NS ou IN e indicação de qual informação foi utilizada na localização da descarga: ângulo, sinal ou tempo (GAI. 1999).

3.3.2. Os Sensores

Atualmente existem duas grandes famílias de sensores utilizados em sistemas de localização de tempestades no mundo: os sensores LPATS (*Lightning Position And Tracking System*), que utilizam apenas o método de detecção TOA, e os sensores ALDF (*Advanced Lightning Direction Finder*), que utilizam o método IMPACT, daí serem conhecidos simplesmente por sensores IMPACT. Ambas as famílias de sensores são equipados com circuitos receptores do sinal de GPS (*Global Positioning System*), permitindo assim grande precisão na sincronização temporal entre eles (da ordem de 50-100 ns), fundamental para um bom desempenho do método TOA. Cabe ressaltar também que os sensores LPATS sofreram inúmeros aperfeiçoamentos tecnológicos ao longo dos anos, dando origem a diferentes séries de produtos, entre elas as séries III e IV também em uso em vários sistemas de localização, inclusive no Brasil. Os aprimoramentos concentraram-se essencialmente nos circuitos eletrônicos de amostragem do sinal EM de uma descarga (com um aumento da taxa de amostragem, memória e precisão) e de sincronização temporal com o sinal de GPS (maior precisão). Foram incluídos também novos recursos para configuração do modo de operação do sensor, incluindo novos parâmetros de configuração para amostragem do sinal e para sincronização (GAI. 1995, 1998). O método TOA de detecção, contudo, permaneceu inalterado.

A Tabela 3.1 faz uma análise comparativa entre as duas famílias de sensores com base nas informações levantadas por Jóhannsdóttir (1993) e constantes nos manuais GAI (1994, 1995, 1998). Infelizmente, muitas informações a respeito de detalhes de funcionamento dos sensores são de caráter confidencial do fabricante, não sendo, portanto, divulgadas, publicadas em manuais ou mencionadas na literatura.

TABELA 3.1 – COMPARAÇÃO ENTRE OS SENSORES LPATS III, IV E IMPACT.

	LPATS	IMPACT
Método de Detecção	TOA	IMPACT
Largura da Banda de Detecção	1,5 – 430kHz	1 – 350kHz
Alcance Nominal	200–300km para ganho e threshold (intensidade mínima de sinal necessária para ativação do sensor) ótimos	370km para ganho alto
Ajuste de Ganho e Limiar	- Automático (Série III): visa controlar o fluxo de dados no canal de comunicação, evitando congestionamentos. - Manual (Série IV)	Manual
Eficiência de Detecção para o alcance nominal	85%	75%
Tipo de Sinal Detectado	Apenas a componente vertical do campo elétrico	- Componente vertical do campo elétrico - Duas componentes ortogonais do campo magnético através de antenas em forma de loop
Informação Temporal determinada a partir da forma de onda do campo elétrico	Sim	Sim
Informação de Direção (Angular) determinada a partir das componentes ortogonais do campo magnético, que definem o ângulo de azimute em relação ao norte geográfico	Não	Sim
Parâmetros da Descarga determinados no sensor	- Intensidade da Corrente de Pico - Tempo de Subida - Largura de Pulso (somente Série IV)	- Intensidade da Corrente de Pico - Tempo de Subida - Largura de Pulso - Relação E/B: razão entre os picos do campo elétrico e campo magnético

Discriminação de Descargas IN	Apenas <u>classifica</u> as descargas através do critério da largura de pulso da forma de onda do campo elétrico: se o tempo entre o valor de pico e o ponto onde o sinal se anula for $> 10 \mu s$, então classifica a descarga como NS, senão classifica como IN.	Identifica e <u>rejeita</u> formas de onda de campo elétrico que não satisfaçam o critério da largura de pulso: o tempo entre o valor de pico e o ponto em que o sinal cruza o limiar do sensor deve estar entre 11 e 30 μs .
Discriminação de Ruído	Não	Sim (através da relação E/B)
Taxa de Contaminação Individual detecção de descargas IN e ruídos como se fossem descargas NS válidas	34% segundo Théry (2001)	5%

3.4. PARÂMETROS FÍSICOS DOS RELÂMPAGOS FORNECIDOS PELO SISTEMA

3.4.1. Corrente de Pico da Descarga

Diversos modelos têm sido desenvolvidos ao longo dos anos para representar os vários aspectos físicos dos relâmpagos. A maioria desses modelos procura descrever as formas de onda dos campos elétrico e magnético produzidos por descargas de retorno a diferentes distâncias. Uma importante aplicação desses modelos consiste em, dada uma corrente de retorno em função do tempo como entrada, reproduzir a radiação EM gerada por essa corrente através de equações matemáticas. Uma outra aplicação não menos importante é inferir a propagação do pico da corrente pelo canal com base nas medidas dos campos elétrico e magnético remotos. Em particular, esta última abordagem relaciona-se mais diretamente com os sistemas de localização de tempestades. Isso porque, a estimativa da corrente de pico da descarga constitui um dos parâmetros fornecidos pelo sistema, sendo calculada a partir das medidas do valor de pico da radiação EM (intensidade do sinal) gerada pela corrente fluindo no canal. Para se obter uma relação entre o pico da radiação e o pico da corrente, assume-se que o simples modelo de linha de transmissão (*Transmission Line Model*, TLM), descrito em Uman et al. (1975), seja válido para o pico da radiação. Isso significa dizer que o valor de pico do campo elétrico irradiado pela descarga é diretamente proporcio-

nal ao valor de pico corrente que se propaga pelo canal, segundo a expressão (Wacker e Orville, 1999):

$$I_{pk} \approx \frac{2\pi D}{\mu_o \nu} E_{pk} \quad (3.1)$$

onde D = distância horizontal da fonte de radiação; μ_o = permeabilidade magnética no vácuo; ν = velocidade de propagação do pico da corrente de retorno próximo à base do canal (suposta constante); E_{pk} = intensidade do pico da radiação do campo elétrico vertical no solo (suposto perfeitamente condutor); I_{pk} = intensidade do pico da corrente da descarga na base do canal.

O primeiro passo para estimar-se o valor do pico da corrente da descarga é considerar a atenuação que a radiação EM gerada por uma descarga sofre à medida que se propaga por uma superfície de condutividade finita, conforme discutido por Cooray (1987). Este fenômeno, denominado efeito de propagação, faz com que a forma de onda do sinal EM sofra uma distorção (redução do valor de pico e aumento do tempo de subida e da largura do pulso) proporcional à distância percorrida pelo sinal. Então, como a radiação percorre diferentes distâncias até chegar nos sensores da rede (e, portanto, apresenta diferentes atenuações), é interessante obter-se um valor de intensidade do sinal normalizado pela distância (*range normalized signal strength*, RNSS) para cada sensor participante da solução para que a estimativa da corrente de pico, baseada nas medidas desses sensores, já leve em consideração os respectivos efeitos de propagação. O modelo empregado para o cálculo do RNSS, segundo Cummins et al. (1998a), vale:

$$RNSS = C \cdot SS \cdot \left(\frac{r}{D}\right)^p e^{\frac{r-D}{A}} \quad (3.2)$$

onde SS = intensidade do sinal EM medido pelo sensor; r = distância da fonte de radiação (dada em km); D = distância de normalização (definida como 100km); p = expoente de atenuação; A = escala de comprimento da atenuação da radiação e C = constante. O expoente de atenuação atualmente utilizado nos sistema vale $p = 1,13$ e foi determinado empiri-

camente por Orville (1991) assumindo A infinito. O valor atualmente adotado para A é 10^5 km.

O segundo passo é calcular a média dos valores de RNSS para todos os sensores participantes em um raio de 625km (basicamente para se evitar reflexão do sinal EM na ionosfera e/ou distorções excessivas do sinal devido à grande distância de propagação) e que tenham registrado valores válidos dos picos da radiação. O valor do RNSS resultante é então convertido na estimativa da corrente de pico através da expressão, determinada empiricamente com base em dados de raios induzidos artificialmente (Cummins et al. 1998a):

$$I_{pk} = 0.185 \cdot RNSS \quad (3.3)$$

3.4.2. Multiplicidade

Um aspecto interessante dos sistemas de localização de relâmpagos está na sua capacidade de detectar cada uma das descargas de retorno (*strokes*) que compõe um relâmpago, agrupando-as em seguida, para determinar a multiplicidade do evento completo ou relâmpago (*flash*).

Atualmente, o método de agrupamento consiste em um algoritmo que leva em consideração aspectos espaciais e temporais das descargas a fim de decidir quais descargas pertencem ou não a um determinado relâmpago (Cummins et al. 1998a). Descargas são associadas a um relâmpago ativo por um período de um segundo após a primeira descarga de retorno detectada (tradicional tempo limite de duração de um relâmpago para sistemas de localização) e enquanto estiverem a uma distância máxima de 10km do primeiro ponto de impacto, mantendo um intervalo de tempo máximo de 500ms em relação à descarga anterior. Para evitar que uma dada descarga seja associada a mais de um relâmpago, o algoritmo irá sempre adicioná-la ao relâmpago cuja primeira descarga de retorno estiver mais próxima. Por outro lado, se uma descarga estiver a mais de 10km de distância da primeira descarga (mas ainda dentro de um raio de 50km) e havendo uma sobreposição de sua elipse de segurança com a região espacial do relâmpago (o que impossibilita uma clara separação entre ambos), então esta descarga também será associada ao respectivo relâmpago.

Como exemplo, considere as descargas 5 e 6 mostradas na Figura 3.4. Embora a posição da descarga 5 esteja além do círculo de 10km, ela encontra-se ainda dentro da área de agrupamento (raio de 50km). Como sua elipse de segurança sobrepõe-se ao raio de abrangência do relâmpago, esta é então agrupada ao relâmpago em andamento. O mesmo não acontece com a descarga 6 que, embora tenha sua elipse de segurança sobreposta ao raio de abrangência do relâmpago, sua posição encontra-se fora do raio de agrupamento. Portanto, ela será considerada como integrante de outro evento. Assim, as descargas 1, 3, 4 e 5 serão agrupadas ao relâmpago ativo e as descargas 2, 6 e 7 serão associadas a outros relâmpagos.

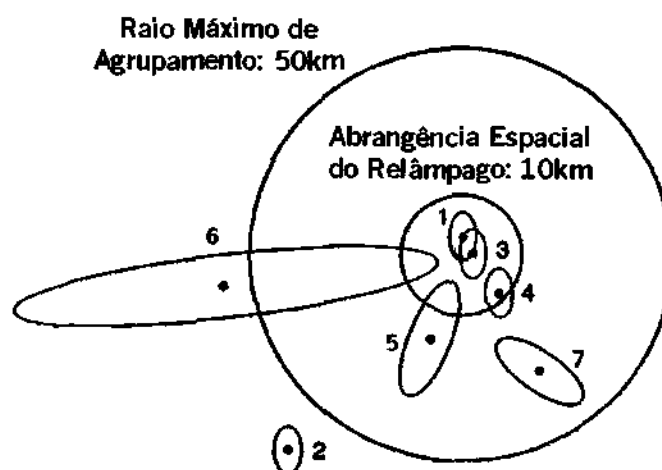


Fig. 3.4 - Algoritmo de agrupamento de descargas.
FONTE: Adaptada de Cummins et al. (1998, p. 9038).

Ainda como parte do algoritmo, caso um relâmpago ultrapasse 15 descargas, todas as descargas detectadas além da 15ª serão associadas a um novo evento, estabelecendo assim um limite máximo de 15 para a multiplicidade. Vale ressaltar também que a localização de um relâmpago informada pelo sistema corresponde sempre à localização de sua primeira descarga de retorno, o mesmo ocorrendo para o valor da corrente de pico, que também corresponde ao pico da primeira descarga. Descargas subsequentes são agrupadas em um determinado relâmpago mesmo que possuam polaridades opostas à polaridade da primeira descarga de retorno (Cummins et al. 1998b).

3.4.3. Tempo de Subida e Largura de Pulso

O tempo de subida e a largura de pulso da radiação EM emitida por um relâmpago são medidas diretamente pelos sensores e, para um dado evento, correspondem aos valores registrados pelo sensor mais próximo da primeira descarga de retorno. O objetivo é minimizar os efeitos de propagação sobre a forma de onda da radiação, a qual sofre uma maior atenuação das altas frequências que as baixas, distorcendo assim seu tempo de subida, largura de pulso e o valor de pico em função da distância percorrida e da intensidade do sinal (Cooray, 1987).

Em termos práticos (do ponto de vista do SLT), define-se a largura de pulso como o tempo decorrido entre o pico da radiação e o instante em que seu valor atinge o limiar dos sensores. O tempo de subida, por sua vez, é definido como o tempo que o sinal EM leva para atingir o valor de pico, partindo do limiar dos sensores (Schulz, 1997).

Conforme já mencionado, somente a largura de pulso tem sido usada pelos atuais sistemas de localização de tempestades para discriminar as descargas IN dos NS. Esse processo de seleção ocorre nos próprios sensores, os quais registram como descargas NS apenas aquelas formas de onda cuja largura de pulso seja maior que $10\mu\text{s}$ (sensores LPATS) e entre 11 e $31\mu\text{s}$ (sensores IMPACT). Desta forma, consideram-se descargas IN todos aquelas cuja forma de onda apresente uma largura de pulso inferior a $10\mu\text{s}$.

3.5. DESEMPENHO DO SISTEMA

Os dois principais parâmetros que determinam o desempenho de um sistema de localização de relâmpagos são: (1) a precisão da localização das descargas e (2) a eficiência de detecção da rede. Devido à natureza discreta das redes de detecção, esses dois parâmetros irão necessariamente variar com a localização das descargas em relação aos sensores. Além disso, ambos os parâmetros são função da amplitude da fonte de radiação e podem variar abruptamente se houver alguma interrupção na comunicação ou no funcionamento dos sensores próximos ao evento. Por exemplo, López et al. (1992) mostrou que, para redes regionais pequenas, a trajetória das tempestades pode afetar seriamente as distribuições aparentes da

corrente de pico e os percentuais de descargas com polaridade positiva. Por outro lado, mesmo diante da importância desses parâmetros na análise dos dados gerados pelo SLT, a maioria das publicações que estudam parâmetros dos relâmpagos com base nesses dados não faz nenhum comentário a respeito da precisão da localização e da eficiência de detecção do sistema.

Com o objetivo de quantificar essas medidas de desempenho, a *Global Atmospherics Inc.* (GAI), empresa americana fabricante de sensores e centrais de processamento de sistemas de detecção, utiliza modelos matemáticos para calcular a precisão de localização e a eficiência de detecção com base nos tipos dos sensores e nas soluções calculadas pelo sistema (Cummins et al. 1992, 1998a). Esses modelos serão descritos a seguir.

3.5.1. Algoritmo de Localização e Erros Associados

As informações provenientes dos sensores são utilizadas pela APA para calcular a localização da descarga através de um procedimento de otimização de mínimos quadrados que inclui tanto as medidas de direção (ângulos), quanto os horários (tempo de chegada). Em sua forma original, o processo de otimização calcula a localização ótima (latitude, longitude) e o tempo do início do evento (definido como o instante do pico de corrente que, por sua vez, corresponde ao pico da radiação) com base na posição sobre uma superfície esferóide oblata (ou elipsoidal) que minimiza uma função erro (Cummins et al. 1998b). O valor mínimo dessa função erro (definida como a soma dos quadrados dos desvios angular e temporal ponderados pelo inverso dos erros esperados) representa então a precisão total da localização determinada para o evento. Quando normalizada pelo número de graus de liberdade, a função erro passa a se chamar chi-quadrado (χ^2) normalizado, dado então pela expressão (McGorman e Rust. 1998):

$$\chi^2 = \frac{\sum_{j=1}^n \frac{(m_j - m_j^*)^2}{e_j^2} + \sum_{j=1}^n \frac{(t_j - t_j^*)^2}{\sigma_j^2}}{x} \quad (3.4)$$

onde n = número total de medidas (ou número de sensores participantes); m_j = valor do ângulo medido pelo j -ésimo sensor; m_j^* = valor do ângulo calculado pelo sistema a partir da localização ótima para o j -ésimo sensor; e_j = erro angular esperado para o j -ésimo sensor; t_j = valor do horário medido pelo j -ésimo sensor; t_j^* = valor do horário calculado pelo sistema a partir da localização ótima para o j -ésimo sensor; σ_j = erro temporal esperado para o j -ésimo sensor; x = número de graus de liberdade (definido como a diferença entre o número de medidas realizadas e o número de parâmetros estimados).

Os erros angulares e temporais esperados são determinados a partir dos erros randômicos e sistemáticos em cada sensor, expressos em termos do desvio padrão. Assim, a precisão das informações temporais é determinada pelos erros randômicos na medida do horário da chegada do sinal ao sensor (juntamente com os atrasos de propagação associados), os quais possuem um desvio padrão de aproximadamente 1,5 μ s. Os erros randômicos nas medidas angulares mais os erros residuais sistemáticos de alinhamento dos sensores apresentam um desvio padrão em torno de 0,9° (Cummins et al. 1998b).

3.5.2. Precisão da Localização

A precisão de localização de uma descarga individual é afetada basicamente por três fatores (Schulz. 1997):

- 1) Desvios padrão das medidas angulares e temporais – Erros randômicos e sistemáticos nas medidas angulares e temporais obviamente irão produzir erros randômicos e sistemáticos na localização e no horário do evento, afetando assim sua precisão. Os desvios padrão dessas medidas correspondem, na verdade, à média dos desvios padrão para um grande número de medidas e não apenas o desvio padrão de uma medida individual para uma única descarga.
- 2) Número de sensores participantes – Esse valor depende da eficiência de detecção da rede e, portanto, também depende da corrente de pico da descarga.

O modelo de eficiência de detecção desenvolvido pela GAI permite obter-se uma estimativa desse parâmetro para uma determinada rede de sensores (Cummins et al. 1998a). Inicialmente a área de cobertura da rede é dividida em uma grade de 50x50km. Para cada ponto da grade, o modelo gera valores específicos de corrente de pico, simulando a ocorrência de descargas, e calcula a intensidade do sinal EM que deveria chegar a cada sensor com base no modelo de efeito de propagação discutido anteriormente. O modelo usa então uma tabela interna para relacionar a intensidade do sinal calculada para cada sensor com a respectiva eficiência de detecção individual daquele sensor. Isso define qual a probabilidade daquele sensor detectar uma dada descarga. Essa tabela interna contém a resposta de cada tipo de sensor em função da intensidade de sinal incidente. Na sua forma mais simples, existiria a probabilidade 1 do sensor detectar todas as descargas com intensidade de sinal acima de seu limiar de ativação e probabilidade zero de detectar todos os eventos abaixo de seu limiar. Tabelas mais realísticas foram construídas para todos os sensores da GAI com base em sua resposta a dezenas de milhares de descargas e, desta forma, os valores de probabilidade aumentam de 0 no nível de limiar até um máximo (porém ainda menor que 1) em um nível 2-3 vezes valor do limiar. Finalmente, a probabilidade integrada (ou probabilidade total) é calculada para todas as combinações de sensores que responderam à descarga, assumindo que as probabilidades de detecção de cada sensor são independentes entre si. Essa suposição permite que o cálculo da probabilidade integrada para qualquer combinação de sensores seja simplesmente o produto das probabilidades de detecção (e de não-detecção) para cada sensor. Esse processo é então repetido para toda a faixa de valores de corrente de pico para cada ponto da grade, produzindo assim a estimativa total da eficiência de detecção da rede, a qual é apresentada em um mapa de isolinhas que correspondem aos vários percentuais de detecção.

