



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.01.01.59-TDI

## **CARACTERIZAÇÃO DAS COMPONENTES-M E DOS LÍDERES DE RELÂMPAGOS NATURAIS A PARTIR DE OBSERVAÇÕES DE CÂMERAS DE ALTA RESOLUÇÃO TEMPORAL E MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO**

Leandro Zanella de Souza Campos

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelo Dr. Marcelo Magalhães Fares Saba, aprovada em 01 de março de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BA2MDE>>

INPE  
São José dos Campos  
2012

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):****Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**Membros:**

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.01.01.59-TDI

## **CARACTERIZAÇÃO DAS COMPONENTES-M E DOS LÍDERES DE RELÂMPAGOS NATURAIS A PARTIR DE OBSERVAÇÕES DE CÂMERAS DE ALTA RESOLUÇÃO TEMPORAL E MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO**

Leandro Zanella de Souza Campos

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelo Dr. Marcelo Magalhães Fares Saba, aprovada em 01 de março de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BA2MDE>>

INPE  
São José dos Campos  
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

C157c Campos, Leandro Zanella de Souza.  
Caracterização das componentes-m e dos líderes de relâmpagos naturais a partir de observações de câmeras de alta resolução temporal e medidas de campo elétrico / Leandro Zanella de Souza Campos. – São José dos Campos : INPE, 2012.  
xvi + 178 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.01.01.59-TDI)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientador : Dr. Marcelo Magalhães Fares Saba.

1. relâmpagos. 2. componentes-m. 3. líderes. 4. modelo bidirecional. I. Título.

CDU 551.594.22

---

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de Mestre em  
Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas

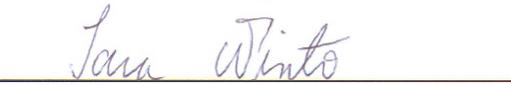
Dra. Inez Staciarini Batista



---

Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dra. Iara Regina Cardoso de Almeida Pinto



---

Vice-Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Marcelo Magalhães Fares Saba



---

Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dra. Fernanda São Sabbas Tavares



---

Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Moacir Lacerda



---

Convidado(a) / UFMS / Campo Grande - MS

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

(X) unanimidade

Aluno (a): Leandro Zanella de Souza Campos

São José dos Campos, 01 de março de 2012



*"É um erro capital teorizar antes de se possuir dados. Sem perceber, pode-se começar a distorcer fatos para se encaixar em teorias em vez de teorias para se encaixar em fatos."*

*Sherlock Holmes, no conto "Um Escândalo na Boêmia", escrito por Sir Arthur Conan Doyle (tradução livre)*



*A meus pais e à memória do amigo Evandro Ferraz*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a meus pais, minha irmã e toda a minha família, pelo apoio irrestrito, encorajamento, incentivo, paciência e compreensão, neste e em todos os outros passos da minha caminhada acadêmica. Nada teria sido possível sem vocês.

À minha namorada Viviane, pelo companheirismo, cumplicidade e carinho demonstrados diariamente. Tudo seria muito mais difícil sem a sua presença.

Ao meu orientador, Dr. Marcelo Saba, por todo o conhecimento transferido desde muito antes do início do desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus colegas de curso e grandes amigos, Cassio, Cristiano, Lucas, Rodrigo e Vitor, pelos momentos de aprendizado, estudo, diversão e, é claro, desespero.

A todos os membros do ELAT, alunos e técnicos, por inúmeras contribuições imprescindíveis para cada pedacinho de dado utilizado ao longo de todo este trabalho.

Aos meus queridos amigos Alvaro, Antônio, Cláudia, Filipe, Gisele e Jéferson, pelo incentivo e pelas inúmeras ajudas em inúmeros momentos.

Aos docentes do curso, que muito contribuíram em vários aspectos deste trabalho.

Ao Tom e sua família, pela hospitalidade e apoio. Ao Dr. Philip Krider, pelo exemplo e entusiasmo inabalável. Ao Dr. Earle Williams, por todas as sugestões e conselhos. Ao Dr. Vladislav Mazur, por uma conversa de poucas horas que se converteu em muitas ideias.

Ao Professor Maurício Furlan, por ter transferido o *momentum* inicial.

Ao amigo Dr. Evandro Ferraz (*in memoriam*), por um legado que transcendeu as contribuições técnicas ou científicas.

À FAPESP e à CAPES, pelo auxílio financeiro sem o qual teria sido impossível realizar este trabalho.



## RESUMO

O presente trabalho consiste em combinar observações obtidas através de câmeras de vídeo de alta resolução temporal e medidas de campo elétrico atmosférico para estudar e caracterizar dois dos fenômenos relacionados aos relâmpagos nuvem-solo naturais: líderes e componentes-M. Utilizando dados de redes de detecção de relâmpagos de larga escala e aplicando técnicas de fotogrametria foi possível obter distribuições estatísticas da velocidade de propagação de líderes escalonados (negativos), contínuos e positivos, bem como analisar como ela evolui conforme eles se aproximam do solo. Observamos que a maior parte dos líderes positivos acelera ao longo de seu desenvolvimento, enquanto os líderes escalonados (negativos) desenvolvem velocidades que tendem a oscilar ao redor de um valor médio e os líderes contínuos frequentemente desaceleram. Para os três tipos mencionados nós não encontramos qualquer correlação entre a velocidade média do líder e o pico de corrente da descarga de retorno iniciada por ele. Por outro lado, foi possível mostrar que a velocidade dos líderes contínuos depende do tempo transcorrido desde a descarga de retorno anterior, o que indica que eles sofrem uma grande influência da condutividade remanescente ao longo do canal. Uma série de estudos de caso de líderes e componentes-M foi realizada a partir da sincronização entre os registros obtidos pelas câmeras e os dados fornecidos pelos sensores de campo elétrico. Através deles foi possível notar que líderes escalonados e líderes positivos devem possuir distribuições semelhantes de cargas elétricas, enquanto que líderes contínuos aparentam ter uma estrutura bastante distinta. Pela primeira vez foi possível associar a ocorrência de líderes de recuo (visíveis com o auxílio das câmeras de alta resolução temporal) à produção de pulsos de campo elétrico de curta duração, da ordem de alguns microssegundos. Estes pulsos se assemelham bastante aos descritos em trabalhos anteriores que analisaram descargas K de relâmpagos intranuvem e nuvem-solo, reforçando a hipótese de que ambos consistem em um mesmo fenômeno físico. Observamos também casos especiais de líderes escalonados; dois eventos classificados como tipo  $\beta_1$  e sete casos do tipo  $\beta_2$ . Finalmente, realizamos uma análise comparativa das componentes-M negativas e positivas, mostrando as diferenças entre suas assinaturas de campo elétrico. Os resultados sugerem que as componentes-M negativas, normalmente precedidas por pulsos de curta duração (da ordem de microssegundos), são iniciadas por líderes de recuo.



**CHARACTERIZATION OF M COMPONENTS AND LEADERS ASSOCIATED  
WITH NATURAL LIGHTNING FROM HIGH-SPEED VIDEO  
OBSERVATIONS AND ELECTRIC FIELD MEASUREMENTS**

**ABSTRACT**

The present work project consists in combining observations obtained from high-speed video cameras and atmospheric electric field measurements to study two physical phenomena involved in the production of natural cloud-to-ground lightning: leaders and M components. By using data from lightning locating systems and applying photogrammetry techniques it was possible to obtain statistical distributions of the propagation speed of negative stepped, dart and positive leaders, as well as analyze how they change as the leader approaches the ground. We have observed that the majority of positive leaders accelerate throughout their development, while stepped leaders present speeds that tend to oscillate around an average value and dart leaders most frequently decelerate. For the three leader types mentioned above we have found no correlation between average speed and the estimated return stroke peak current; on the other hand, dart leader average speeds depend strongly on the elapsed time since the previous return stroke, which indicates that they are strongly influenced by the remaining channel electric conductivity. Also, a series of case studies of leaders and M components was done based on synchronization of the high-speed camera recordings with the electric field sensor data. We noticed that stepped and positive leaders must have similar electric charge distributions, while dart leaders present a distinct structure. For the very first time it was possible to associate the occurrence of recoil leaders (visible through the camera records) to the production of short duration pulses, of the order of a few microseconds, and detectable by the fast electric field sensor. These pulses resemble those described in previous works that focus on K changes of intracloud and ground flashes, reinforcing the hypothesis that proposes that they are the same phenomenon. We have also analyzed special cases of stepped leaders; two events categorized as  $\beta_1$  leaders and seven cases of  $\beta_2$  leaders. This has induced us to propose a hypothesis to describe them in the context of the bidirectional leader model. Finally, we have done a comparative analysis between positive and negative M components, showing the differences in their electric field waveforms. The results suggest that negative M components are usually preceded by short duration pulses (of the order of microseconds), suggesting that they are initiated by recoil leaders.