3.6. CONFIGURAÇÃO E OPERAÇÃO DA CENTRAL DE PROCESSAMENTO

Como já discutido anteriormente, o módulo LP2000 (*Lightning Processor*) constitui o coração da central de processamento APA2000 do SLT por ser o responsável pela determinação dos dados das descargas e relâmpagos (tanto sua localização como seus parâmetros físicos) com base nas informações fornecidas pelos sensores (*raw data*). Este módulo pode trabalhar em dois modos, simultaneamente ou não (GAI. 1999):

- 1) Tempo Real (*real-time*) – As soluções são computadas à medida que os dados dos sensores são recebidos pelo módulo. Este modo apresenta uma grande limitação: dados de sensores que sofram um atraso de comunicação maior que o limite de espera do sistema, não entram no cálculo das soluções. Esse fato pode não só degradar a qualidade das informações de descargas que possuam mais dados do que aqueles usados em sua solução (pois não chegaram a tempo de serem usados) como também nem registrar descargas que efetivamente tenham ocorrido;
- 2) Reprocessamento – As soluções são calculadas com base nas informações dos sensores gravadas em disco e ordenadas cronologicamente. Neste modo, elimina-se o problema da perda de informações por atraso de comunicação haja vista que todos os dados informados pelos sensores estão gravados nos arquivos em disco. Desta forma, os dados de descargas gerados através do reprocessamento do *raw data* utilizam todas as informações disponíveis e, assim, apresentam uma maior precisão com relação àquelas geradas em tempo real com eventuais perdas de dados. Além disso, o reprocessamento garante que todas as descargas que tenham sido detectadas pelo sistema tenham suas informações calculadas, com exceção obviamente daquelas cujos dados sejam insuficientes ou gerem soluções inconsistentes.

Com relação à configuração dos parâmetros do LP2000, existem três grupos de parâmetros os quais podem ser ajustados segundo as necessidades de análise:

- 1) Núcleo de Processamento – Um conjunto de aproximadamente 60 parâmetros os quais definem: (1) a precisão da estimativa inicial da posição da descarga e os métodos de otimização da solução final; (2) os critérios de qualidade para a seleção das informações fornecidas pelos sensores e das soluções determinadas pelo sistema; (3) o modelo do efeito de propagação para os sinais EM, usado no cálculo da corrente de pico da descarga com base nas informações de todos os sensores participantes; (4) os critérios para discriminação de descargas IN.
- 2) Sensores – Um conjunto de cerca de 30 parâmetros que estabelecem: (1) as informações sobre a configuração individual dos sensores e seus canais de comunicação com

a central, sendo possível inclusive evitar que determinados sensores participem das soluções, alterando assim a configuração da rede de detecção via software; (2) os fatores de correção para os erros sistemáticos de sincronismo e posicionamento dos sensores; (3) o modelo do efeito de propagação individualmente para cada sensor.

- 3) Algoritmo da Multiplicidade: Um conjunto de 8 parâmetros relacionados com o algoritmo de agrupamento de descargas para determinação da multiplicidade de um relâmpago, os quais definem basicamente: (1) o tempo de duração total do relâmpago; (2) seu raio de abrangência; (3) o tempo entre as descargas que compõem o evento; (4) qual descarga irá definir o valor de corrente de pico do relâmpago (a primeira descarga de retorno ou a descarga mais intensa); (5) a multiplicidade máxima permitida para um evento; (6) o raio de agrupamento de descargas.

O aplicativo APAConfig permite a configuração de diversos parâmetros de operação do LP2000, os quais se encontram organizados em grupos de acordo com o recurso do módulo ao qual se refere, através de uma interface gráfica que facilita a interação com o usuário. Entre esses grupos, os dois mais importantes são os parâmetros ligados ao núcleo de processamento e aqueles relacionados com os sensores (já discutidos acima). Uma característica muito atraente deste aplicativo é a possibilidade de se criar cenários de configuração diferentes. Um cenário corresponde a uma configuração específica de todos os parâmetros disponíveis na interface, o qual pode ser armazenado em um arquivo exclusivo no disco para ser utilizado posteriormente conforme o interesse. Com isso, de posse desses arquivos, pode-se utilizar o LP2000 em modo reprocessamento, gerando dados de relâmpagos com base em diferentes cenários de configuração de acordo com a análise a ser realizada.

A Tabela 3.2 apresenta uma descrição dos parâmetros de configuração mais importantes do núcleo de processamento dentre aqueles disponíveis no aplicativo APAConfig.

TABELA 3.2 – PRINCIPAIS PARÂMETROS DE CONFIGURAÇÃO DO LP2000.

Parâmetro	Descrição
Times	Número mínimo de medidas temporais (horários) exigidas no cálculo da localização da descarga. Este parâmetro define o número mínimo exigido de sensores IMPACT e/ou LPATS nas soluções, uma vez que ambos os tipos fornecem dados temporais das descargas.
Angles	Número mínimo de medidas angulares (direção) exigidas no cálculo da localização. Como as medidas de ângulo são feitas apenas por sensores IMPACT, este parâmetro define então o número mínimo exigido de sensores deste tipo nas soluções.
Allow	Define se o LP2000 deve considerar ou não, nas soluções, dados de descargas classificadas pelos sensores como IN. Quando o valor desse parâmetro for yes, o LP2000 irá incluir no cálculo das informações da descarga todas as mensagens fornecidas pelos sensores, independentemente de sua classificação como NS ou IN. Caso algum sensor classifique-a como NS, então a solução também será NS. Desta forma, uma descarga somente será classificada como IN se todas as mensagens dos sensores referentes a ela estiverem classificando-a como tal. Esta opção possui um inconveniente: como a classificação das descargas pelos sensores costuma ser imprecisa, pode haver contaminação das soluções por dados de descargas IN ou eliminação de dados de descargas NS válidas. Em virtude das características distintas das descargas NS e IN, a eliminação de dados NS reais costuma ser muito menor que a contaminação por dados IN. Isso porque os sensores tendem a classificar mais relâmpagos IN como NS que o inverso. Por outro lado, se o valor do parâmetro for no, qualquer mensagem recebida dos sensores que classifique a descarga como IN não será incluída no processamento de sua solução. Desta forma, obtém-se uma situação mais exigente pois somente as informações dos sensores que classificarem a descarga como NS serão utilizadas na localização final.
Ratio	Corresponde ao máximo valor aceitável da razão entre dois valores de intensidade de sinal normalizado (RNSS) de uma solução calculada com base em duas medidas de ângulo. Essa razão é calculada comparando-se o maior valor de RNSS com o menor. Desta forma, o valor do RNSS de cada sensor que informou a descarga deve estar abaixo da razão especificada caso contrário, a solução será rejeitada.
Chi Square	Representa uma medida do desvio existente nas informações dos sensores usadas no cálculo da localização. Este valor define o máximo desvio permitido para que uma localização seja classificada como aceitável.
Confidence Ellipse	Define uma região elíptica, chamada elipse de segurança, em torno da localização calculada pelo sistema onde existe 50% de probabilidade de que a descarga tenha ocorrido. Este valor corresponde ao máximo comprimento do semi-eixo maior da elipse aceitável para a localização da descarga. Em outras palavras, este parâmetro define a incerteza da localização. Valores cada vez maiores do semi-eixo maior da elipse significam incertezas maiores com relação à localização da descarga.

Distance	Define uma distância em relação à localização da descarga dentro da qual exista pelo menos um sensor que tenha participado da solução. Se nenhum sensor estiver a essa distância, a solução é rejeitada.
Hold Time	Corresponde ao tempo máximo de espera para o recebimento das informações dos sensores referentes a uma descarga. Durante esse tempo, o LP2000 vai armazenando as mensagens dos sensores a medida que vão chegando. Esgotado o tempo de espera, ele inicia o processamento da solução e eventuais mensagens retardatárias são então desprezadas.
Coincidence Window	Define uma janela de tempo, denominada janela de coincidência, utilizada inicialmente para correlacionar os dados dos sensores referentes a uma possível localização da descarga. Em outras palavras, esse tempo corresponde ao atraso sofrido pelo sinal ao ser detectado por dois sensores muito distantes um do outro e permite ao sistema determinar quais mensagens dos sensores correspondem a uma mesma descarga. Uma onda eletromagnética, devido ao fato de se propagar com uma velocidade finita (próxima à velocidade da luz), irá atingir sensores muito distantes entre si em tempos diferentes. Essa diferença constitui a janela de coincidência e é calculada com base na velocidade da luz e na maior distância em linha reta entre dois sensores da malha. Com base nesse tempo, o sistema desconta os eventuais atrasos de propagação devido às diferentes distâncias dos sensores da rede e determina quais sensores detectaram a descarga.

3.7. LIMITAÇÕES DO SISTEMA

Quando se emprega dados de relâmpagos obtidos a partir de sistemas de detecção, seja qual for a aplicação, é imprescindível que, primeiramente, se compreenda as limitações da tecnologia de medida no sentido de se evitar erros de interpretação dos resultados. Basicamente, existem quatro pontos fundamentais que devem ser considerados nas análises desses dados:

- 1) Variabilidade da eficiência de detecção – Conforme discutido, a ED de uma rede pode variar em função da localização dos eventos (devido à geometria da rede) e em função do tempo (devido ao estado de funcionamento dos sensores e da natureza da tempestade). Por esse motivo, a interpretação de variações temporais e espaciais na densidade de relâmpagos deve ser feita com cautela. Além disso, variações na ED podem afetar significativamente as medidas da distribuição da corrente de pico, bem como o percentual de relâmpagos com polaridade positiva. Desta forma, antes de qualquer análise, deve-se avaliar criteriosamente a ED da rede em questão através de

mapas de ED como uma primeira aproximação e tomar cuidado com as regiões periféricas, onde a ED cai abruptamente e a geometria não é favorável.

- 2) Precisão na estimativa da corrente de pico – O principal uso da informação da intensidade da corrente de pico dos relâmpagos está no projeto e construção de sistemas de proteção pelas empresas de geração e distribuição de energia elétrica. As distribuições da corrente de pico são usadas como base para se determinar os riscos teóricos de falhas nas linhas de transmissão e distribuição, bem como nos transformadores e equipamentos auxiliares. Atualmente, a incerteza na estimativa da corrente de pico dada pelos sistemas de localização está entre 20-30% com base em dados de relâmpagos induzidos artificialmente (Cummins et al. 1998b). Isso porque dois fatores afetam significativamente essas estimativas: (1) quando poucos sensores detectam um evento, é grande a incerteza na estimativa do RNSS para a fonte de radiação; (2) quando diferentes sensores medem campos EM que se propagam por terrenos variáveis com diferentes condutividades, o que provoca atenuações distintas para o sinal que chega em cada sensor. Neste segundo caso, o efeito de se incluir ou excluir um único sensor de uma rede pequena pode alterar dramaticamente o valor médio do RNSS.
- 3) Precisão da multiplicidade – Em geral, os valores de multiplicidade determinados pelos sistemas de localização tendem a subestimar os valores reais. Isso porque, as descargas subsequentes dos relâmpagos múltiplos costumam ser menos intensas que as primeiras descargas de retorno (Rakov et al. 1994) e, portanto, tendem a ser perdidas com mais frequência pelo sistema para uma mesma distância. Desta forma, multiplicidade média dos relâmpagos registrados tende a ser menor. Estima-se que a ED de uma rede para descargas subsequentes seja 50-60% quando sua ED para as primeiras descargas de retorno vale 80-95% (Cummins et al. 1998a).
- 4) Contaminação por descargas intra-nuvem – Sistemas de detecção cuja rede contenha sensores IMPACT e que obriguem a participação dessas antenas nas soluções tendem a minimizar bastante a detecção de descargas IN (Naccarato. 2001). Isso porque os sensores IMPACT apresentam critérios de discriminação de descargas IN mais

	Latitude	Longitude	Local	UF	Modelo	Proprietário
01	-18,226040	-45,248970	Três Marias	MG	IMPACT 141T	CEMIG
02	-19,476101	-42,531479	Ipatinga	MG	LPATS III	CEMIG
03	-21,248850	-45,004280	Lavras	MG	LPATS III	CEMIG
04	-20,025829	-48,220558	Volta Grande	MG	IMPACT 141T	CEMIG
05	-16,317230	-43,722408	Capitão Enéas	MG	LPATS III	CEMIG
06	-18,456499	-48,003712	Emborcação	MG	LPATS III	CEMIG
07	-19,849527	-43,913830	Belo Horizonte	MG	LPATS III	CEMIG
08	-22,686001	-44,999298	Cachoeira Paulista	SP	IMPACT 141T	INPE

TABELA 3.3 – DISTRIBUIÇÃO DOS SENSORES DA RIDAT

Atualmente, a região centro-sul do Brasil conta com uma rede de detecção de relâmpagos denominada RIDAT (Rede Integrada de Detecção de Descargas Atmosféricas) composta por 10 sensores LPATS III, 6 sensores LPATS IV e 6 sensores IMPACT, instalados em seis estados: Goiás, Minas Gerais, São Paulo, Paraná, Rio de Janeiro e Espírito Santo. Esses 22 sensores enviam simultaneamente suas informações para três centrais de processamento: Belo Horizonte/MG (administrada pela Companhia Energética de Minas Gerais, CEMIG), Rio de Janeiro/RJ (de responsabilidade de Furnas Centrais Elétricas) e Curitiba/PR (controlada pelo Instituto Tecnológico SIMEPAR). A Tabela 3.3 e a Figura 3.10 mostram a atual configuração da RIDAT e os proprietários dos sensores.

3.8. O SISTEMA DE DETECÇÃO USADO NO BRASIL

eficazes (conforme já discutido) e, assim, presume-se que os eventos onde me-nos uma antena IMPACT tenha participado, não sejam descargas IN. Assim, conclui-se que sistemas compostos apenas por antenas LPATS (as quais não rejeitam tais eventos) ou que não exijam a participação dos sensores IMPACT nas soluções tendem a apresentar maiores níveis de contaminação dos dados por descargas IN. Acrescenta-se que estas tendem a ser registradas com polaridade positiva e baixa intensidade, afetando assim as distribuições de corrente dos relâmpagos positivos e dos percentuais de eventos com polaridade positiva. Vale frisar, entretanto, que nenhuma avaliação detalhada sobre esse aspecto fora realizada até a presente data.

09	-22,955503	-43,191502	Rio de Janeiro	RJ	LPATS IV	Furnas
10	-20,199953	-40,291222	Vitória	ES	LPATS IV	Furnas
11	-23,660185	-47,103485	Ibiúna	SP	LPATS IV	Furnas
12	-20,780504	-51,605938	Jupia	SP	LPATS IV	Furnas
13	-17,785421	-50,976486	Rio Verde	GO	LPATS IV	Furnas
14	-15,789170	-47,923920	Brasília	DF	IMPACT 141T	Furnas
15	-13,849007	-48,303783	Serra de Mesa	GO	LPATS IV	Furnas
16	-24,533001	-51,650902	Manoel Ribas	PR	IMPACT 141T	Furnas
17	-23,211880	-45,866123	S. José dos Campos	SP	IMPACT ES	INPE
18	-26,004320	-51,668461	Foz de Areia	PR	LPATS III	SIMEPAR
19	-25,555710	-54,578659	Foz do Iguaçu	PR	LPATS III	SIMEPAR
20	-23,090099	-52,475288	Paranavaí	PR	LPATS III	SIMEPAR
21	-23,113621	-49,722172	Xavantes	PR	LPATS III	SIMEPAR
22	-25,523680	-48,511501	Paranaguá	PR	LPATS III	SIMEPAR

Para a rede apresentada, foram gerados, através do modelo da GAI, os mapas de eficiência de detecção (Figura 3.11) e de precisão de localização (Figura 3.12). Com base nesses gráficos, pode-se observar que a, atualmente, na região SE, a eficiência de detecção do sistema está entre 90–95% e a precisão de localização, entre 300-500m. Esses valores representam um ótimo padrão de qualidade e confiabilidade da RIDAT nessa região, semelhante ao padrão da atual rede norte-americana (Cummins et al. 1998a).

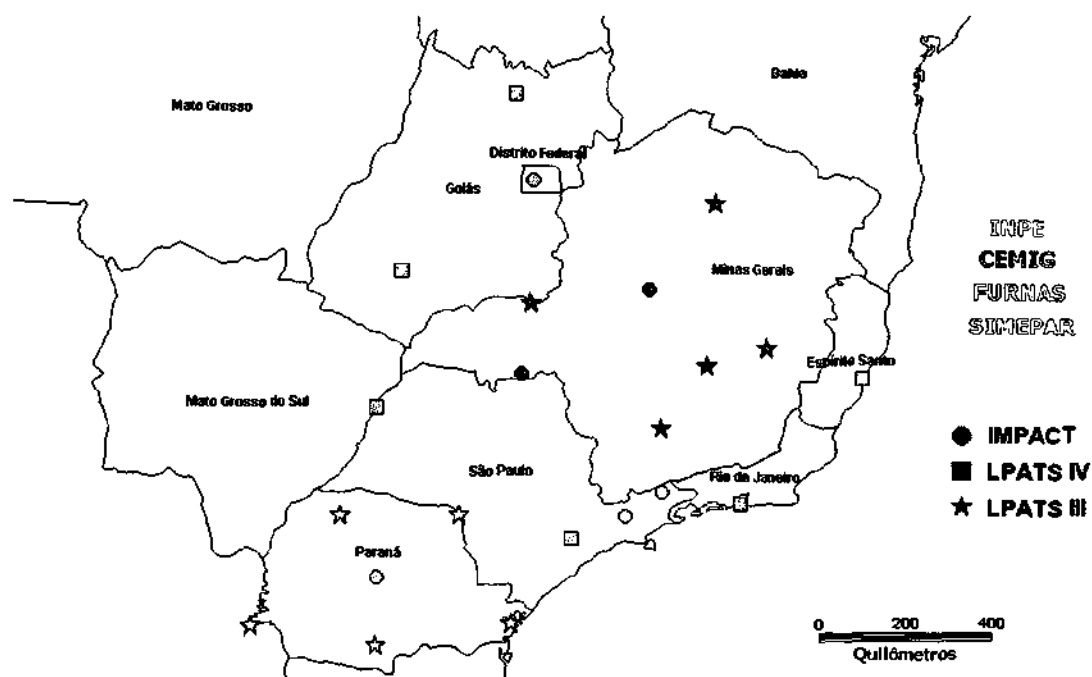


Fig. 3.10 – Distribuição dos sensores ativos da RIDAT.

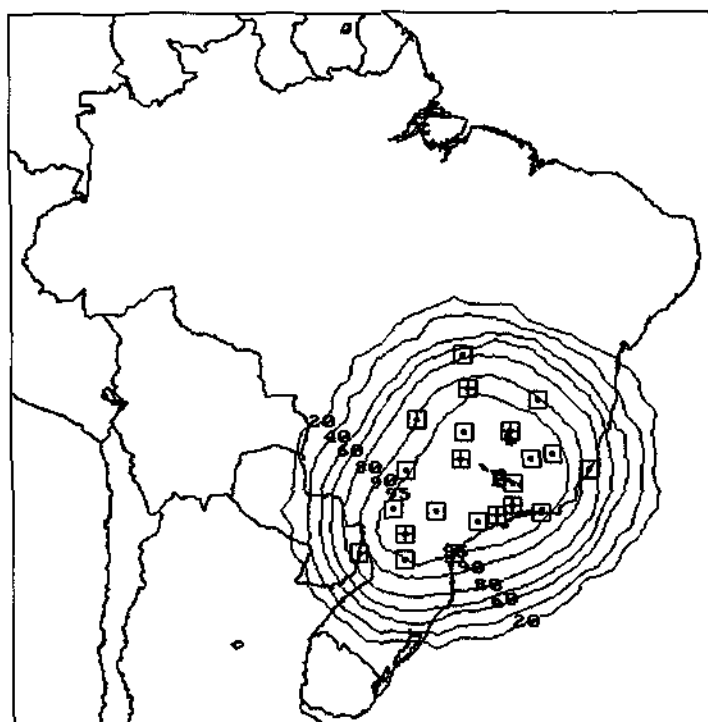


Fig. 3.11 – Mapa da eficiência de detecção da RIDAT.