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO .....	1
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
2.1. Breve histórico do Grupo de Eletricidade Atmosférica (ELAT).....	5
2.2. Definições básicas, formação e classificação de relâmpagos.....	6
2.3. Etapas de um relâmpago nuvem-solo negativo .....	10
2.4. Microfísica do líder escalonado.....	15
2.5. Líderes escalonados tipo $\beta_2$ .....	19
2.6. Caracterização dos relâmpagos nuvem-solo positivos – O que conhecemos.....	21
2.7. Microfísica do líder positivo .....	22
2.8. Descargas K (líderes de recuo).....	25
2.9. Componentes-M .....	28
2.10. A teoria de líder bidirecional para formação de descargas atmosféricas .....	35
2.10.1. Modelo bidirecional para descargas intranuvem .....	35
2.10.2. Modelo bidirecional para relâmpagos nuvem-solo negativos .....	37
2.10.3. Modelo bidirecional para relâmpagos nuvem-solo positivos .....	39
2.10.4. Líderes contínuos negativos, componentes-M e o modelo bidirecional.....	40
2.11. Observações ópticas de alta resolução temporal em eletricidade atmosférica ....	41
3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA.....	45
3.1. Câmeras digitais de alta resolução temporal .....	45
3.1.1. Programa para obtenção de curvas de luminosidade <i>versus</i> tempo.....	48
3.1.2. Técnica de fotogrametria .....	53
3.1.3. Matriz padrão de dados das câmeras rápidas.....	56
3.2. Sensores de campo elétrico atmosférico.....	57
3.2.1. Fundamentação .....	57
3.2.2. Sistema de aquisição e sua sincronização com os dados ópticos.....	62
3.3. Redes de detecção de relâmpagos .....	65
3.4. Locais de observação.....	67
3.4.1. São José dos Campos, São Paulo, Brasil .....	67
3.4.2. São Martinho da Serra, Rio Grande do Sul, Brasil.....	68
3.4.3. Tucson, Arizona, EUA.....	68
3.4.4. Rapid City, South Dakota, EUA .....	70

4	LÍDERES – ANÁLISES ESTATÍSTICAS .....	71
4.1.	Líderes escalonados negativos.....	71
4.1.1.	Distribuição estatística de velocidades .....	71
4.1.2.	Velocidade média em função do pico de corrente estimado.....	74
4.1.3.	Variação da velocidade de propagação com a altura .....	76
4.2.	Líderes contínuos negativos .....	80
4.2.1.	Distribuição estatística de velocidades .....	80
4.2.2.	Variação da velocidade de propagação com a altura .....	83
4.2.3.	Velocidade de propagação em função de outros parâmetros.....	87
4.3.	Líderes positivos.....	90
4.3.1.	Distribuição estatística de velocidades .....	90
4.3.2.	Variação da velocidade de propagação com a altura .....	92
4.3.3.	Velocidade de propagação em função de outros parâmetros.....	95
5	LÍDERES – ESTUDOS DE CASO .....	101
5.1.	Líderes de relâmpagos nuvem-solo: casos típicos.....	101
5.1.1.	Líderes escalonados .....	101
5.1.2.	Líder contínuo negativo .....	109
5.1.3.	Líder positivo .....	117
5.1.4.	Líder de recuo .....	121
5.2.	Eventos incomuns: estudos de caso.....	125
5.2.1.	Líderes negativos tipo $\beta$ (ou $\beta_1$ ).....	126
5.2.2.	Líderes negativos tipo $\beta_2$ .....	129
6	COMPONENTES-M – ANÁLISES E DISCUSSÕES.....	141
6.1.	Componentes-M produzidas em relâmpagos nuvem-solo negativos .....	141
6.1.1.	Caracterização da forma de onda típica .....	141
6.1.2.	Análise de alguns casos especiais .....	146
6.1.3.	Influência do tempo desde a descarga de retorno sobre as características das componentes-M .....	150
6.2.	Componentes-M produzidas em relâmpagos nuvem-solo positivos .....	154
7	CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS FINAIS .....	161
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	167
	APÊNDICE A – CÓDIGO-FONTE DO PROGRAMA DESENVOLVIDO PARA OBTENÇÃO DE CURVAS DE LUMINOSIDADE <i>VERSUS</i> TEMPO .....	177