Fig. 3.12 – Mapa da precisão de localização da RIDAT.

- 3) Localização do sensor em relação à localização da descarga – Uma descarga detectada somente por sensores muito distantes claramente não terá uma localização tão precisa quanto uma descarga que ocorra próxima aos sensores. Desta forma, a distribuição espacial dos sensores possui um papel fundamental na precisão de localização de um sistema de detecção.

A maneira mais adequada de se representar a precisão da localização de um evento é definir uma região (denominada região de segurança) que detenha uma probabilidade específica (chamada nível de segurança) de conter todas as possíveis soluções em seu interior (Cummins et al. 1995, 1998a). A Figura 3.5 ilustra uma distribuição Gaussiana tridimensional de erros de localização a partir da qual a região de segurança é determinada. A localização ótima da descarga está, obviamente, no ponto de maior probabilidade, que corresponde ao pico da distribuição de erros. A região de segurança circunscreve então a seção transversal da distribuição para o nível de probabilidade desejado (eixo Z). Observe que, para uma distribuição de erros gaussiana, a região de segurança é uma elipse. Este resultado foi demonstrado por Stansfield (1947), onde pode ser encontrada uma discussão detalhada sobre elipses de segurança para sistemas de localização. Desta forma, para qualquer nível de probabilidade p , a região de segurança corresponde a uma elipse dentro da qual existe a probabilidade p de se encontrar a verdadeira localização do evento. Para os sistemas atuais, o nível de probabilidade de referência empregado vale $p = 50\%$, de tal forma que a elipse de segurança descreve uma precisão média da localização. O uso de uma distribuição Gaussiana para os erros de localização baseia-se na suposição de que os erros randômicos nas medidas angulares e temporais dos sensores são independentes entre si e apresentam naturalmente uma distribuição normal. Essa consideração é válida, entretanto, quando os erros sistemáticos de posicionamento dos sensores estão corrigidos e os erros temporais devido aos atrasos de comunicação são pequenos. Mesmo que essa hipótese não seja completamente válida, essa aproximação ainda é apropriada uma vez que os erros totais tendem a seguir uma distribuição normal quando um grande número de sensores é usado no cálculo das localizações. Desvios significativos dessas considerações podem ser identificados como elevados valores de chi-quadrado no algoritmo de otimização.

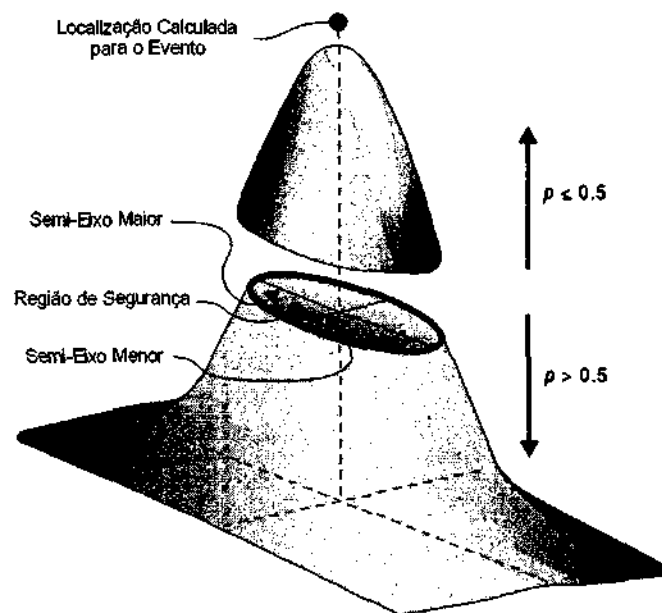


Fig. 3.5 – Distribuição Gaussiana 3D dos erros de localização mostrando a localização estimada do evento no ponto de maior probabilidade (pico). A elipse de segurança de 50% de probabilidade é determinada pelo corte na distribuição no nível de probabilidade de 0,5.

FONTE: Adaptada de Cummins et al. (1998, p. 9043).

Assim, para todas as soluções calculadas pelo sistema, pode-se determinar uma elipse de segurança, centrada na localização da descarga, onde existe 50% de probabilidade de o evento ter ocorrido em seu interior. Esta elipse é descrita em termos de um semi-eixo maior, da excentricidade (razão entre o semi-eixo maior e o semi-eixo menor) e do ângulo de orientação do semi-eixo maior (em graus, relativo ao norte), podendo ser calculada para outras probabilidades diferentes de 50%, bastando para isso alterar-se apropriadamente a escala dos semi-eixos maior e menor (que correspondem a cortes em diferentes alturas da figura).

O formato das elipses de segurança depende da localização da descarga em relação aos sensores. Por exemplo, quando uma descarga ocorre fora da rede de detecção, a uma distância muito grande dos sensores, a elipse apresentar-se-á muito alongada (com grande excentricidade), apontando na direção dos sensores (Figura 3.6). Isso traduz uma maior incerteza na localização. Entretanto, se a descarga ocorrer no meio de um grupo de sensores (geometria mais favorável), a elipse tenderá a ser menor e mais circular (Figura 3.7).

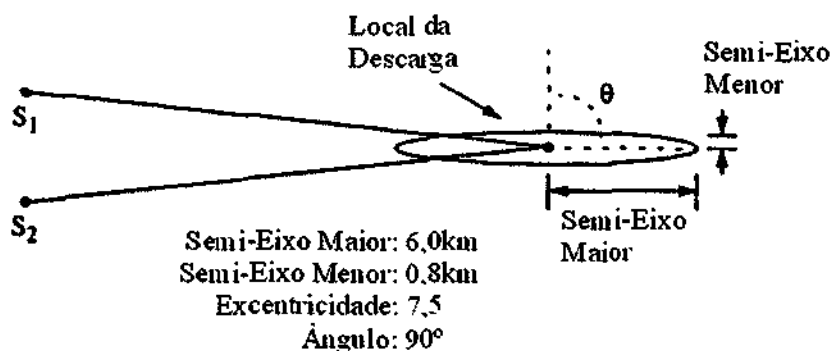


Fig. 3.6 – Elipse de segurança obtida para uma geometria desfavorável entre os sensores.
FONTE: Adaptada de GAI (1999, p. B-7).

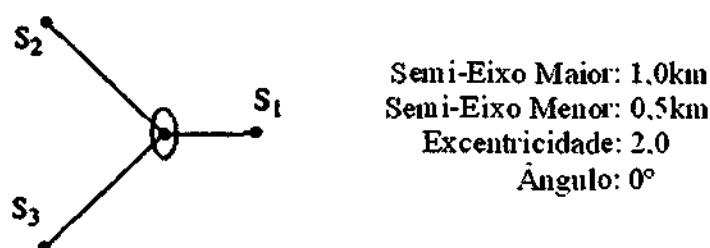


Fig. 3.7 – Elipse de segurança obtida para uma geometria favorável entre os sensores.
FONTE: Adaptada de GAI (1999, p. B-7).

O atual modelo da GAI utilizado para estimar a precisão de localização de uma rede de sensores calcula o semi-eixo maior da elipse de segurança (para 50% de probabilidade) para cada ponto de uma grade de 50x50km abrangendo toda a área de cobertura da rede. Para isso, devem ser especificados as posições e os tipos de sensores que compõem o sistema, bem como seus erros temporais e/ou angulares médios. Como resultado, o modelo gera um mapa de isolinhas representando os valores do semi-eixo maior da elipse para a área da rede (Cummins et al. 1998a).

3.5.2.1. Exemplo de Aplicação da Elipse de Segurança na Análise de Eventos Isolados

Durante a investigação de um incidente, por exemplo, a interrupção de uma linha de transmissão, onde há dúvidas se uma determinada descarga atmosférica a atingiu ou não, pode-se usar a orientação e o formato da respectiva elipse de segurança do evento para orientar na solução do problema (Figura 3.8). Primeiramente, é necessário verificar se que o valor do χ^2 para o evento em análise está dentro da faixa aceitável de valores (normalmente abaixo de 10). Se esse valor for maior que 10, então os parâmetros da elipse de segurança irão subestimar o erro real da localização (o erro de localização é maior que a incerteza da elipse) e, portanto, não podem ser utilizados na análise. Ao contrário, se o valor do χ^2 é aceitável, então os parâmetros da elipse podem ser usados para avaliar qual a probabilidade da descarga ter realmente atingindo a linha e causado a interrupção.

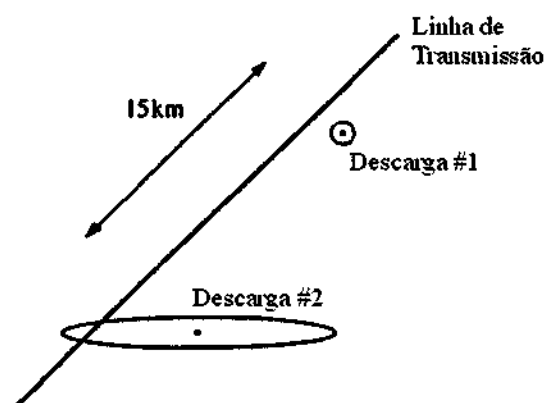


Fig. 3.8 – Uso da elipse de segurança para identificar a causa da interrupção de uma linha de transmissão. No caso, a descarga #2 tem 50% de probabilidade de ter atingido a linha. Já a descarga #1 pode ser descartada.
FONTE: Adaptada de GAI (1999, p. B-10).

3.5.3. Eficiência de Detecção (ED)

Nem todas as descargas que ocorrem durante uma tempestade são efetivamente registradas pelo sistema. Tipicamente, um sensor não irá informar a ocorrência de um evento se o valor de pico da radiação EM gerada estiver abaixo de seu limiar de ativação ou se a forma de

onda do sinal não satisfizer os critérios de seleção de forma de onda, como nível de pré-disparo (*pre-trigger*), tempo de subida, largura de pulso, estrutura de múltiplos picos e padrão bipolar. Além disso, ainda que os sensores enviem essas informações para a central de processamento, se elas não puderem ser correlacionadas entre si ou se produzirem uma solução inválida, então a localização do evento não poderá ser determinada. Neste caso, essa descarga também não será registrada.

Assim, a habilidade de um sistema de localização em detectar e localizar descargas NS é denominada eficiência de detecção, expressa como uma fração percentual do número real de descargas ocorridas. Os principais fatores que afetam a eficiência de detecção de um SLT são, segundo Cummins et al. (1995, 1998a, 1998b):

- 1) Eficiência de detecção individual de cada sensor da rede – Corresponde à probabilidade de um sensor detectar ou não uma determinada descarga. Essa eficiência, a qual depende do valor da corrente de pico e da distância do evento ao sensor, é determinada e limitada basicamente por três fatores (Schulz, 1997): (1) o limiar de ativação do sensor, (2) seu limite de saturação e (3) o critério de discriminação da forma de onda adotado pelo sensor.
- 2) Número médio de sensores participantes nas soluções – Elevados atrasos ou mesmo a completa interrupção da comunicação dos sensores com a central pode levar a significativas reduções na eficiência de detecção local da rede na região da falha. Além disso, o número de sensores participantes está diretamente relacionado com a geometria da rede, ou seja, a disposição geográfica dos sensores, que define as distâncias entre os sensores (linhas de base).
- 3) Linhas de base da rede – Define a distância entre 2 sensores quaisquer que compõem a rede. Juntamente com o ganho e o limiar de ativação dos sensores, as linhas de base constituem um parâmetro crítico para a criação de redes com altos níveis de confiabilidade. Se, por exemplo, as linhas de base de uma rede são maiores que o alcance nominal dos sensores (isto é, a distância a partir da qual descargas de baixa intensidade não podem mais ser detectadas), então a rede irá sofrer significativas quedas de

eficiência em função da ausência ou mesmo falha de comunicação de um único sensor, resultando assim na perda de boa quantidade de eventos para uma dada região. E esse efeito é muito maior em redes com um número pequeno de sensores por motivos óbvios. A eficiência de detecção relativa (EDR) constitui uma medida bastante útil para se determinar os valores máximos das linhas de base de uma rede, sendo definida como a fração de eventos detectados pela rede que tenha sido detectada por um sensor individualmente, calculada em função da distância do sensor. Alguns resultados para um sensor típico são mostrados na Figura 3.9. Observe na figura que o sensor 2 apresenta uma EDR de aproximadamente 60% até 650km (definindo seu alcance nominal), enquanto que o sensor 1 possui um alcance nominal de apenas 350km. Avaliações feitas pela GAI sugerem que o valor máximo das linhas de base de uma rede seja aproximadamente 60-75% o valor do alcance nominal dos sensores que a compõem (Cummins et al. 1998b).

- 4) Distribuição da corrente de pico das descargas – Este parâmetro afeta, como já foi visto, a eficiência de detecção individual dos sensores e está diretamente relacionado com as características morfológicas das tempestades, além de sua posição geográfica relativa à rede de detecção.

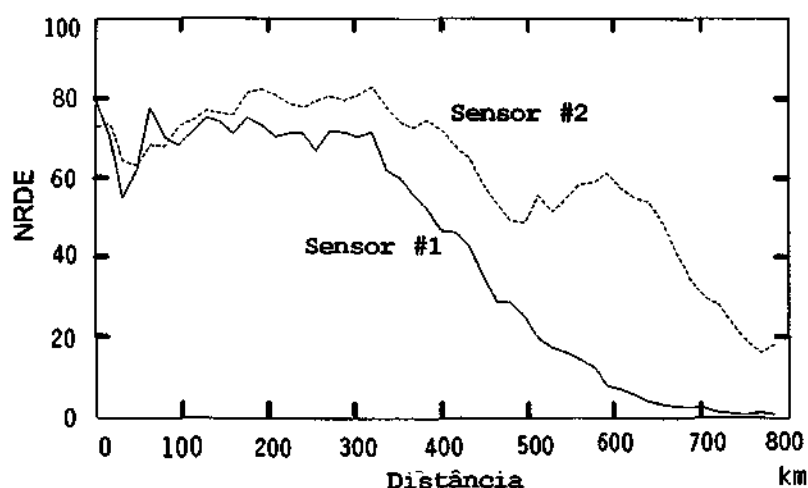


Fig. 3.9 – Eficiência de detecção relativa de uma rede composta por dois tipos de sensores: #1 e #2.

FONTE: Adaptada de Cummins et al. (1995).

CAPÍTULO 4

INFLUÊNCIA DOS CENTROS URBANOS NA ATIVIDADE DE RELÂMPAGOS

4.1. INTRODUÇÃO

O objetivo deste trabalho é discutir como os centros urbanos poderiam estar afetando a atividade de relâmpagos. Entretanto, este tipo de análise mostra-se bastante complexa frente aos intrincados (e ainda pouco conhecidos) fatores responsáveis por essa influência. Atualmente, encontra-se na literatura uma grande quantidade de trabalhos relacionando a influência da área urbana, representada principalmente pela poluição atmosférica e pelas ilhas de calor, com a formação das nuvens e com a precipitação. Por outro lado, pouquíssimos têm sido os estudos que relacionam os fatores urbanos aos relâmpagos. Muitos trabalhos na literatura, embora tragam fortes evidências da influência das áreas urbanas na atividade das tempestades de verão, não discutem os possíveis mecanismos físicos associados a essas variações e os efeitos diretos sobre os relâmpagos, ou por terem abordagens de estudo de caso ou por realizarem limitados estudos climatológicos com dados pouco precisos. Diante deste cenário, resta-nos apenas inferir como essa influência estaria acontecendo com base nas análises envolvendo alterações na precipitação sobre os centros urbanos e nos três únicos trabalhos até então publicados que abordam diretamente alterações no número de relâmpagos sobre as cidades: Soriano e Pablo (2002), Orville et al. (2001) e Westcott (1995). No Brasil, Naccarato (2001) mostrou fortes indícios de que grandes centros urbanos como a Região Metropolitana de São Paulo estariam afetando diretamente a atividade local de relâmpagos em comparação com as áreas circunvizinhas sem, entretanto, analisar os fatores dessa influência.

Para que seja possível a discussão desses trabalhos, primeiramente devemos abordar alguns conceitos básicos sobre poluição atmosférica (Hobbs. 1993; Seinfeld e Pandis. 1998) e sobre ilhas de calor (Lombardo. 1985).

4.2. OS AEROSSÓIS ATMOSFÉRICOS

As partículas na atmosfera surgem de fontes naturais (como tempestades de areia nos desertos, maresia, vulcões) e da atividade antropogênica (como a queima de combustíveis). Embora, tecnicamente, o termo aerossol seja definido como pequenas partículas sólidas e/ou líquidas em suspensão em um meio gasoso, ele tem sido utilizado mais comumente para se referir apenas ao material particulado (parte sólida). Através da influência sobre a natureza e distribuição de tamanhos das partículas na nuvem (água ou gelo), os aerossóis podem definir a existência ou não de precipitação nas nuvens, bem como interferir em suas propriedades radiativas. Por outro lado, as nuvens e a precipitação são importantes agentes de remoção de aerossóis atmosféricos. Isso afeta tanto a distribuição de tamanhos e a composição química dos próprios aerossóis quanto das nuvens e da precipitação. Esses tópicos serão investigados neste trabalho, enfatizando-se a influência sobre a formação da precipitação e das tempestades.

Emitido diretamente como partículas (aerossol primário) ou formado na atmosfera mediante processos de conversão gás-partícula (aerossol secundário), considera-se aerossol atmosférico as partículas cujo diâmetro varia de alguns nanômetros (nm) a dezenas de micrometros (μm). Uma vez em suspensão, as partículas podem alterar seu tamanho e sua composição através da condensação de espécies gasosas e/ou evaporação, da coagulação com outras partículas, de reações químicas a partir de gases precursores ou da ativação na presença de vapor d'água supersaturado para se transformar em nevoeiro ou gotículas de nuvem. Os aerossóis podem ser removidos da atmosfera por dois mecanismos: impacto direto com a superfície da Terra (deposição seca) e incorporação nas gotas de nuvem durante a formação da precipitação (deposição úmida). Apesar dos gases precursores na atmosfera possuírem tempos de vida variando desde alguns milissegundos até um século ou mais, o tempo de vida das partículas na troposfera varia apenas de alguns dias a algumas semanas.

As partículas atmosféricas com diâmetros menores que $2,5 \mu\text{m}$ são denominadas finas, enquanto que as maiores que $2,5 \mu\text{m}$ são chamadas de grossas. As frações finas e grossas das partículas, em geral, se originam e se transformam separadamente, são removidos da atmosfera por diferentes mecanismos, requerem técnicas diferentes para minimizar suas

emissões nas fontes, possuem composições químicas e propriedades óticas distintas e diferem significativamente na forma como se depositam no sistema respiratório do ser humano. Desta forma, a distinção entre as partículas finas e grossas é fundamental em qualquer discussão da química, física e dos processos de medida dos aerossóis.