## 1 INTRODUÇÃO

A partir dos estudos pioneiros de Schonland (1938) e vários colaboradores, teve origem o conhecimento acerca do fenômeno físico conhecido como “líder”, uma descarga luminosa relativamente fraca que se propaga em direção ao solo, criando um canal ionizado através de uma complexa sequência de processos envolvendo a formação de plasma (LES RENARDIÈRES GROUP, 1977, 1981; GALLIMBERTI et al., 2002). Descobriu-se que as primeiras descargas de retorno negativas são precedidas pelos “líderes escalonados” (*stepped leaders*), assim denominados por apresentarem um desenvolvimento descontínuo, composto por passos com comprimentos que vão de algumas dezenas até poucas centenas de metros de comprimento, com intervalos de dezenas de microssegundos entre eles; com estas características, eles apresentam velocidades médias típicas da ordem de  $10^5 \text{ m s}^{-1}$  (BEASLEY et al., 1983; PROCTOR et al., 1988).

As descargas de retorno subsequentes negativas que utilizam um canal previamente ionizado, por outro lado, são precedidas pelos “líderes contínuos” (*dart leaders*) que, conforme sua nomenclatura, não apresentam passos em seu desenvolvimento, que se dá de forma contínua em direção ao solo com velocidades médias pelo menos uma ordem de grandeza maior do que as observadas para os líderes escalonados (e.g., ORVILLE; IDONE, 1982; JORDAN et al., 1992).

Finalmente, as descargas de retorno positivas são precedidas por um tipo de líder bastante peculiar, sobre o qual temos menos conhecimento. Durante quatro décadas, Berger e Vogelsanger (1966) foram os únicos a reportar uma medida da velocidade (da ordem de  $10^6 \text{ m s}^{-1}$ ) de um líder positivo observado na atmosfera em uma descarga produzida em uma torre instrumentada. Além de seu estudo, os únicos dados disponíveis foram os obtidos pelo Les Renardières Group (1977) em seus experimentos envolvendo descargas elétricas (menores do que dez metros) produzidas em laboratório (com velocidades da ordem de  $10^4 \text{ m s}^{-1}$ ). Desta forma, havia uma discrepância de duas ordens de grandeza entre os resultados destes dois estudos, um problema que se refletia em diversos estudos apresentados na literatura; por exemplo, a análise de relâmpagos do tipo *spider* realizada por Mazur et al. (1998) dependia diretamente de medidas de velocidade de líderes positivos para estimar seu ponto de iniciação. Este cenário começou a se alterar apenas com o advento das câmeras digitais de alta resolução

temporal, que tornaram possíveis os trabalhos de Kong et al. (2008) e Saba et al. (2008). Eles passaram a indicar que os líderes positivos possuem velocidades dentro de um espectro mais amplo do que se sabia anteriormente, mostrando que os resultados de Berger e Vogelsanger (1966) e Les Renardières Group (1977) representavam casos extremos dentro das possibilidades observadas em relâmpagos nuvem-solo naturais. Ainda existe, porém, uma grande controvérsia com relação aos processos microfísicos envolvidos no desenvolvimento dos líderes positivos. Enquanto os experimentos com descargas produzidas em laboratório indicam uma propagação contínua, sem a ocorrência de passos (LES RENARDIÈRES GROUP, 1977; GALLIMBERTI et al., 2002), Kong et al. (2008) e Wang e Takagi (2011) apresentaram observações de sistemas ópticos (uma câmera de alta resolução temporal e um arranjo de fotodiodos de resposta rápida, respectivamente), juntamente com medidas de campo elétrico atmosférico, que sugerem que o desenvolvimento se dá de forma análoga aos líderes escalonados negativos, acontecendo de forma descontínua. As observações apresentadas nestes dois trabalhos, porém, não foram capazes de mostrar detalhadamente o desenvolvimento de passos individuais, fazendo com que estudos futuros, utilizando câmeras com resoluções temporais mais elevadas, sejam necessários para verificar esta hipótese.

As componentes-M foram observadas pela primeira vez por Malan e Collens (1937) como sendo parte da “estrutura fina” da curva de luminosidade *versus* tempo que se sucede após a descarga de retorno. Elas caracterizam-se como um aumento na intensidade da luminosidade emitida pelo canal do relâmpago que, quando consideradas como uma função do tempo, apresentam-se de forma aproximadamente simétrica. Posteriormente, Malan e Schonland (1947) conseguiram associar este aumento da luminosidade do canal a variações de campo elétrico e, cerca de cinco décadas depois, pesquisas realizadas a partir de relâmpagos induzidos por foguetes mostraram que as componentes-M também produzem um pulso de corrente elétrica com amplitudes típicas da ordem de algumas centenas de ampères e tempos de subida de algumas centenas de microssegundos (THOTTAPPILLIL et al., 1995). Elas são bastante diferentes dos pulsos de corrente das descargas de retorno, que ocorrem apenas após o término de toda corrente que passou anteriormente através do canal e que apresentam tempos de subida inferiores a um microssegundo (FISHER et al., 1993). Os trabalhos de Rakov et al. (1998) e Qie et al. (2011) indicam a existência de componentes-M com

correntes de alguns quiloampères em relâmpagos induzidos (mesma ordem de grandeza das descargas de retorno de menor intensidade), ainda que seus resultados indiquem que estes sejam casos relativamente raros. Paralelamente a estes estudos baseados em dados obtidos para relâmpagos induzidos, alguns experimentos sobre as componentes-M utilizando-se de dados de corrente de descargas em torres instrumentadas (e.g., LACERDA, 1998; FLACHE et al., 2008; DIENDORFER et al., 2009), medidas de campo elétrico de relâmpagos naturais (e.g., THOTTAPPILLIL et al., 1990; RAKOV et al., 1992) e registros de câmeras de vídeo de alta resolução temporal (CAMPOS et al., 2007) foram realizados.

Recentemente, Campos et al. (2009) estenderam a análise utilizando dados de câmeras de alta resolução temporal e apresentaram as primeiras evidências observacionais da existência de componentes-M durante a corrente contínua de relâmpagos nuvem-solo positivos. Como esta metodologia se baseou unicamente em observações ópticas, a identificação e caracterização de cada evento foram feitas baseadas unicamente na grande semelhança à assinatura observada em componentes-M observadas em relâmpagos negativos (CAMPOS et al., 2007). O fato de não existir na literatura uma análise mais detalhada deste processo fez com que um debate fosse iniciado por Mazur e Ruhnke (2011), que apresentaram um modelo qualitativo que explica apenas a existência de componentes-M negativas dentro do contexto do modelo de líder bidirecional. Eles sugerem que as variações de luminosidade observadas por Campos et al. (2009) seriam, na verdade, ocasionadas por outros processos físicos, incompatíveis com o conceito de componente-M proposto em seu trabalho.

Além desta discussão, existe a possibilidade de que uma parcela dos “*sprites*”, um tipo de evento luminoso transiente (ELT, em inglês “*transient luminous event*”) que ocorre na alta atmosfera (entre 50 e 90 quilômetros de altitude) e cuja iniciação está diretamente ligada à presença de nuvens de tempestade, seja produzido em decorrência da transferência de carga elétrica realizada por componentes-M positivas. Tal ligação foi proposta inicialmente por Rakov (2000) e melhor desenvolvida em trabalhos teóricos mais recentes (e.g., YASHUNIN et al., 2007; ASANO et al., 2009) para explicar casos de *sprites* deslocadas temporalmente em relação ao instante de ocorrência da descarga de retorno do relâmpago que a produziu por intervalos de tempo frequentemente superiores a cem milissegundos (e.g., MIKA; HALDOUPIS, 2008) sem deixar de se adequar ao fato de sua ocorrência estar majoritariamente ligada aos

relâmpagos nuvem-solo positivos (e.g., SÃO SABBAS et al., 2003; LYONS, 2006; WILLIAMS et al., 2007).