As partículas finas podem ser divididas basicamente em dois tipos: (1) núcleo (com diâmetros entre cerca de 0,005 e 0,1 μm) e (2) acumulação (com diâmetros entre 0,1 e 2,5 μm). O tipo núcleo engloba, em termos numéricos, a maior parte das partículas. Entretanto, elas são responsáveis apenas por alguns poucos % da massa total das partículas em suspensão, devido ao seu pequeno tamanho. As partículas desse tipo se formam pela condensação de vapores quentes durante os processos de combustão e pela nucleação das espécies atmosféricas que resultam em novas partículas. Seu mecanismo de perda se deve principalmente à coagulação com partículas maiores. O tipo acumulação, em geral, é responsável pela maioria da área superficial do aerossol e uma parte significativa de sua massa total. A fonte dessas partículas provém da coagulação das partículas do tipo núcleo e da condensação de vapores em partículas pré-existentes, fazendo-as crescerem até essa faixa de tamanhos. O tipo acumulação recebe esse nome, pois os mecanismos de remoção são menos eficientes nessa escala, provocando um acúmulo de partículas. Além disso, como os mecanismos de remoção, que são eficientes em ambos os extremos do espectro de tamanho das partículas, são ineficientes na faixa de acumulação, essas partículas tendem a apresentar tempos de residência consideravelmente maiores que os outros tipos.

As partículas grossas têm origem a partir de processos mecânicos naturais ou antropogênicos. Essas partículas apresentam velocidades de sedimentação suficientemente grandes para se depositarem na superfície em intervalos de tempo relativamente curtos.

4.2.1. Aerossóis de Áreas Urbanas

Os aerossóis urbanos compõem-se de uma mistura de material particulado primário (proveniente das indústrias, transporte, geração de energia e fontes naturais) com material secundário (formado por mecanismos de conversão gás-partícula na atmosfera). Sua distribuição numérica é dominada por partículas menores que 0,1 μm , enquanto que grande

parte da área superficial concentra-se na faixa de tamanhos entre 0,1 e 0,5 μm . Por outro lado, a distribuição de volume (ou massa) possui, em geral, dois modos distintos: um na escala submicrométrica (referente ao modo de acumulação) e outro na escala das partículas grossas (Figura 4.1). A maioria da área superficial concentra-se nas partículas com diâmetro entre 0,1 e 0,5 μm no tipo de acumulação. Devido a essa grande disponibilidade de área, transferência de material da fase gasosa durante a conversão gás-partícula ocorre preferencialmente nessa faixa de tamanhos. A Figura 4.1 ilustra ainda que a maior parte da massa das partículas engloba as partículas com diâmetro maior que 0,1 μm .

Uma característica importante das distribuições de tamanho do aerossol atmosférico é seu caráter multimodal (Figura 4.2). Distribuições de massa, medidas em centros urbanos, se caracterizam por 3 modos, com um mínimo entre 1,0 e 3,0 μm , que correspondem aos tipos núcleo ($< 0,1 \mu\text{m}$), acumulação (entre 0,1 e 1 μm) e grosso ($> 1 \mu\text{m}$), lembrando que essas subdivisões não são precisas. Note que as definições dos tipos foram baseadas na distribuição de massa (ou volume), as quais podem ser diferentes se baseadas na distribuição numérica ou de área superficial.

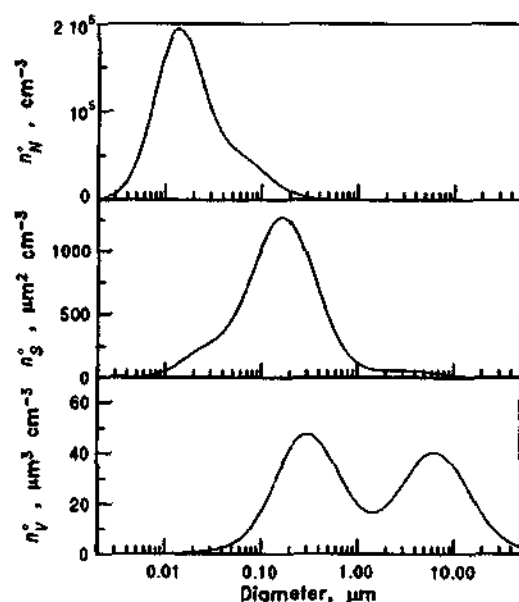


Fig. 4.1 – Distribuições numéricas, de área superficial e de volume típicas para aerossóis urbanos. Os gráficos representam medidas independentes de cada distribuição.
 FONTE: Seinfeld e Pandis (1998, p. 431).

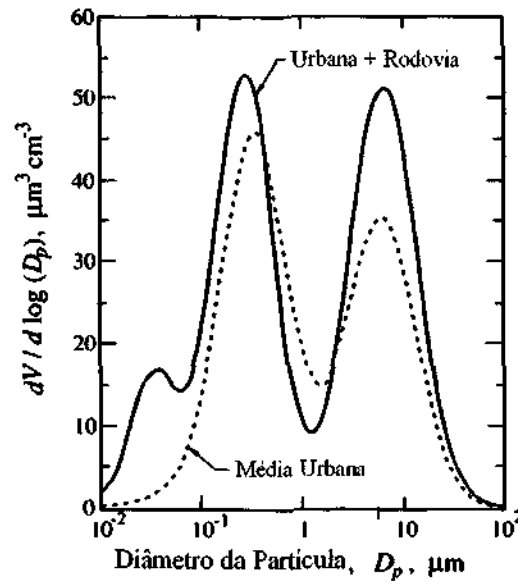


Fig. 4.2 – Distribuições de volume (ou massa) de aerossol próximo à fonte (via expressa) comparada com a média urbana.
 FONTE: Seinfeld e Pandis (1998, p. 432).

As concentrações de massa dos tipos acumulação e grosso são comparáveis para a maioria das áreas urbanas, enquanto que para o tipo núcleo, com exceção de áreas próximas a fontes de combustão, a massa é desprezível. Desta forma, a distribuição de tamanho do aerossol urbano é bastante variável. Por exemplo, concentrações extremamente elevadas de partículas finas ($< 0,1 \mu\text{m}$ de diâmetro) são encontradas próximas a vias expressas ou rodovias (Figura 4.2), as quais decaem rapidamente com a distância. Observe também que há um aumento da concentração de partículas grossas como resultado da re-suspensão de poeira mineral, detritos e desgaste de freios e pneus.

Os principais mecanismos de transferência de partículas do tipo núcleo para o tipo acumulação são a coagulação e o crescimento por condensação de vapores produzidos por reações químicas sobre as partículas existentes. A coagulação entre partículas do tipo acumulação é um processo lento e não transfere partículas para o modo grosso. O processamento pelas nuvens de aerossóis dos tipos acumulação e grosso pode também modificar suas concentrações e composições químicas. Reações em meio aquoso ocorrem nas gotículas de nuvem e de nevoeiro e em partículas de aerossol submetidas a umidades relativas próximas

de 100%. Essas reações levam a produção de sulfato e, após a evaporação da água, uma partícula maior é deixada na atmosfera. Essa transformação pode levar a formação de dois modos na faixa de tamanhos entre 0,1 e 1 μm , onde o menor é chamado de modo condensação e o maior, modo gotícula.

Os termos freqüentemente utilizados para descrever a concentração de massa incluem o total de material particulado em suspensão (MPI), o qual se refere à concentração de massa de partículas menores que 40–50 μm , e o total de material particulado com diâmetros menores que X μm (MP_x).

A título de comparação com a área urbana, as Figuras 4.3, 4.4 e 4.5 mostram a distribuição numérica, de área superficial e de massa para as áreas rurais, continentais remotas e troposfera livre, respectivamente. Os aerossóis da zona rural (Figura 4.3) são predominantemente de origem natural, porém sofrem uma influencia moderada das fontes antropogênicas. A concentração de MP_{10} fica em torno de 20 $\mu\text{g}/\text{m}^3$. Por outro lado, partículas primárias (poeira, pólen, ceras de plantas) e produtos secundários de oxidação são os principais componentes do aerossol de áreas continentais remotas (Figura 4.4). As concentrações numéricas variam em média de cerca de 2000 a 10000 cm^{-3} e as concentrações de MP_{10} ficam em torno de 10 $\mu\text{g}/\text{m}^3$. O aerossol da troposfera livre, caracterizado na Figura 4.5, ocupa uma fração significativa do volume da troposfera.

A Tabela 4.1 apresenta um resumo comparativo das concentrações de massa e composição dos aerossóis em diferentes áreas continentais.

TABELA 4.1 – CONCENTRAÇÃO DE MASSA E COMPOSIÇÃO DOS AEROSSÓIS TROPOSFÉRICOS

Áreas	Massa ($\mu\text{g}/\text{m}^3$)	Composição (%)				
		C (elem)	C (org)	NH_4^+	NO_3^-	SO_4^{-2}
Remotas	4,8	0,3	11	7	3	22
Continentais Rurais	15	5	24	11	4	37
Urbanas	32	9	31	8	6	28

FONTE: Adaptada de Seinfeld e Pandis (1998, p. 99).

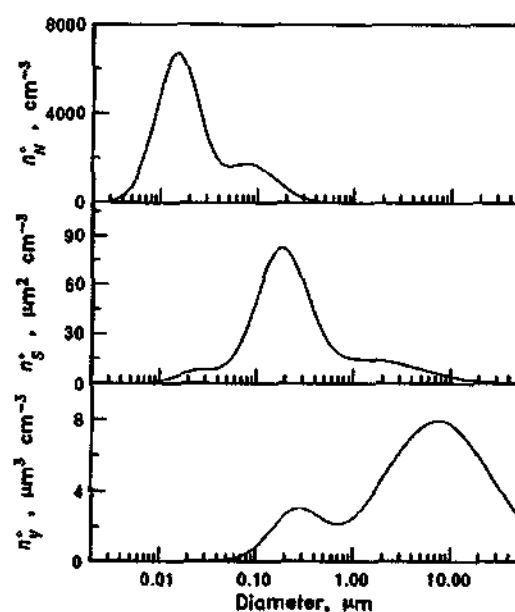


Fig. 4.3 – Distribuições numérica, de área superficial e de volume típicas para a zona rural. Os gráficos representam medidas independentes de cada distribuição.
 FONTE: Seinfeld e Pandis (1998, p. 435).

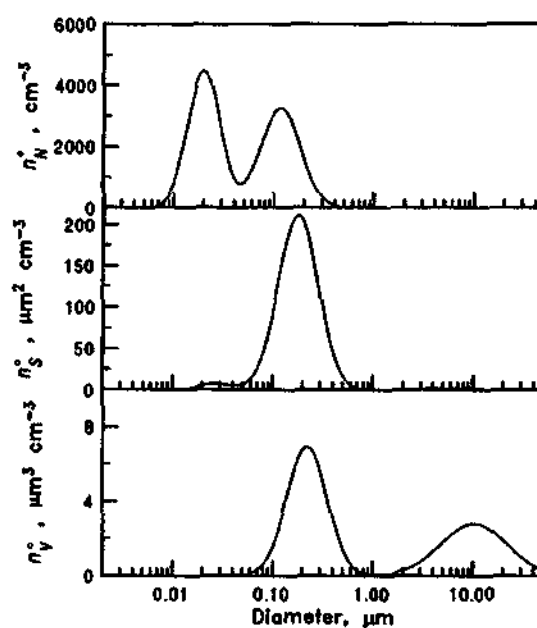


Fig. 4.4 – Distribuições numérica, de área superficial e de volume típicas para regiões continentais remotas (medidas independentes).
 FONTE: Seinfeld e Pandis (1998, p. 436).

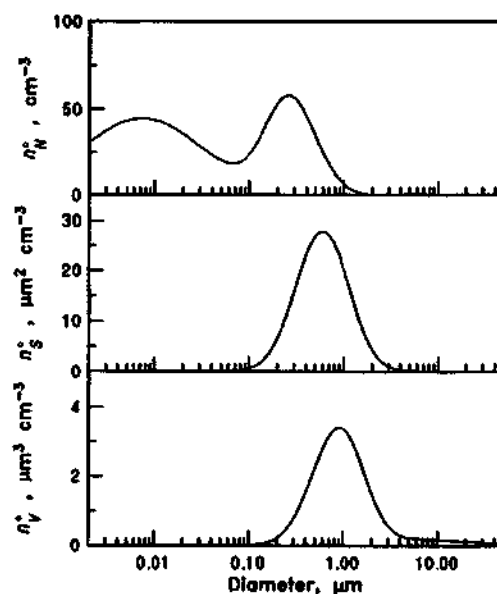


Fig. 4.5 – Distribuições numérica, de área superficial e de volume típicas para a troposfera livre (medidas independentes).

FONTE: Seinfeld e Pandis (1998, p. 437).

Em geral, para os grandes centros urbanos, a composição química das partículas varia em função do diâmetro (finas ou grossas) e da época do ano (verão ou inverno). Segundo Miranda et al. (2002), na Região Metropolitana de São Paulo (RMSP), a maior área urbana do país, o aerossol é constituído por:

- 1) Compostos ricos em Si – Esse grupo é constituído por partículas contendo Si (possivelmente óxidos de Si), alumino-silicatos (partículas com alta concentração de Al, Si, K e Fe), partículas Si-Ca e Si-Fe. Normalmente, eles se apresentam como frações grossas e são emitidos basicamente a partir do solo, podendo também ter origem em usinas termelétricas.
- 2) Compostos de sulfato – As partículas desse grupo são compostas por apenas S e Fe, Ca e K. São formadas pela reação química na atmosfera de compostos de enxofre com outras substâncias. Predominam como fração fina no inverno e tem origem, principalmente, da conversão gás-partícula que ocorre na superfície de outras partículas.

- 3) Compostos metálicos e metais – São partículas compostas por Al, Ti, Zn e Cu. A maior parte desses elementos é liberada em processos industriais. Predominam na fração grossa.
- 4) Compostos ricos em Ca – Têm origem em pedras de carbonato e aparecem com tamanhos intermediários.
- 5) Cloretos – Inclui o elemento Cl e cloretos de Na e K. Predominam com tamanhos intermediários. As partículas de NaCl têm origem oceânica, o que é razoável uma vez que a RMSP encontra-se à apenas 60km do litoral. Partículas de KCl têm origem biogênica e por isso aparecem apenas no verão.
- 6) Compostos de carbono – Predominam como fração fina e são emitidos na atmosfera basicamente pela queima de combustível.
- 7) Partículas biogênicas – Entradas principalmente no verão, essas partículas incluem pólen, esporos, fragmentos de animais e plantas, bactérias, algas, fungos, etc.

A caracterização das fontes de emissão de gases poluentes e aerossóis na RMSP é realizada pela Companhia de Tecnologia de Saneamento Ambiental (CETESB) desde 1983 através de 23 estações automáticas de monitoramento. Os resultados são publicados anualmente em um documento denominado Relatório de Qualidade do Ar do Estado de São Paulo. Segundo o relatório CETESB (2002), as principais fontes de poluição do ar na RMSP são os veículos automotores, seguidos por processos industriais, queima de resíduos, movimentação e estocagem de combustíveis, etc. A estimativa de emissão por tipo de fonte, que é um resumo do inventário de fontes para a RMSP, é mostrada na Tabela 4.2.

A contribuição relativa de cada fonte de poluição do ar na RMSP pode ser facilmente visualizada na Figura 4.6, onde se observa que os veículos automotores são as principais fontes de monóxido de carbono (CO), hidrocarbonetos totais (HC) e óxidos de nitrogênio (NO_x). Para os óxidos de enxofre (SO_x), as indústrias e os veículos são importantes fontes e no caso das partículas inaláveis (MP₁₀) contribuem ainda outros fatores como a re-suspensão

de partículas do solo e a formação de aerossóis secundários. No caso específico de partículas inaláveis, as estimativas de contribuição relativa das fontes foram feitas a partir de estudos de modelo. Portanto, as porcentagens da Figura 4.6, no que se refere a partículas, não foram geradas a partir dos dados constantes da Tabela 4.2.

TABELA 4.2 - ESTIMATIVA DA EMISSÃO DAS FONTES DE POLUIÇÃO DO AR NA RMSP EM 2001.

FONTE DE EMISSÃO			EMIÇÃO (1000 t/ano)				
			CO	HC	NO _x	SO _x	MP ⁴
M O V E I S	TUBO DE ESCAPAMENTO DE VEÍCULOS	GASOLINA C ¹	700,8	82,5	44,4	10,2	5,1
		ALCOOL	207,5	23,1	12,7	--	--
		DIESEL ²	433,3	70,6	316,5	10,9	19,7
		TAXI	3,5	0,7	0,7	0,4	0,2
		MOTOCICLETA E SIMILARES	217,5	28,7	1,1	0,8	0,6
	CARTER E EVAPORATIVA	GASOLINA C	--	131,6	--	--	--
		ALCOOL	--	17,3	--	--	--
		MOTOCICLETA E SIMILARES	--	15,5	--	--	--
	PNEUS ³	TODOS OS TIPOS	--	--	--	--	8,1
	OPERAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE COMBUSTIVEL	GASOLINA C	--	12,6	--	--	--
		ALCOOL	--	0,4	--	--	--
TOTAL			1681,2	305,0	389,4	32,4	85,3

1 - Gasolina C: gasolina contendo 22% de álcool anidro e 800ppm de enxofre (massa)

2 - Diesel: tipo metropolitano com 1100ppm de enxofre (massa)

3 - Emissão composta para o ar (partículas) e para o solo (impregnação)

4 - MP refere-se ao total de material particulado, sendo que as partículas inaláveis são uma fração deste total

5 - Ano de consolidação do inventário: 1990

6 - Ano de consolidação do inventário: 1998

7 - Estas indústrias fazem parte da curva A e B que representam mais de 90% das emissões totais

CO: monóxido de carbono HC: hidrocarbonetos totais NO_x: óxidos de nitrogênio SO_x: óxidos de enxofre

MP: material particulado

FONTE: CETESB (2002, p. 6).

Uma distribuição de tamanho e composição típica do aerossol urbano é mostrada na Figura 4.7. Esses resultados indicam que o sulfato, nitrato e amônio possuem dois modos na faixa de tamanho de 0,1 a 1,0 µm (modos condensação e gotícula) e um terceiro modo centrado em 1 µm (partículas grossas), conforme a Figura 4.8. O modo de condensação apresenta um pico em torno de 0,2 µm, sendo resultado da condensação de compostos secundários

na fase gasosa. O pico do modo gotícula aparece em torno de $0,7 \mu\text{m}$ e sua existência é atribuída a reações heterogêneas em meio aquoso. Mais da metade do nitrato concentra-se na faixa das partículas grossas juntamente com grande parte do sódio e do cloreto. O nitrato grosso advém das reações do ácido nítrico com o cloreto de sódio ou material de crosta. Outro caso interessante é a formação de material de nitrato secundário pela reação de material natural (poeira ou sal marinho) com poluentes antropogênicos (ácido nítrico).

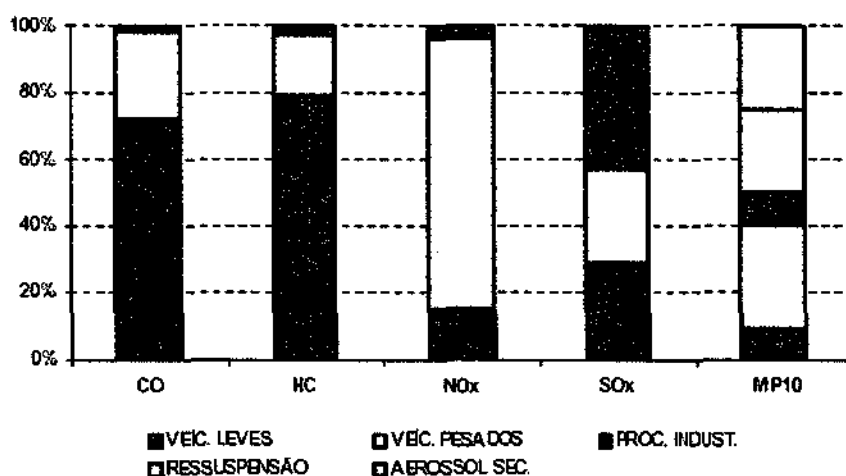


Fig. 4.6 – Emissões relativas de poluentes por tipo de fontes em 2001.
FONTE: CETESB (2002, p. 7).

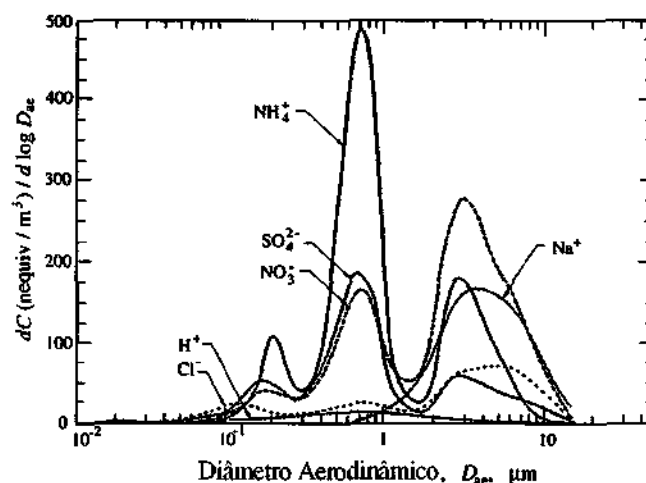


Fig. 4.7 – Distribuições de tamanho medidas em campo para o aerossol de sulfato, nitrato, amônio, cloro, sódio e íons de hidrogênio em Claremont (EUA).
FONTE: Adaptada de Seinfeld e Pandis (1998, p. 441).

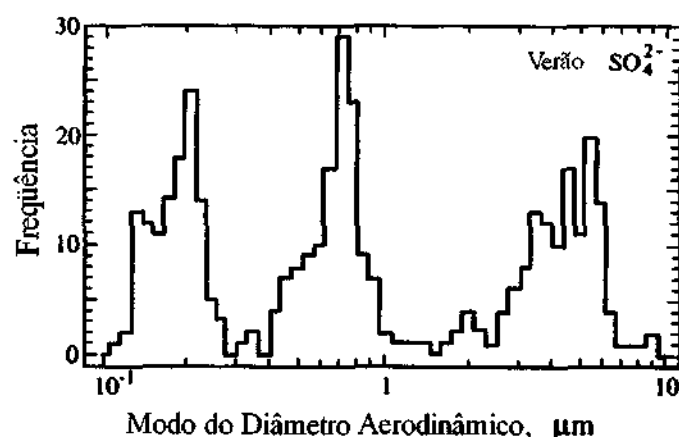


Fig. 4.8 – Frequência de observação dos modos do aerossol de sulfato em função do diâmetro para a cidade de Los Angeles (EUA) durante o verão de 1987.
 FONTE: Adaptada de Seinfeld e Pandis (1998, p. 442).

4.2.2. Processamento dos Aerossóis pelas Nuvens

Quando o ar sobe, resfriando-se por expansão adiabática, ele atinge sua saturação e, assim que o vapor d'água excede seu valor de saturação, a água começa a condensar-se nos núcleos higroscópicos maiores e com mais material solúvel, denominados núcleos de condensação de nuvem (CCN). À medida que a supersaturação aumenta, mais e mais núcleos tornam-se ativos até que o efeito da condensação, retirando o vapor d'água do ar, torna-se mais significativo que o efeito do resfriamento adiabático, atingindo-se um nível máximo de supersaturação. Deste ponto em diante, o nível de supersaturação diminui e mais nenhum outro núcleo é ativado. O número de núcleos ativados irá corresponder, portanto, ao número de gotículas de nuvem formadas. O tempo de vida médio dos CCN é de aproximadamente 1 semana, de tal forma que, em média, um CCN poderá passar por 5-10 ciclos de ativação/evaporação antes de ser efetivamente removido da atmosfera pela precipitação ou por deposição seca. Com isso, conclui-se que os aerossóis são essenciais na atmosfera, pois, se não existissem, não haveria formação de nuvens, uma vez que os níveis de supersaturação típicos da troposfera não seriam suficientes para provocar a condensação espontânea do vapor d'água (ou seja, sem a presença das partículas).

Vários estudos na literatura mostram que as concentrações de CCN ativos para um dado nível de supersaturação são freqüentemente mais altas no ar que foi processado por nuvens

que no ar ambiente. Alguns autores sugerem que esse aumento na atividade dos CCN se deve à oxidação do SO_2 em sulfato nas gotículas das nuvens. Assim, quando uma gotícula de nuvem evapora, ela deixa para trás tanto o CCN inicial no qual se formou quanto o material formado por reações químicas na gota o qual precipita fora da solução. Se essas duas fontes de material de cada gota se combinam para formar uma partícula quando a gota evapora, então o número de partículas no ar não será afetado pela formação e evaporação de gotas, mas a massa de aerossol irá aumentar. Assim, como cada CCN original terá aumentado de tamanho, o espectro dos CCN de partículas liberadas por uma nuvem será diferente do espectro original, além de terem potencializado sua capacidade de nucleação.

O primeiro modelo de interação entre a química e a microfísica das nuvens considerava as chamadas nuvens orográficas, as quais se formam quando o ar, soprando sobre uma montanha, eleva-se acima de seu nível de condensação. Nesse modelo, acompanha-se uma parcela de ar à medida que ela se move ao longo de uma linha de fluxo através da nuvem orográfica. Quando a parcela entra na nuvem, gotículas se formam nos CCN existentes. Essas gotículas crescem ou evaporam conforme a parcela de ar sobe ou desce. Simultaneamente, SO_2 e NH_3 se dissolvem nas gotas e o SO_2 dissolvido oxida-se em íons de sulfato. Quando a parcela de ar deixa a nuvem e as gotículas evaporam, cada CCN no qual a gota se formou agrega agora uma massa adicional de sulfato de amônio (na verdade, uma forma molecular entre o H_2SO_4 e o $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$) produzido durante o trânsito pela nuvem. A quantidade de sulfato de amônio produzido e o correspondente aumento da atividade dos CCN são determinados pelo modelo. Como principal resultado, observa-se que o sulfato adicional depositado nas partículas pelas nuvens faz com que elas sejam ativadas a níveis de supersaturação menores que o nível necessário para ativação dos CCN originais (Figura 4.9). Na troposfera como um todo, a conversão de SO_2 em sulfato pelas nuvens corresponde a um mecanismo consumidor de SO_2 de 10 a 15 vezes maior que a oxidação homogênea em fase gasosa.

Segundo Haywood e Boucher (2000), foram observadas muitas partículas de poeira provenientes do deserto cobertas com sulfato, as quais podem ter surgido do processamento das partículas de poeira intersticiais na nuvem seguida pela evaporação das gotículas. A presença de material solúvel (o qual pode ser de origem antropogênica) nas partículas de areia de

deserto transforma-as em grandes e efetivos CCN, os quais podem afetar a microfísica das nuvens formadas nesse ambiente rico em partículas processadas. Alguns trabalhos argumentam também que elevadas concentrações de vapores condensáveis (HNO_3 e HCl) na atmosfera podem afetar as propriedades das nuvens, por facilitarem a ativação dos CCN.

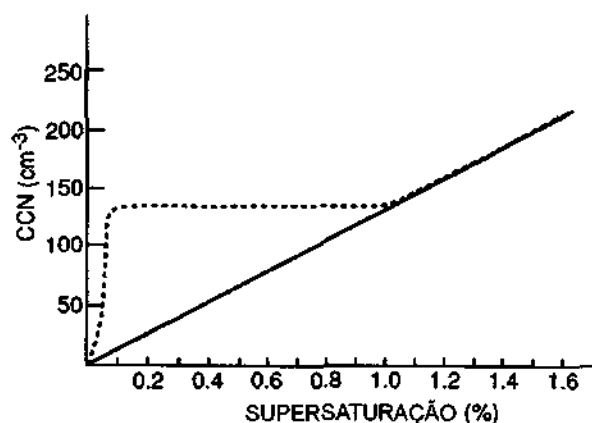


Fig. 4.9 – Resultados do modelo numérico para o espectro de CCN processado por uma nuvem cúmulos (linha tracejada) comparado com o espectro do CCN que entrou na nuvem (linha contínua).

FONTE: Adaptada de Hobbs (1993, p. 62).

Os processos químicos e físicos envolvidos nas interações entre nuvens e aerossóis atmosféricos são resumidos esquematicamente na Figura 4.10.

4.2.3. Efeitos dos Aerossóis sobre as Nuvens

Basicamente, os aerossóis apresentam dois efeitos sobre as nuvens: (1) redução do tamanho médio das gotículas, para uma dada quantidade de água líquida, como resultado do aumento da concentração de gotículas causada pelo aumento da concentração de aerossol; (2) redução da eficiência de precipitação devido à redução do tamanho das gotículas, o que tende a aumentar a quantidade de água líquida da nuvem e, conseqüentemente, seu tempo de vida e sua espessura.

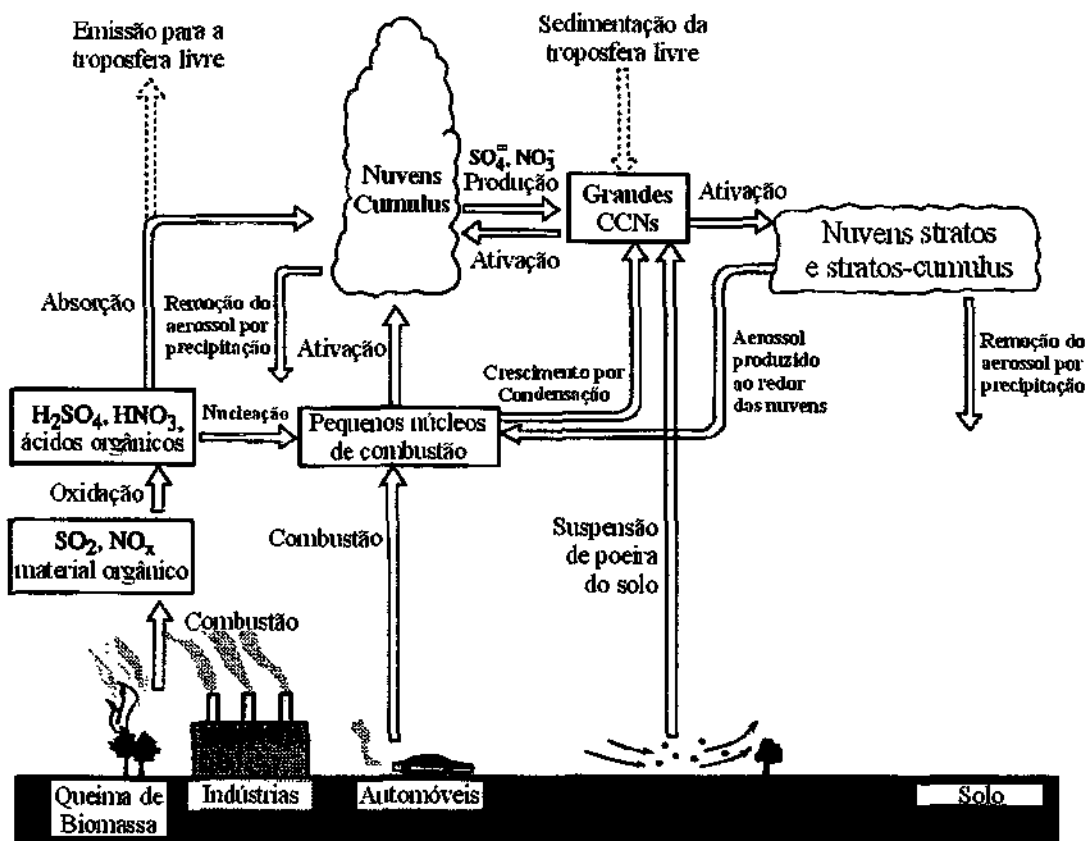


Fig. 4.10 – Esquema resumindo as principais interações aerossol-nuvem na atmosfera continental.

FONTE: Adaptada de Hobbs (1993, p. 68).

Para que as gotículas de chuva de uma nuvem precipitem, aproximadamente uma a cada um milhão de gotas deve atingir o tamanho de precipitação, ou seja, seu raio deve aumentar de cerca de $10\ \mu\text{m}$ para $1000\ \mu\text{m}$. O crescimento das gotas por deposição de vapor pode produzir rapidamente gotículas com raios de até $10\ \mu\text{m}$, mas a partir daí, o crescimento por esse mecanismo torna-se lento. Para nuvens quentes (isto é, que não contém gelo), gotas maiores que a média podem crescer até o tamanho de precipitação apenas coletando gotículas menores que estiverem em seu caminho. Claramente, para esse tipo de crescimento, uma distribuição de tamanhos mais larga é mais provável que uma distribuição estreita. Como as nuvens oceânicas tendem a apresentar distribuições mais largas que as continentais devido às menores concentrações de CCN no ar oceânico, conclui-se que, mantendo os

outros fatores constantes (profundidade da nuvem, velocidade de ascensão), as nuvens oceânicas produzem precipitação mais eficientemente que as nuvens continentais.

Os rastros de avião são um importante exemplo da influência dos aerossóis na microfísica das nuvens. São nuvens de gelo que se formam na alta troposfera sob certas condições termodinâmicas ao longo da trajetória de um avião, podendo ser identificadas via satélite. Isso porque, quando a umidade relativa do ambiente excede o nível de supersaturação do gelo, os rastros podem evoluir para extensas nuvens cirrus. Há evidências do aumento da ocorrência e cobertura de nuvens cirrus em regiões de alto tráfego de aviões em relação ao resto do planeta. Medidas nessas regiões revelam maiores concentrações de cristais de gelo em áreas de nuvem afetadas pelas emissões de fuligem dos aviões. Se o aumento observado na densidade numérica de cristais (fator de 2, aproximadamente) estiver associado à redução do tamanho médio desses cristais então poderá haver uma variação nas características da nuvem.

Os aerossóis também funcionam como núcleos de gelo, embora se saiba que sua quantidade é muito menor que os CCN. É possível que os aerossóis antropogênicos emitidos na superfície e transportados para a alta troposfera afetem a formação de propriedades das nuvens de gelo (Haywood e Boucher, 2000). Alguns autores sugerem que partículas insolúveis da superfície ou fuligem emitidas por aeronaves, se forem núcleos de gelo eficientes, podem resultar em um aumento da cobertura de nuvens cirrus. Outros autores argumentam que a poluição de ácido nítrico é capaz de causar um aumento nas concentrações de gotículas super-resfriadas nas nuvens cirrus. Esses efeitos, se significativos, ainda não foram quantificados.

A formação de gelo nas nuvens é importante porque leva rapidamente à precipitação, além de alterar também suas propriedades radiativas. Como já discutido, o espectro do CCN influencia significativamente a largura da distribuição de tamanho das gotículas e, assim, pode afetar as concentrações máximas de partículas de gelo nas nuvens. Além disso, o crescimento de partículas de gelo pela coleta de gotículas super-resfriadas, que leva a formação de cristais, pedras de gelo e granizo, é afetado pela distribuição de gotículas de nuvem e, portanto, pelos CCN.

A influência antropogênica nas concentrações de CCN nas nuvens (também denominado efeito indireto dos aerossóis) pode ser medida através de análises correlacionadas das concentrações de aerossóis de sulfato e as concentrações numéricas de gotículas de nuvem (CDNC). Alguns resultados destes estudos indicam que nuvens formadas em massas de ar continentais apresentam diferenças significativas em comparação com nuvens formadas em massas oceânicas. Além disso, quanto maior a CDNC, menor o tamanho de gotículas (Haywood e Boucher, 2000). Alguns autores sugerem também que os aerossóis orgânicos possam atuar como eficientes CCN, embora ainda existam muito poucos estudos estimando o efeito indireto dos aerossóis carbonáceos (mistura de aerossóis de carbono elementar e de carbono orgânico). Essas estimativas, inclusive, não englobam os efeitos dos aerossóis orgânicos secundários. A maioria dos estudos do efeito indireto de aerossóis utiliza o sulfato como um representante da fração total de aerossol antropogênico. Nesse caso, as estimativas incorporam os efeitos de outros tipos de aerossóis que possuem distribuição espacial similar aos aerossóis de sulfato, como os aerossóis de nitrato e os carbonáceos provenientes da queima de combustível fóssil. Nestes casos, não estão incluídos, entretanto, os efeitos de aerossóis provenientes da queima de biomassa, os quais possuem uma distribuição espacial diferente.

4.3. AS ILHAS DE CALOR URBANAS

O clima urbano é um sistema que abrange o clima de um dado espaço terrestre e sua urbanização. É um mesoclima que sofre, na proximidade do solo, influências microclimáticas derivadas dos espaços urbanos. Uma das mais significativas expressões da alteração climática na cidade diz respeito aos valores de temperatura e concentrações de poluentes. As cidades contribuem para a alteração do balanço de energia, gerando bolsões sobre as áreas urbanas, denominadas ilhas de calor (Lombardo, 1985). Neste caso específico, que constitui parte do estudo do clima urbano, o fenômeno é resultado das modificações dos parâmetros da superfície e da atmosfera pela urbanização. A distribuição das isotermas nas cidades mostra a tendência de formação de um gradiente de temperatura da periferia para o centro. A ilha de calor urbana, portanto, corresponde a uma área na qual a temperatura da superfície é mais elevada que as áreas circunvizinhas, o que propicia o surgimento de circulação

local. Sua formação já é bem conhecida e está comprovada na literatura científica. O efeito da ilha de calor sobre as cidades ocorre devido a três aspectos principais:

- 1) Efeitos da transformação de energia no interior da cidade, cujos fatores estão relacionados com a rugosidade da superfície (estruturas verticais criadas artificialmente), as cores (reflexão da radiação ou albedo) e os materiais de construção (condutibilidade térmica). Essas superfícies aquecidas, interagindo com o ar, proporcionam um sistema altamente eficiente para aquecer grandes volumes de ar. Por outro lado, a geometria dos edifícios funciona como um obstáculo para o vento, modificando seu fluxo natural e dificultando também a dispersão do calor.
- 2) Redução do resfriamento causado pela diminuição da evaporação face às poucas áreas verdes, transporte de água de chuva através de canais subterrâneos, etc.
- 3) Produção de energia antropogênica através da emissão de calor pelas indústrias, veículos automotores e edificações.

A poluição pode interferir na absorção e re-emissão da radiação na área ocupada pela cidade, ocasionando também um aumento da temperatura. A concentração de poluentes coincide, em geral, com os maiores índices térmicos no interior das cidades. Como o ar tende a circular na direção do gradiente de temperatura, os poluentes tendem a convergir para o centro das cidades. A camada de poluição, que a princípio pode apresentar certa tendência a refletir a luz solar, reduzindo assim a radiação direta que atinge a superfície (Hobbs. 1993; Haywood e Boucher. 2000), dificulta, por outro lado, a dispersão do calor. Parte da radiação absorvida pelos aerossóis é emitida para baixo, aquecendo, assim, as camadas inferiores. Uma parcela dessa radiação será então absorvida e re-emitida pela superfície. Assim, a concentração de ar poluído não só contribui para a formação da ilha térmica como também altera a estrutura vertical da temperatura atmosférica de forma a retardar a dispersão do calor. A radiação solar que incide sobre a cidade é menor devido à grande quantidade de aerossóis, no entanto, ocorre um aumento da radiação emitida pela cidade, caracterizada por comprimentos de onda maiores, devido à irradiação das superfícies com temperaturas mais elevadas, como concreto, tijolo, asfalto. Em condições de ventos fracos, quando então

os movimentos turbulentos são escassos, grande parte dessa energia irradiada volta às estruturas urbanas em função da re-emissão pela atmosfera. Desta forma, a produção de energia antropogênica aumenta a temperatura uma vez que o calor emitido pela ação humana nas grandes cidades ultrapassa o balanço médio da radiação.