Visando contribuir para o conhecimento acerca destas duas classes de fenômenos (líderes e componentes M), este trabalho tem os seguintes objetivos:

- Analisar, descrever e caracterizar a estrutura fina da radiação eletromagnética (óptica e de campo elétrico) dos líderes e componentes-M associados aos relâmpagos nuvem-solo naturais de ambas as polaridades através da realização de estudos de caso detalhados.
- Calcular a velocidade de propagação dos líderes de tal forma a permitir a obtenção de sua distribuição estatística juntamente em função de outras características das descargas de retorno, como o seu pico de corrente estimado.
- Analisar a variação da velocidade de propagação dos líderes conforme eles se aproximam do solo, visando averiguar a existência (ou não) de uma relação entre estes dois fatores e, se existir, como ela se caracteriza.

## **2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA**

### **2.1. Breve histórico do Grupo de Eletricidade Atmosférica (ELAT)**

A ocorrência de relâmpagos em nosso planeta é bastante comum e mais antiga do que a própria humanidade, tendo apresentado um grande risco aos povos desde seus primórdios. O estudo destes fenômenos no Brasil teve início em 1979 no INPE, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, onde posteriormente, em 1995, criou-se o ELAT, Grupo de Eletricidade Atmosférica (ELAT, 2012). Estimativas realizadas pelo ELAT indicam que no Brasil os relâmpagos são responsáveis por aproximadamente 130 mortes por ano, em média (CARDOSO et al., 2011), além de causarem um prejuízo anual próximo de 500 milhões de dólares (PINTO e PINTO, 2008). Estes fatores fazem com que o relâmpago se torne um objeto de estudo não só de relevância científica mas também social e tecnológica.

Os dados obtidos nos últimos anos pelo ELAT dos relâmpagos ocorridos no Brasil consistem em:

- Parâmetros fornecidos pela BrasilDAT (Rede Brasileira de Detecção de Descargas Atmosféricas), um conjunto de sensores localizados na região sudeste do Brasil e arredores. Pertence a um consórcio de empresas com participação do INPE e permitiu a realização de diversos estudos (e.g., BOURSCHEIDT et al., 2009; NACCARATO e PINTO, 2009; PINTO et al., 2009).
- Raios artificiais (induzidos), cujas características são apenas semelhantes às dos naturais, induzidos por foguetes lançados pelo INPE no CIPRIN (Centro Internacional de Pesquisas sobre Raios Induzidos e Naturais), localizado em Cachoeira Paulista (PINTO et al., 2005; SABA et al., 2005). As atividades de pesquisa no CIPRIN já foram encerradas e desde então o ELAT passou a direcionar seus estudos apenas para os raios naturais.
- Imagens de câmera de alta resolução temporal e dados de campo elétrico de raios naturais, sendo ambos sincronizados com tempo GPS com precisão de até centenas de microssegundos. Estudos anteriores abordaram tanto relâmpagos nuvem-solo negativos (BALLAROTTI et al., 2005; SABA et al., 2006a,b;

CAMPOS et al., 2007; SARAIVA et al., 2010) quanto positivos (SABA et al., 2008, 2009, 2010b; CAMPOS et al., 2009).

## **2.2. Definições básicas, formação e classificação de relâmpagos**

O relâmpago é uma descarga eletrostática de curta duração (normalmente inferior a um segundo) com corrente elétrica elevada (de centenas de ampères até várias dezenas de quiloampères) e grande extensão (até dezenas de quilômetros) que ocorre na atmosfera. Sua ocorrência é associada normalmente a nuvens de tempestade, em especial as cúmulos-nimbos (WILLIAMS, 1989), doravante denominadas Cb, ainda que em alguns casos raros outros tipos de nuvens como as estratos-cúmulos e as nimbo-estratos também podem vir a produzir relâmpagos (PINTO; PINTO, 2008).