É no centro das áreas urbanas, em lugares com pouca vegetação, que as temperaturas alcançam os valores máximos. Por outro lado, os valores mínimos são registrados nas áreas verdes e nos reservatórios de água. Com a elevação da temperatura nas cidades, pode ocorrer diminuição da umidade relativa, principalmente no inverno. Em dias extremamente quentes, o desconforto térmico associado à baixa umidade relativa provoca um clima de deserto artificial. Por outro lado, a elevação da temperatura pode aumentar a capacidade da atmosfera de armazenar vapor d'água (aumento da pressão de vapor). Desta forma, no verão, principalmente em áreas próximas a corpos d'água, altos valores de pressão de vapor, juntamente com o aumento da radiação térmica, produzem a sensação desagradável do “efeito sauna”, causado pelo ar aquecido e úmido.

Oke (1982) mostrou que a ilha de calor urbana está fortemente relacionada com a densidade populacional da cidade (o efeito tende a aumentar proporcionalmente à população) e com alterações no balanço da radiação sobre a cidade, como resultado de diferenças entre as propriedades das edificações urbanas e rurais (tamanho, densidade, materiais de construção) e sua geometria (a área e o formato das coberturas expostas ao céu). A diferença de temperatura cidade-campo tipicamente é mais nítida durante a noite. Além disso, o clima predominante (ventos, tipos de nuvens, estabilidade atmosférica), a estação do ano e a distribuição do uso do solo atuam como moduladores dos efeitos físicos relacionados com o ambiente urbano.

4.4. POSSÍVEIS EFEITOS DOS CENTROS URBANOS NA ATIVIDADE DE RELÂMPAGOS

Serão analisados a seguir os três trabalhos da literatura que discutem os possíveis fatores que influenciariam o comportamento dos relâmpagos sobre áreas urbanas. Todos os trabalhos, entretanto, não chegam a conclusões definitivas sobre o assunto, porém os resulta-

dos obtidos sugerem que, de fato, há uma tendência de aumento na quantidade de descargas nas cidades causado por modificações nas nuvens de tempestades. As hipóteses levantadas baseiam-se no fato de que, se a atividade de relâmpagos está fisicamente relacionada com a formação de precipitação em nuvens convectivas (Petersen e Rutledge. 1998; Soula e Chauzy. 2001), então deve haver algum tipo de efeito das áreas urbanas sobre esses relâmpagos. Além disso, a poluição das cidades pode elevar a concentração de CCN na atmosfera, o que acarretaria então em alterações nos processos microfísicos das nuvens. Isso, por sua vez, poderia interferir nos mecanismos de separação de cargas das tempestades, os quais dependem da concentração, fase e tamanho das partículas dentro da nuvem.

4.4.1. Westcott (1995)

A autora examinou as diferenças regionais na atividade convectiva sobre e ao redor de 16 áreas urbanas na região centro-oeste dos Estados Unidos com mais de 500.000 habitantes (soma da população rural e urbana). Seu trabalho baseou-se no estudo da frequência de relâmpagos NS (positivos e negativos) em três áreas: duas regiões externas, próximas à cidade, uma no sentido dos ventos predominantes (*downwind*, DW, à oeste) e outra no sentido contrário dos ventos (*upwind*, UW, à leste); além da região sobre a própria cidade. Foram utilizados dados de relâmpagos nuvem-solo (NS) fornecidos pela rede de detecção norte-americana (NLDN) para os meses de junho, julho e agosto (pico da atividade de relâmpagos) de 4 anos: 1989 a 1992.

Para estabelecer possíveis influências do material particulado urbano na atividade das tempestades, médias anuais de PM₁₀ (material particulado com diâmetros aerodinâmicos menores que 10 μm) e dióxido de enxofre (SO₂) foram usados como indicadores-traço das concentrações de CCN. As populações metropolitanas foram usadas como medida da influência da cidade na atmosfera. As características geográficas consideradas foram: (1) proximidade de um grande corpo d'água (que pode agir como intensificador ou inibidor da atividade convectiva); (2) a presença de um grande rio (que pode atuar como fonte de umidade) e (3) formato geral do terreno na área urbana.

Utilizando um nível de significância de 5% nas análises estatísticas, a autora mostrou que, com base em todas as tempestades, 12 das 16 cidades apresentaram aumentos significativos na frequência de relâmpagos NS sobre a área urbana. A comparação da frequência de NS entre as regiões DW e UW revelou uma maior frequência na região DW em 13 das 16 cidades. Seus dados também revelaram que, em geral, existem mais tempestades convectivas sobre as cidades e sobre a região DW em relação a outra região. Esse mesmo resultado foi encontrado por Changnon (2001).

Mediante os dados de poluição, observou-se que, conforme esperado, as cidades com grandes áreas urbanas e população apresentaram valores anuais maiores de MP_{10} e SO_2 , as quais também apresentaram, em geral, o maior número de relâmpagos NS sobre a área urbana e na região DW. Três cidades foram exceções: Dallas-Fort Worth, onde houve uma intensificação da atividade de relâmpagos sobre a cidade e na região DW, mas o nível de CCN foi baixo em relação a outras cidades; Detroit e Cincinnati, com altos níveis de CCN, apresentaram pequeno efeito sobre a atividade de relâmpagos local. A explicação dada foi que a diminuição está relacionada com a produção urbana de um grande número de CCN, o qual compete por umidade e resulta numa baixa produção de gotículas precipitáveis na região DW da cidade.

Como altas concentrações de CCN podem contribuir para o aumento ou diminuição dos relâmpagos sobre as cidades, sem medidas diretas de CCN e do espectro das gotículas das nuvens não é possível obter resultados conclusivos sobre seu impacto nessas cidades. Isso indica que outros fatores estão influenciando a atividade convectiva local.

Chicago e Milwaukee possuem uma significativa parte de suas áreas urbanas às margens do Lago Michigan, porém a brisa úmida proveniente do corpo d'água não provocou o aumento esperado na média de frequência dos relâmpagos para cidades deste porte, como resultado do aumento da convecção local. Já Detroit e Toledo possuem áreas urbanas mais afastadas do lago, minimizando o efeito da brisa. Desta forma, o resfriamento e a estabilização da atmosfera podem ser responsáveis pela redução na convecção local. Esses resultados sugerem que, para essas 4 cidades, o corpo d'água pode ter inibido ou diminuído qualquer intensificação urbana da convecção sobre a cidade e, particularmente, na região

DW. A análise da elevação do terreno (baseado na inclinação oeste-leste) para 9 cidades (Omaha, Minneapolis-St. Paul, St. Louis, Louisville, Indianápolis, Columbus, Dallas-Fort Worth, Tulsa e Wichita) mostrou que as características topográficas parecem não oferecer um grande impacto sobre os efeitos urbanos. Estudos mediante modelos numéricos semelhantes a Hjelmfelt (1982) são necessários para explorar mais a fundo a interação das características do terreno e de grandes corpos d'água na convecção local das áreas urbanas.

Com o objetivo de verificar uma possível antecipação do início dos relâmpagos em uma tempestade sobre as 16 cidades investigadas, a localização dos primeiros 50 relâmpagos de todas as tempestades foram examinados. Não foi encontrado nenhum indício em grande parte das tempestades de que os relâmpagos estivessem sendo produzidos antes sobre as cidades ou sobre as regiões DW. Isso sugere que, embora as áreas urbanas possam gerar mais nuvens, os efeitos sobre a atividade das tempestades caracterizam-se mais efetivamente no aumento da frequência de relâmpagos em tempestades já existentes que passam sobre a cidade.

Analisou-se também a influência da cidade durante o período de máxima atividade convectiva (das 12h às 21h LT). Durante a tarde e as primeiras horas da noite, 8 das 16 cidades apresentaram um aumento significativo dos relâmpagos sobre a área urbana e 10 cidades apresentaram um aumento na região DW. Para as cidades com aumento significativo na frequência dos relâmpagos, os percentuais de variação foram relativamente altos: uma média de 72% e 85% para a área urbana e a região DW, respectivamente, no período da tarde. Esse seria um indicativo de que, à tarde, ocorre a máxima interação entre a ilha de calor da cidade e a massa de ar sobre ela.

A densidade de edificações e os materiais de construção diferem entre as regiões urbana e rural. Para investigar o impacto das diferenças estruturais na frequência de relâmpagos, realizou-se uma pesquisa sobre danos materiais e ferimentos provocados por relâmpagos com base no uso do solo e nos tipos de edificações como parte de um estudo climatológico de 34 anos. Comparando-se esses dados com os dados de relâmpagos, conclui-se que a frequência de eventos não é significativamente afetada pelas diferenças das estruturas rurais e urbanas, uma vez que o aumento na frequência de relâmpagos NS tende a ser maior nas re-

giões DW que nas áreas urbanas. Além disso, o estudo climatológico mostrou que 10 a 35 mais edificações são atingidas ou destruídas em cidades por unidade de área que nas zonas rurais. Como, em geral existem 10 ou mais edificações por unidade de áreas nas cidades, a maior quantidade de danos a construções por relâmpagos nas áreas urbanas pode ser simplesmente o resultado da maior densidade de edificações.

4.4.2. Orville et al. (2001)

Considerado uma extensão do trabalho de Westcott (1995), os autores procuraram examinar as características dos relâmpagos sobre a cidade de Houston, Texas para o período de 1989-2000 (12 anos) com dados da rede norte-americana (NLDN). A densidade média de relâmpagos para o verão (meses de junho, julho e agosto) de 1989 a 2000 é mostrada na Figura 4.11 em um total de mais de 752.000 eventos registrados. A Figura 4.12 mostra a densidade média de relâmpagos para o inverno (meses de dezembro, janeiro e fevereiro) nos 12 anos para a mesma área da Figura 4.11 com base em 119.000 relâmpagos.

O autor comenta que um possível fator responsável pela variação na frequência dos relâmpagos seria a Baía de Galveston, a qual poderia levar a um aumento da convergência da brisa marítima e uma redução da convergência sobre o continente próximo. Entretanto, a densidade máxima de relâmpagos na área de Houston ocorre no continente a noroeste da baía, onde a convergência da brisa seria mínima. Já um outro fator potencial para o aumento da convergência e formação de tempestades seria a variação dos fluxos de calor sensível e latente, a qual estaria diretamente relacionada com o aumento da rugosidade da superfície, com o decréscimo da disponibilidade de umidade e diminuição da inércia térmica.

Para tentar entender o possível efeito da ilha de calor de Houston na convergência e formação das tempestades, o autor simulou vários ciclos da brisa marítima para um dia de ventos relativamente calmos. Duas situações foram implementadas: uma baseada na configuração urbana do local e outra substituindo todas as áreas com características urbanas por áreas com características rurais (Figura 4.13). Na simulação incluindo a cidade, as áreas urbanas aqueceram-se muito mais rapidamente que as áreas ao redor. Às 17h (UTC), teve início a brisa marítima ao longo da costa e uma circulação adicional sobre a cidade de Hous-

ton (semelhante a uma brisa), cujo fluxo parte das regiões mais frias ao redor em direção à cidade mais quente criando uma convergência próxima ao centro da cidade. Comparando-se o resultado desse caso com a simulação sem a cidade, observou-se que, à medida que as horas passavam, havia o desenvolvimento de uma célula convectiva sobre a cidade, o que não aconteceu na segunda simulação. A formação dessa célula convectiva era favorecida pela maior profundidade da camada limite sobre a cidade (1,8 km contra apenas 1 km para o caso sem cidade) causada pelas temperaturas mais altas da superfície e associada com a convergência urbana e a circulação vertical. O desenvolvimento da convecção ocorreu com o ar urbano o qual apresentou uma temperatura potencial equivalente 3 K superior ao caso sem cidade, mesmo com baixas temperaturas de ponto de orvalho na superfície. Era de se esperar que a zona de convergência urbana se deslocasse no sentido dos ventos de larga escala juntamente com as tempestades em desenvolvimento. Desta forma, a convergência simulada foi consistente com o máximo da atividade de relâmpagos observado sobre a cidade e na região nordeste.

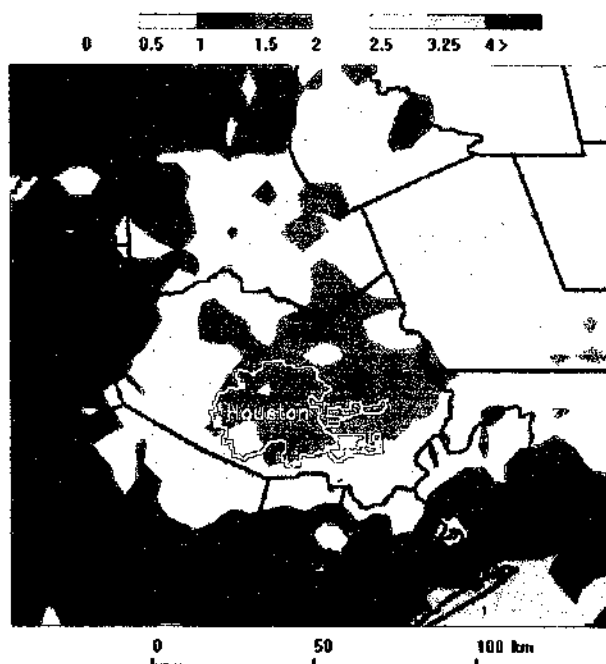


Fig. 4.11 – Densidade de relâmpagos média para o verão (meses de junho, julho e agosto) referente a 12 anos de dados (1989-2000) dada em eventos/km² na cidade de Houston, Texas.
FONTE: Orville et al. (2001, p. 2598).

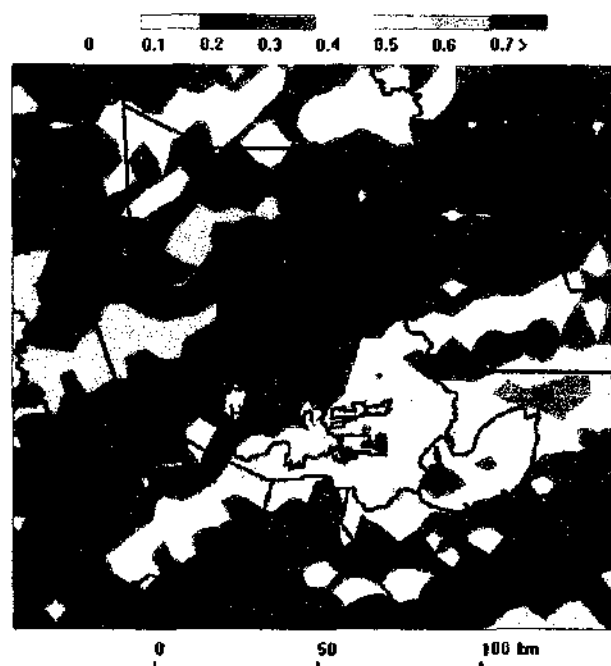


Fig. 4.12 – Densidade média de relâmpagos para o inverno (meses de dezembro, janeiro, fevereiro) referente a 12 anos de dados (1989-2000) dada em eventos/km² para a mesma região da Figura 4.11.

FONTE: Orville et al. (2001, p. 2599).

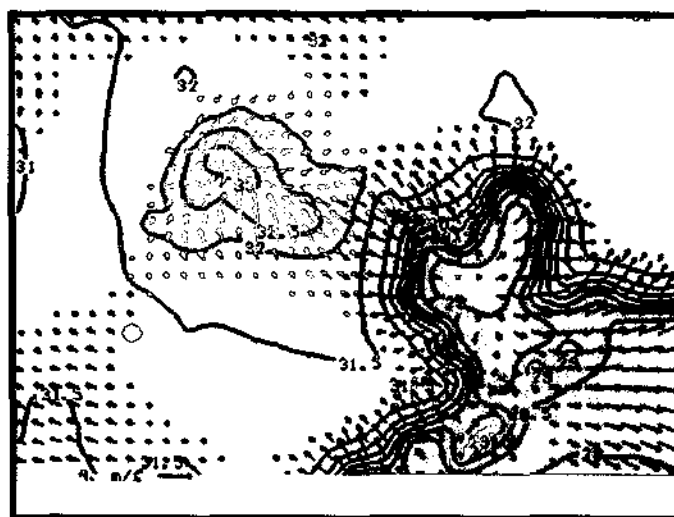


Fig. 4.13 – Simulação de ventos e temperaturas (°C). Resolução espacial dos ventos: 4 km. As células “urbanas” são mostradas em amarelo; “água” em azul. Os ventos da simulação urbana (vermelho) foram sobrepostos com os ventos da simulação sem a cidade (preto). Quando a área urbana de Houston foi removida, a convergência próxima a ela desapareceu.

FONTE: Orville et al. (2001, p. 2599).

A autor acredita ser possível também que as elevadas densidades de relâmpagos observadas em Houston estejam associadas com o aumento dos níveis de poluentes atmosféricos de fontes antropogênicas, uma vez que emissões de poluentes levam a um aumento significativo de aerossóis atmosféricos, tanto primários quanto secundários. Essa grande quantidade de aerossóis pode resultar no aumento da concentração de CCN o qual possui impactos significativos nos processos microfísicos das nuvens (Rosenfeld. 2000). É possível também que a hipótese recente de Rosenfeld e Lensky (1998) se aplique. Neste cenário, um aumento da poluição na camada limite poderia contribuir para a redução do tamanho médio das gotículas da nuvem (devido à baixa eficiência da coalescência) e, assim, haveria maior disponibilidade de água líquida nas regiões de fase mista para potencializar os mecanismos de separação de cargas dentro da nuvem, resultando assim em uma maior quantidade de relâmpagos nuvem-solo. Isso porque, atualmente, acredita-se que os mecanismos de eletrificação sejam determinados pelo tamanho, concentração e fase das partículas em interação no interior das nuvens e por parâmetros do ambiente, como temperatura, velocidade de ascensão do ar e disponibilidade de água líquida.

4.4.3. Soriano e Pablo (2002)

Neste trabalho, os autores pretendem avaliar a eventual influência de pequenas cidades sobre a atividade de relâmpagos, alegando que trabalhos anteriores (Orville et al. 2001; Westcott. 1995 e Changnon. 2001) somente estudaram os efeitos de grandes áreas urbanas (com populações superiores a 500 mil habitantes) sobre as tempestades, não havendo assim análises envolvendo centros urbanos menores (com menos de 500 mil habitantes).

Para as análises, os autores utilizaram 3 anos de dados de descargas nuvem-solo (1992-1994) obtidos a partir de uma rede de detecção instalada na Península Ibérica e composta por sensores IMPACT 141-T. Foram selecionadas 9 cidades da Espanha, com populações variando de 2.200 habitantes até aproximadamente 334 mil. As áreas das cidades variavam de 0,5 a 25 km².

Os dados revelaram diferenças significativas entre o número de eventos registrados para as regiões contrárias ao sentido dos ventos predominantes (*upwind*, UW), a favor dos ventos

(*downwind*, DW) e sobre a área urbana, refletindo basicamente os efeitos das cidades. Como esperado, os percentuais de variação no número de descargas da região UW em relação à região DW foram maiores que a variação da área urbana para a região DW, tanto para o verão quanto para o ano todo. Segundo os autores, dois efeitos poderiam explicar esses resultados: (1) a área urbana poderia iniciar a formação de novas nuvens de tempestade; (2) a atividade de relâmpagos de tempestades pré-existentes seria intensificada ao passarem sobre a cidade.

Em 7 das 9 cidades consideradas, observou-se que o número de descargas seguia a ordem (do maior para o menor número de ocorrências): região DW > área urbana > região UW. As 2 exceções foram: (1) a cidade de Ávila, onde se obteve a configuração área urbana > região UW > região DW. A justificativa dada foi o efeito da orografia, sugerindo que áreas mais altas tendem a ter mais descargas. Como essa cidade fica numa região montanhosa e sua região UW é mais elevada que a região DW, isso explicaria a inversão entre as duas regiões; (2) a cidade de Velilla, que apresentou a configuração área urbana > região DW > região UW, possui uma usina termelétrica instalada dentro da cidade. A explicação dada foi o excesso de poluição, a qual poderia perturbar a produção de relâmpagos sobre a área urbana, face à contaminação das nuvens locais, resultando assim no aumento de eventos sobre a cidade.

Os autores mencionam vários fatores associados com aglomerações urbanas os quais poderiam intensificar a convecção e, assim, a atividade de relâmpagos: (1) a poluição sobre as cidades aumentaria o número de núcleos de condensação e/ou núcleos de gelo, modificando assim a estrutura da nuvem através da formação de uma robusta fase de gelo, a qual está diretamente relacionada com a eletrificação; (2) a estrutura das edificações urbanas poderia contribuir também como uma forçante para a convecção através do levantamento de massas de ar por atrito; (3) a presença de ilhas de calor poderia desestabilizar o ar que flui sobre a cidade devido ao aquecimento diferenciado nos baixos níveis.

Analisando o efeito dos centros urbanos sobre os processos de precipitação através do tamanho da cidade e de seu número de habitantes, índices empregados por Westcott (1995), os resultados mostraram que um aumento na população da cidade corresponde a um au-

mento na atividade de descargas, havendo uma melhor correlação no verão. Entretanto, na cidade de Valladolid, a magnitude desse aumento não foi tão alta como se esperaria para uma cidade com sua população. Por outro lado, os dados indicaram que o tamanho físico da cidade parece não influenciar na variação do número de descargas. Desta forma, como os fatores que poderiam intensificar a atividade elétrica são de origem antropogênica, seria de se esperar que estejam mais relacionados com o tamanho da população do que com a área da cidade.

Utilizando as concentrações anuais de SO_2 e MP_{10} como indicadores traço para a concentração de CCN, na tentativa de analisar a influência do material particulado sobre a atividade de relâmpagos, os autores descobriram uma ligação entre a concentração de SO_2 e as variações percentuais de descargas da região UW em relação às regiões urbana e DW. Para as cidades consideradas, um aumento na concentração de SO_2 levou a um aumento na quantidade de descargas. Em contraste, as concentrações de MP_{10} aparentemente não apresentaram nenhuma correlação com o aumento no número de eventos. Vale ressaltar que esse estudo foi feito apenas para o ano de 1994, devido à indisponibilidade de dados de poluição para os outros anos. A correlação com o SO_2 foi justificada pelo aumento da concentração de íons sulfato na camada limite das cidades, um possível resultado do aumento das emissões de SO_2 na superfície em comparação com as regiões rurais. Desta forma, valeria então a hipótese de Orville et al. (2001), onde a poluição faria com que mais água super-resfriada alcançasse a fase mista das nuvens de tempestades, potencializando assim a separação de cargas e provocando um aumento na atividade elétrica. Os autores sugerem também que as partículas de sulfato, em geral, seriam CCN mais eficientes que o MP_{10} e, com isso, seria razoável esperar que as concentrações de SO_2 estivessem melhor correlacionadas com o aumento no número de descargas que as concentrações de MP_{10} . Os próprios autores admitem que mais anos de dados seriam necessários para confirmar essa hipótese, uma vez que esses resultados diferem parcialmente daqueles encontrados por Westcott (1995).

Por fim, foi observado um aumento na ocorrência de descargas sobre a área urbana e a região DW entre 15h e 21h (hora local) para 5 das 9 cidades analisadas, mostrando que os efeitos urbanos tendem a se concentrar mais no período da tarde e no início da noite.

4.4.4. Naccarato (2001)

As Figuras 4.14 e 4.15 mostram a distribuição acumulada do número de relâmpagos na Região Metropolitana de São Paulo (RMSP), o maior centro urbano do país, para o verão dos anos de 2000 e 2001. As legendas trazem os intervalos para o número de relâmpagos e os valores entre parênteses representam a quantidade de quadrados cujo número de relâmpagos esteja naquele intervalo.

Claramente, observa-se um aumento na ocorrência de relâmpagos (cerca de 164%) no ano de 2001 em comparação com 2000. Entretanto, quando se compara as Figuras 4.14 e 4.15, percebe-se nitidamente que esse aumento não ocorreu de forma uniforme em toda a região, havendo uma significativa concentração de relâmpagos sobre a região metropolitana da cidade (mostrada na Figura 4.16). Este curioso efeito constitui uma forte evidência de que a atividade humana teve sua parcela de contribuição na alteração das condições ambientes locais, provocando assim o aumento concentrado do número de relâmpagos sobre as regiões mais densamente povoadas.

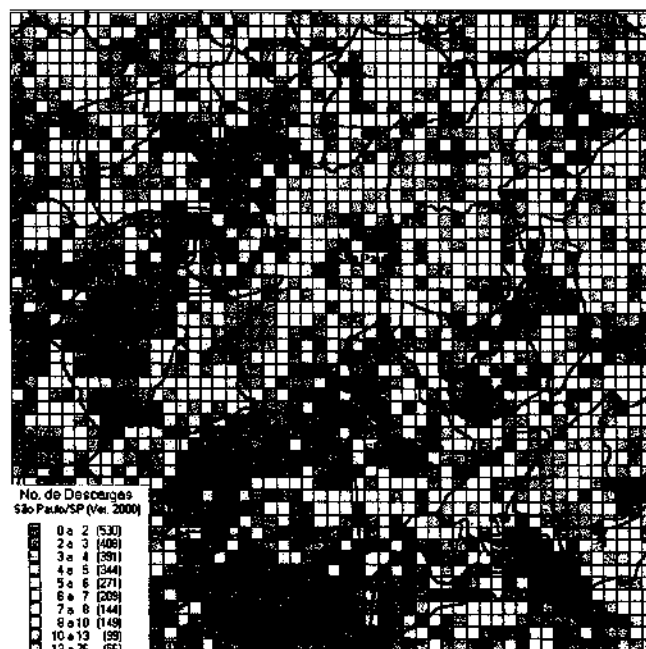


Fig. 4.14 – Distribuição do número de relâmpagos na RMSP durante verão de 2000.
FONTE: Naccarato (2001, p. 136).

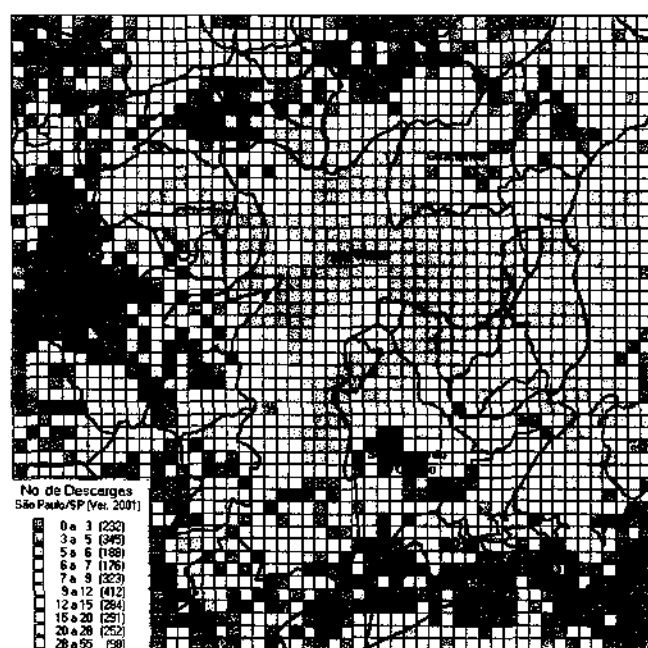


Fig. 4.15 – Distribuição do número de relâmpagos na RMSP durante verão de 2001.
FONTE: Naccarato (2001, p. 137).

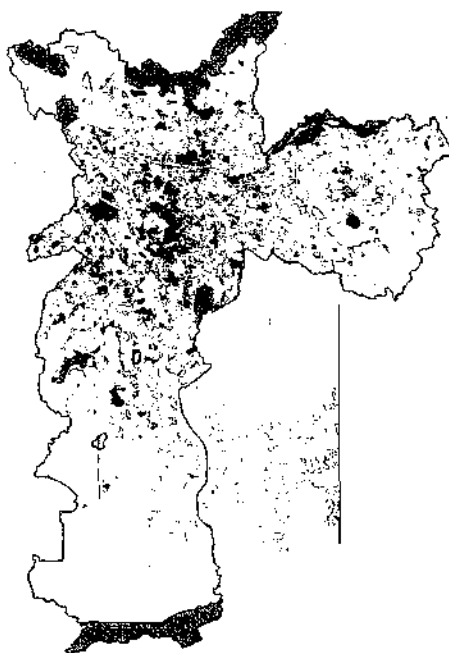


Fig. 4.16 -- Mapa de ocupação do solo do município de São Paulo para o ano de 1999. As regiões em tons mais escuros representam uma ocupação superior a 60% por residências, estabelecimentos comerciais e indústrias.
FONTE: Naccarato (2001, p. 140).

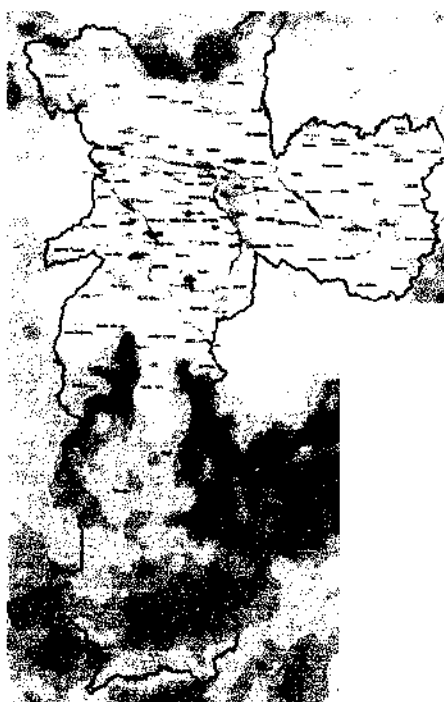


Fig. 4.17 – Mapa da banda termal do município de São Paulo obtido pelo satélite LandSat7 em Set/1999. As cores vermelha e azul indicam, respectivamente, maior e menor temperatura aparente do solo.
FONTE: Naccarato (2001, p. 140).

A comparação das Figuras 4.15 e 4.17 revela uma relação surpreendente entre a temperatura do solo, registrada via satélite, e a concentração do número de relâmpagos. Fisicamente, a explicação dada baseou-se na estreita relação entre a temperatura e os processos de formação das nuvens de tempestades. Quanto maior a diferença de temperatura entre a área urbana e sua vizinhança, pela teoria da parcela, maior seria a energia de ascensão do ar (intensificação da convecção, maior disponibilidade de CAPE), dando origem a nuvens mais profundas. Estas, por sua vez, poderiam apresentar centros de cargas maiores, aumentando assim a ocorrência de relâmpagos.

Além disso, comparando-se as Figuras 4.16 e 4.17, observa-se que a distribuição geográfica da temperatura também acompanha com extrema fidelidade a região de maior concentração populacional e industrial do município de São Paulo. Acredita-se que essa configuração da ilha de calor seja mais acentuada no verão.

Com base nesses resultados, evidencia-se que a formação das ilhas de calor nas áreas urbanas, juntamente com a poluição atmosférica, seria um possível fator responsável pela ocorrência do aumento concentrado dos relâmpagos sobre a RMSP.

4.4.5. Resumo

Analisando os três trabalhos anteriores, observa-se que os autores discutem vários fatores associados com centros urbanos que poderiam ser responsáveis pela intensificação da convecção, potencialização da eletrificação e, assim, aumento na atividade de relâmpagos. Entretanto, percebe-se que todas as argumentações convergem para 2 fatores básicos, os quais serão discutidos com mais detalhes a seguir.

4.4.5.1. Poluição Atmosférica

Segundo Rosenfeld e Woodley (2001), a presença de material particulado na atmosfera inibiria o crescimento de gotículas de água dentro de nuvens quentes, uma vez que reduzem o tamanho médio das gotículas, distribuindo a água líquida entre um grande número de gotículas pequenas. Isso porque, quanto menor o diâmetro de uma gota, mais chances ela tem de ser incorporada por uma gota maior (através da coalescência) do que crescer por deposição de vapor ou colidir e incorporar gotas de mesmo tamanho. Para o caso do gelo em nuvens frias, a inibição ocorreria porque as gotículas de solução super-resfriadas pequenas ($< 30 \mu\text{m}$) tendem a permanecer no estado líquido até cerca de -25°C , podendo alcançar temperaturas de até -38°C sem congelarem (para nuvens com elevada quantidade de gotículas muito pequenas e fortes correntes ascendentes). Essas gotículas, flutuando no ar, reduziriam a eficiência de coleta das partículas de gelo, dificultando assim seu crescimento por incrustação e aumentando a disponibilidade de água líquida.

Estudos mediante dados de satélite feitos por Rosenfeld e Lensky (1998) mostraram que as nuvens oceânicas limpas tendem a apresentar um crescimento muito rápido das gotículas de água próximo a sua base, em função da dominância do processo de coalescência, em comparação com as nuvens continentais poluídas, onde o crescimento lento revela a dominância do processo de difusão do vapor. Desta forma, as nuvens continentais apresentam

uma espessa zona de difusão na base da nuvem e uma reduzida zona de coalescência logo acima, o que não acontece com as nuvens oceânicas, as quais apresentam uma espessa zona de coalescência já próximo à base da nuvem, onde o crescimento das gotas é equilibrado pela precipitação. Isso faz com que as nuvens poluídas tenham gotículas de água muito menores que as nuvens limpas, cujos tamanhos aumentam muito lentamente com a altura, ao contrário das nuvens limpas. O congelamento da água nas nuvens limpas ocorre em temperaturas muito mais altas ($> -10^{\circ}\text{C}$) que as nuvens poluídas (entre -10°C e -20°C , chegando até -30°C em casos extremos). Como consequência, a zona de fase mista das nuvens limpas é muito mais fina que nas nuvens poluídas. Esse fato, aliado à rápida perda de água super-resfriada pela precipitação das gotículas, é consistente com as observações de que os relâmpagos são bem menos frequentes (uma ordem de magnitude) nas nuvens oceânicas limpas que nas nuvens continentais poluídas. Isso sugere que as nuvens poluídas, dotadas de uma zona de fase mista mais espessa e com maior disponibilidade de água líquida, favoreceriam a atividade de relâmpagos.

Khain et al. (1999), através de simulações, mostraram que aumentos na concentração de material particulado na atmosfera levam a uma redução da formação de precipitação quente (sem formação de gelo), porém favorecem a formação de cristais de gelo em nuvens frias. Para o caso de baixas concentrações de MP, há a predominância de precipitação das gotículas de água e formação de poucas partículas de gelo, porém grandes o suficiente para precipitarem rapidamente. Já elevadas concentrações de MP, reduzem sensivelmente a formação de precipitação quente, fazendo com que uma fração significativa de gotículas alcancem os níveis de congelamento. Essas gotículas produzem, então, grande quantidade de pequenas partículas e cristais de gelo. A chuva fria (gerada pela fusão do gelo durante a precipitação) tende a ocorrer a dezenas de km da zona de convecção no sentido dos ventos predominantes (região DW). Isso leva à conclusão de que o gelo permanece por mais tempo e em maior quantidade dentro da nuvem e, como não há perda de água super-resfriada por precipitação, ter-se-ia um cenário propício para uma separação de cargas mais eficiente. De fato, alguns estudos na literatura indicaram que as grandes quantidades de CCN das áreas urbanas podem ser responsáveis pelo crescimento mais rápido do número de partículas de gelo e, com isso, a intensificação da precipitação fria. Uma explicação alternativa

seria processos secundários, os quais foram propostos e discutidos por Hallett e Mossop (1974).

Vários trabalhos têm mostrado também que a convecção pode ser intensificada em regiões DW de fontes geradoras de particulados, como indústrias de papel e celulose. Por exemplo, no estudo de Mather (1991), houve um aumento no processo de formação de precipitação por coalescência na região DW de uma indústria de papel, indicado pelo aparecimento de gotas grandes ($> 4 \text{ mm}$) a temperaturas de -10°C , como resultado de um alargamento do espectro de gotículas na base das nuvens. Essas nuvens apresentaram-se mais altas, duradouras e capazes de produzir mais chuva que a maioria das outras nuvens da área.

4.4.5.2. Ilhas de Calor e Rugosidade da Superfície

Já se sabe que as grandes cidades afetam os processos convectivos, embora a natureza dessa influência tenha sido examinada apenas em parte devido às diferenças na configuração das cidades (arquitetura dos edifícios, sua densidade e distribuição, topografia), na composição química e concentração de poluentes e no clima local (ventos predominantes e umidade). Novos dados experimentais e modelos ainda são necessários para se estabelecer a relação mais precisa desses fatores com as ilhas de calor e com seus efeitos sobre a atividade de tempestades (Westcott. 1995).

Conforme estudos de Oke (1982) e Bornstein e Lin (2000), as ilhas de calor urbanas poderiam desestabilizar o ar que flui sobre a cidade devido ao aquecimento diferenciado nos baixos níveis, o qual provocaria aumentos significativos nas velocidades verticais das parcelas de ar dentro da camada limite. Com isso, a ilha de calor tenderia a causar um aumento de precipitação nas áreas urbanas (Lombardo. 1985), favorecendo também maior ocorrência de chuvas de granizo.

De acordo com Landsberg (1981), a estrutura irregular das edificações urbanas poderia contribuir como uma forçante para a convecção através do levantamento de massas de ar por atrito. Isso faria com que a convecção fosse intensificada e as parcelas de ar receberiam grande quantidade de material particulado devido à forte turbulência.

O Projeto METROMEX (*Metropolitan Meteorological Experiment*), desenvolvido na cidade de St. Louis entre 1971 e 1975, indicou que a superfície quente e aerodinamicamente rugosa da cidade promove um aumento na convecção e na turbulência da camada limite (Changnon et al. 1981). Além disso, observações da convergência em baixos níveis e simulações numéricas na área da cidade (Hjelmfelt. 1982) indicaram que a combinação dos efeitos urbanos resulta em velocidades verticais positivas sobre a cidade e sobre a região DW. Foi registrado também um aumento de 15% na precipitação média de verão nessas mesmas áreas. Esse efeito sobre as chuvas foi mais aparente em nuvens convectivas maiores e bem organizadas, o que corresponde a cerca de 25% da população total de eventos de precipitação no verão. O Projeto CAP (*Chicago Area Project*), desenvolvido na cidade de Chicago entre 1976 e 1978, confirmou os resultados de precipitação obtidos em St. Louis (Changnon. 1980). As chuvas de verão sobre a cidade e na região DW aumentaram 15%, sendo este aumento mais evidente em nuvens convectivas maiores. Shafir e Alpert (1990) mostraram também uma anomalia positiva de precipitação sobre a cidade de Jerusalém. Com base em modelos numéricos, justificou-se esse aumento nas chuvas pelo efeito das altas temperaturas urbanas (ilhas de calor), umidade elevada e altas concentrações de CCN.

Em suma, as cidades apresentam fatores comuns que podem contribuir para o aumento da convecção e, conseqüentemente, aumento da atividade de relâmpagos. Elas podem: (1) ser uma fonte de calor capaz de desestabilizar o ar que flui sobre a cidade; (2) funcionar como fonte de núcleos de condensação de nuvens (CCN) e/ou núcleos de gelo; (3) provocar levantamento por atrito de massas de ar, promovendo a convecção.

Para finalizar, não se pode afirmar que a ação do homem seja o único fator responsável pelos efeitos discutidos neste trabalho, uma vez que aspectos geográficos, climáticos e topográficos das áreas urbanas estudadas também possuem suas respectivas parcelas de contribuição (conforme mencionado nos trabalhos analisados). Entretanto, todos os resultados apresentados constituem fortes indícios de que os centros urbanos estejam realmente influenciando de alguma forma o comportamento das nuvens de tempestades e, conseqüentemente, a atividade de relâmpagos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Avila, E. E.; Caranti, G. M.; Castellano, N. E.; Saunders, C. P. R. Laboratory studies of the influence of cloud droplet size on charge transfer during crystal-graupel collisions. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D8, p. 8985-8996, Apr. 1998.
- Avila, E. E.; Pereyra, R. G. Charge transfer during crystal-graupel collisions for two different cloud droplet size distributions. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 23, p. 3837-3840, Dec. 2000
- Avila, E. E.; Pereyra, R. G.; Varela, G. G. A.; Caranti, G. M. The effect of the cloud-droplet spectrum on electrical-charge transfer during individual ice-ice collisions. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 125, n. 557, p. 1669-1679, Part A, Jul. 1999.
- Avila, E. E.; Varela, G. G. A.; Caranti, G. M. Charging in ice-ice collisions as a function of the ambient temperature and the larger particle average temperature. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D23, p. 29609-29614, Dec. 1996.
- Avila, E. E.; Varela, G. G. A.; Caranti, G. M. Temperature dependence of static charging in ice growing by riming. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 24, p. 4515-4522, Dec. 1995.
- Baker, M. B.; Christian, H. J.; Latham, J. A computational study of the relationships linking lightning frequency and other thundercloud parameters. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 121, n. 527, p. 1525-1548, Part A, Oct. 1995.
- Baker, M. B.; Dash, J. G. Charge-transfer in thunderstorms and the surface melting of ice. **Journal of Crystal Growth**, v. 97, n. 3-4, p. 770-776, Oct. 1989
- Bornstein, R.; Lin, Q. L. Urban heat islands and summertime convective thunderstorms in Atlanta: three case studies. **Atmospheric Environment**, v. 34, n. 3, p. 507-516, 2000.
- Brooks, I. M.; Saunders, C. P. R. An experimental investigation of the inductive mechanism of thunderstorm electrification. In: International Conference on Atmospheric Electricity, 9., St. Petersburg, 1992. **Proceedings**. St. Petersburg: International Commission on Atmospheric Electricity, 1992.
- Byers, H. R. **Elements of cloud physics**. Chicago: University of Chicago Press, 1965.
- Caranti, G. M.; Avila, E. E.; Re, M.A. Charge-transfer during individual collisions in ice growing from vapor-deposition. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D8, p. 15365-15375, Aug. 1991.

- Caranti, J.M.; Illingworth, A. J. The contact potential of rimed ice. **Journal of Physical Chemistry**, v. 87, n. 21, p. 4125-4130, 1983.
- Changnon, S. A. Evidence of urban and lake influences on precipitation in the Chicago area. **Journal of Applied Meteorology**. v. 19, n. 10, p. 1137-1159, 1980.
- Changnon, S. A.; Semonin, R. G.; Auer, A. H.; Braham Jr., R. R.; Hales, J. M. METROMEX: a review and summary. **Meteorology Monographs**, v. 18, n. 40. Boston: American Meteorological Society, 1981. 181p.
- Changnon, S. A. Assessment of historical thunderstorm data for urban effects: the Chicago case. **Climatic Change**. v. 49, n. 1-2, p. 161-169, Apr. 2001.
- Companhia de Tecnologia de Saneamento Básico (CETESB). **Relatório de qualidade do ar no Estado de São Paulo**. São Paulo: CETESB, 2002. 103p.
- Cooray, V. Effects of propagation on the return stroke radiation fields. **Radio Science**, v. 22, n. 5, p. 757-768, Sept. 1987.
- Cummins, K. L.; Bardo, E. A.; Hiscox, W. L.; Pyle, R. B.; Pifer, A. E. NLDN'95: A combined TOA/MDF technology upgrade of the U.S. National Lightning Detection Network. In: International Aerospace & Ground Conference on Lightning and Static Electricity, Williamsburg, 1995. **Proceedings**. National Interagency Coordination Group.
- Cummins, K. L.; Burnett, R. O.; Hiscox, W. L.; Pifer, A. E. Line reliability and fault analysis using the National Lightning Detection Network. In: Precise Measurements in Power Conference, Arlington, 1993. **Proceedings**. National Science Foundation and Center for Power Engineering at Virginia Tech.
- Cummins, K. L.; Hiscox W. L.; Pifer A. E.; Maier, M. W. Performance analysis of the U.S. National Lightning Detection Network. In: International Conference on Atmospheric Electricity, 9., St. Petersburg, 1992. **Proceedings**. International Commission on Atmospheric Electricity.
- Cummins, K. L.; Krider, E. P.; Malone, M. D. The U.S. National Lightning Detection Network and applications of cloud-to-ground lightning data by electric power utilities. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v. 40, n. 4, Part 2, p. 465-480, Nov. 1998b.
- Cummins, K. L.; Murphy, M. J.; Bardo, E. A.; Hiscox, W. L.; Pyle, R. B.; Pifer, A. E. A combined TOA/MDF technology upgrade of the U.S. National Lightning Detection Network. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, D8, p. 9035-9044, Apr. 1998a.

- Dash, J. G.; Mason, B. L.; Wettlaufer, J. S. Theory of charge and mass transfer in ice-ice collisions. **Journal of Geophysical Research**, v. 106, n. D17, p. 20395-20402, Sep. 2001.
- Global Atmospheric (GAI). **Advanced Lightning Direction Finder - Model 141-T ALDF: installation, operation, and maintenance manual**. Tucson, 1994.
- Global Atmospheric (GAI). **Lightning Position & Tracking Sensor IV (LPATS IV): installation, operation, and maintenance manual**. Tucson, 1998.
- Global Atmospheric (GAI). **LP2000 - Lightning Processor user's guide**. Tucson, 1999.
- Global Atmospheric (GAI). **Technical manual for LPATS remote receiver series III**. Tucson, 1995.
- Goody, R. M.; Walker, J. C. G. **Atmosferas planetárias**. São Paulo: Edgard Blucher, 1975. 137p.
- Hallett, J.; Mossop, S.C. Production of secondary ice particles during the riming process. **Nature**, v. 24, n. 5452, p. 26-28, 1974.
- Haywood J.; Boucher, O. Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols: a review. **Reviews of Geophysics**, v. 38, n. 4, p. 513-543, Nov. 2000.
- Hjelmfelt, M. R. Numerical simulation of the effects of St. Louis on mesoscale boundary layer airflow and vertical air motions: simulations of urban vs. non-urban effects. **Journal of Applied Meteorology**. v. 21, n. 9, p. 1239-1257, 1982.
- Hobbs, P. V. **Aerosol-cloud-climate interactions**. International Geophysics Series n°52. San Diego: Academic Press, 1993. 235p. Cap. 2: Aerosol-cloud interactions, p. 33-73.
- Iribarne, J. V.; Cho, H. R. **Atmospheric physics**. Dordrecht: D. Reidel Publishing, 1980. 212p.
- Jóhannsdóttir, H. **Comparison of lightning location systems**. Lyngby, Denmark: Technical University of Denmark, Electric Power Engineering Department, 1993. 208p.
- Keith, W. D.; Saunders, C. P. R. Further laboratory studies of the charging of graupel during ice crystal interactions. **Atmospheric Research**, v. 25, p. 445, 1990.

- Khain, A.; Pokrovsky, A.; Sednev, I. Some effects of cloud-aerosol interaction on cloud microphysics structure and precipitation formation: numerical experiments with a spectral microphysics cloud ensemble model. **Atmospheric Research**, v. 52, n. 3, p. 195-220, Sep. 1999.
- Landsberg, H. E. **The urban climate**. International Geophysical Series n° 28. London: Academic Press, 1981. 275p.
- Liu, Y. G.; Hallett, J. The '1/3' power law between effective radius and liquid-water content. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 123, n. 542, p. 1789-1795, Part B, Jul. 1997.
- López, R.E.; Holle, R. L.; Ortiz, R.; Watson, A. I. Detection efficiency losses of networks of direction finders due to flash signal attenuation with range. In: International Aerospace & Ground Conference on Lightning and Static Electricity, Atlantic City, 1992. **Proceedings**. NASA, FAA, U.S. Departments of Navy, Army, and Air Force.
- Lombardo, M. A. **Ilha de calor nas metrópoles: o exemplo de São Paulo**. São Paulo: Hucitec, 1985. 244p.
- MacGorman, D. R.; Rust W. D. **The Electrical nature of storms**. Nova York: Oxford University Press, 1998. 422p. Cap. 6: Instruments, p. 118-162.
- Mason, B. L.; Dash, J. G. Charge and mass transfer in ice-ice collisions: Experimental observations of a mechanism in thunderstorm electrification. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. D8, p. 10185-10192, Apr. 2000.
- Mather, G. K. Coalescence enhancement in large multicell storms caused by the emissions from a Kraft paper-mill. **Journal of Applied Meteorology**, v. 30, n. 8, p. 1134-1146, Aug. 1991.
- Miller, K.; Gadian, A.; Saunders, C.; Latham, J.; Christian, H. Modelling and observations of thundercloud electrification and lightning. **Atmospheric Research**, v. 58, n. 2, p. 89-115, Jul. 2001.
- Miranda, R. M.; Andrade, M. F.; Worobiec, A.; Grieken, R. Characterization of aerosol particles in the São Paulo metropolitan area. **Atmospheric Environment**, v. 36, n. 2, p. 345-352, Jan. 2002.
- Mitzeva, R.; Saunders, C. P. R. Thunderstorm charging - calculations of the effect of ice crystal size and graupel velocity. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 52, n. 4, p. 241-245, Apr. 1990.
- Moore, C. B.; Vonnegut, B.; Holden, D. N. Anomalous electric-fields associated with clouds growing over a source of negative space-charge. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D11, p. 13127-13134, Sep. 1989.

- Naccarato, K. P. **Estudo de relâmpagos no Brasil com base na análise de desempenho do sistema de localização de tempestades.** São José dos Campos. 165p. (INPE-8380-TDI/770). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2001
- Ogawa, T. Lightning currents. In: Volland, H. ed. **Handbook of atmospheric electrodynamics.** Boca Raton: CRC Press, 1995. v. 1, Cap. 4, p. 93-136.
- Oke, T. R. The energetic basis of the urban heat island. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 108, n. 455, p. 1-24, 1982.
- Orville, R. E. Calibration of a magnetic direction finding network using measured triggered lightning return stroke peak currents. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, D9, p. 17135-17142, Sept. 1991.
- Orville, R. E.; Huffines, G. R.; Nielsen-Gammon, J.; Zhang, R.; Ely, B.; Steiger, S.; Phillips, S.; Allen, S.; Read, W. Enhancement of cloud-to-ground lightning over Houston, Texas. **Geophysical Research Letters**. v. 28, n. 13, p. 2597-2600, July 2001.
- Paul, S. K. Cloud drop spectra at different levels and with respect to cloud thickness and rain. **Atmospheric Research**, v. 52, n. 4, p. 303-314, Jan. 2000.
- Petersen, W. A.; Rutledge, S. A. On the relationship between cloud-to-ground lightning and convective rainfall. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D12, p. 14025-14040, Jun. 1998.
- Pinto, I. R. C. A. **Estudos sobre campos elétricos e condutividade associados a nuvens eletrificadas na região da América do Sul.** São José dos Campos. 129p. (INPE-4487-TDL/325). Tese (Doutoramento em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1987.
- Rakov V. A.; Uman, M. A.; Thottappillil, R. Review of lightning properties from electric field and TV observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, D5, p. 10745-10750, May 1994.
- Reid, J. S.; Hobbs, P. V.; Rangno, A. L.; Hegg, D. A. Relationships between cloud droplet effective radius, liquid water content, and droplet concentration for warm clouds in Brazil embedded in biomass smoke. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. D6, p. 6145-6153, Mar. 1999.
- Rosenfeld, D.; Lensky, I. M. Satellite-based insights into precipitation formation processes in continental and maritime convective clouds. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 79, n. 11, p. 2457-2476, Nov. 1998.
- Rosenfeld, D. Suppression of rain and snow by urban and industrial air pollution. **Science**, v. 287, n. 5459, p. 1793-1796, Mar. 2000.

- Rosenfeld, D.; Woodley, W. Pollution and clouds. **Physics World**, v. 14, n. 2, p. 33-37, Feb. 2001
- Saunders, C. P. R. Thunderstorm electrification. In: Volland, H. ed. **Handbook of atmospheric electrodynamics**. Boca Raton: CRC Press, 1995. v. 1, Cap. 3, p. 61-92.
- Saunders, C. P. R.; Keith, W. D., Mitzeva, R. P. The effect of liquid water on thunderstorm charging. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D6, p. 11007-11017, Jun. 1991.
- Saunders, C. P. R.; Peck, S. L. Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. D12, p. 13949-13956, Jun. 1998.
- Saunders, C. P. R.; Peck, S. L.; Varela, G. G. A.; Avila, E. E.; Castellano, N. E. A laboratory study of the influence of water vapour and mixing on the charge transfer process during collisions between ice crystals and graupel. **Atmospheric Research**, v. 58, n. 3, p. 187-203, Aug. 2001.
- Schulz, W. **Performance evaluation of lightning location systems**. Vienna, Switzerland: Technical University of Vienna, Faculty of Electrical Engineering, 1997. 136p.
- Seinfeld, J. H.; Pandis, S. N. **Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change**. New York: John Wiley & Sons, 1998. 1326p.
- Shafir, H.; Alpert, P. On the urban orographic rainfall anomaly in Jerusalem - a numerical study. **Atmospheric Environment, Part B: Urban Atmosphere**, v. 24, n. 3, p. 365-375, 1990.
- Soriano L. R.; Pablo F. Effect of small urban areas in central Spain on the enhancement of cloud-to-ground lightning activity. **Atmospheric Environment**. v. 36, n. 17, p. 2809-2816, Jun. 2002.
- Soula, S; Chauzy, S. Some aspects of the correlation between lightning and rain activities in thunderstorms. **Atmospheric Research**, v. 56, n. 1-4, p. 355-373, Jan. 2001
- Stansfield, R. G. Statistical theory of DF fixing. **Journal of Institution of Electrical Engineers**, v. 94, Part 3A, p. 762-770, 1947.
- Stull, R. **Meteorology for scientists and engineers**. Pacific Grove: Brooks/Cole, 2000. 2nd ed., 471p.
- Takahashi, T. Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 8, p. 1536-1548, 1978.

- Théry, C. Evaluation of LPATS data using VHF interferometric observations of lightning flashes during Eulinox experiment. **Atmospheric Research**, v. 56, n. 1-4, p. 397-409, Jan. 2001.
- Uman, M. A.; Mclain, D. K.; Krider, E. P. The electromagnetic radiation from a finite antenna. **American Journal of Physics**, v. 43, n. 1, p. 33-38, Jan. 1975.
- Vonnegut B.; Moore, C. B.; Semonin, R. G.; Bradley, W. E.; Bullock, J. W.; Staggs, D. W. Effect of atmospheric space charge on initial electrification of cumulus clouds. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, n. 10, p. 3909, 1962.
- Vonnegut, B. How the external currents flowing to a thundercloud influence its electrification. **Annales Geophysicae**, v. 9, n. 1, p. 34-36, Jan. 1991.
- Wacker, R. S.; Orville, R. E. Changes in measured lightning flashes count and return stroke peak current after the 1994 U.S. National Lightning Detection Network upgrade. 1. Observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. D2, p. 2151-2157, Jan. 1999.
- Westcott, N.E. Summertime cloud-to-ground lightning activity around major midwestern urban areas. **Journal of Applied Meteorology**, v. 34, n. 7, p. 1633-1642, July 1995.
- Williams, E. R. Meteorological aspects of thunderstorms. In: Volland, H. ed. **Handbook of atmospheric electrodynamics**. Boca Raton: CRC Press, 1995. v. 1, Cap. 2, p. 27-60.
- Williams, E. R. The electrification of thunderstorms. **Scientific American**, v. 259, n. 5, p. 88-99, Nov. 1988.



Título

TÓPICOS EM ELETRICIDADE ATMOSFÉRICA

Autor

Kleber Pinheiro Naccarato

Tradutor

-

Editor

-

Origem	Projeto	Série	No. de Páginas	No. de Fotos	No. de Mapas
DGE/SPG	-	-	155	0	0

Tipo

☐ RPQ ☐ PRE ☐ NTC ☐ PRP ☐ MAN ☒ PUD ☐ TAE

Divulgação

☐ Externa ☒ Interna ☐ Reservada ☐ Lista de Distribuição Anexa

Periódico / Evento

Exame de qualificação - Doutorado em Geofísica Espacial Aprovado em 05 de setembro de 2002

Convênio

Autorização Preliminar

28/11/02

Data

Enio Bueno Pereira

Chefe da Divisão de Geofísica Espacial

Titular da Unidade

Revisão Técnica

☐ Solicitada

☒ Dispensada

JOÃO BRAGA

Coordenador Geral

Ciência e Tecnologia e Atmosfera

Titular de Nível "A"

Recebida / /

Devolvida / /

Assinatura do Revisor

Revisão de Linguagem

☐ Solicitada

☒ Dispensada

JOÃO BRAGA

Coordenador Geral

Ciência e Tecnologia e Atmosfera

Titular de Nível "A"

Recebida / /

Devolvida / /

Assinatura do Revisor

Autorização Final

 / /

Data

Titular da Unidade

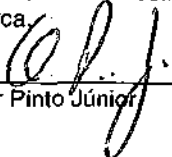
Palavras Chave

Relâmpagos, Tempestades, Sensores, Física de Nuvens, Nuvens, Termodinâmica, Detecção, Eletricidade Atmosférica, Cidades, Poluição do ar



Secretaria	
____/____/____ Data	Recebida ____/____/____ Devolvida ____/____/____
_____ Encaminhado Por	_____ Devolvido Por

Controle e Divulgação	
____/____/____ Data	Recebido Por: _____ Devolvido Para: _____
Pronto Para Publicação em: ____/____/____	____/____/____ Data
No. _____ Quant. _____	_____ Assinatura
INPE-9387-PVD/118	

Observações
Recomendo a publicação do exame de qualificação do aluno Kleber P. Naccarato pois servirá de referência para outros alunos de Mestrado e Doutorado que venham ingressar no INPE em virtude de sua qualidade e relevância científica.  _____ Osmar Pinto Júnior