Moore e Vonnegut (1977) afirmam que, de maneira simplificada, uma Cb consiste em uma grande máquina térmica atmosférica que utiliza do calor do Sol como fonte de energia e vapor d'água como agente primário de transporte de energia. Hoje se sabe que a saída desta máquina térmica inclui (mas não se limita a): (i) trabalho mecânico dos ventos horizontais e verticais produzidos pela tempestade; (ii) fluxo de saída de chuva e granizo a partir da base da nuvem e de pequenos cristais de gelo a partir de seu topo; e (iii) descargas elétricas dentro, abaixo e acima da nuvem, o que inclui descargas corona, relâmpagos, *sprites*, e outros fenômenos descobertos apenas recentemente (RAKOV; UMAN, 2003). Segundo Pinto e Pinto (2008, p.41), “as nuvens de tempestade distinguem-se das outras formas de nuvens por seu tamanho, por sua grande extensão vertical e por apresentarem fortes correntes verticais de ar”, podendo também ser classificadas como isoladas (também denominadas “locais” ou “convectivas”) ou em grupos (e que formam tempestades organizadas).

Ao longo do século XX, diversos modelos foram propostos para descrever a estrutura elétrica de uma Cb de tal forma que houvesse uma boa concordância com as medidas observacionais de campo elétrico em tempestades. Durante a década de 1980 foi possível obter uma interpretação coerente dos resultados de diversos estudos realizados anteriormente ao se apresentar um modelo tripolar para uma nuvem de tempestade (KREHBIEL, 1986; WILLIAMS, 1989), geralmente bem aceito nos dias de hoje (RAKOV; UMAN, 2003). Em linhas gerais, este modelo consiste em uma região de carga elétrica líquida positiva próxima ao topo da nuvem, uma região de carga líquida

negativa pouco abaixo dela (de maneira geral, na região onde a temperatura se encontra entre  $-10^{\circ}\text{C}$  e  $-15^{\circ}\text{C}$ , segundo a revisão bibliográfica apresentada por Williams, 1989) e, finalmente, outra região de carga líquida positiva (um pouco menor) próxima à base da nuvem. Se refinarmos um pouco mais este modelo, podemos considerar também a presença de camadas de blindagem negativa e positiva ao longo do topo e da base da nuvem, respectivamente, responsáveis por blindar parcialmente os campos elétricos internos da nuvem para um observador externo (KREHBIEL, 1986; WILLIAMS, 1989). As Figuras 2.1, 2.2 e 2.3 ilustram estas aproximações sucessivas, partindo de um modelo relativamente detalhado, considerando as regiões de carga menos concentradas (Figura 2.1), depois mostrando um modelo um pouco mais simplificado em que cada região considerada é menor e mais concentrada (Figura 2.2), e, finalmente, o modelo mais simples possível, que considera cada região como uma carga puntiforme (Figura 2.3). Cada um destes modelos possui uma aplicação dependendo do estudo realizado; até mesmo o modelo mais simples, de regiões de cargas puntiformes (Figura 2.3), pode ser utilizado em estudos utilizando medidas de campo elétrico lento para estimar a intensidade de correntes contínuas (e.g., SHINDO; UMAN, 1989; FERRAZ, 2009; MEDEIROS, 2011).



Figura 2.1 – Distribuição de cargas elétricas de uma cúmulos-nimbos observada no estado norte-americano do Novo México a partir de uma série de medidas remotas e *in situ*.

Fonte: adaptado de Krehbiel (1986)

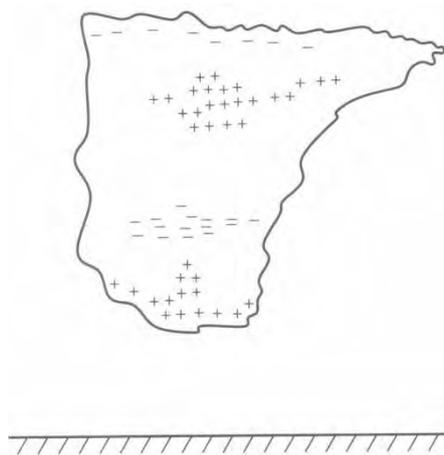


Figura 2.2 – Representação da estrutura elétrica de uma cumulonimbus incluindo as duas camadas de blindagem.

Fonte: Pinto e Pinto (2008)

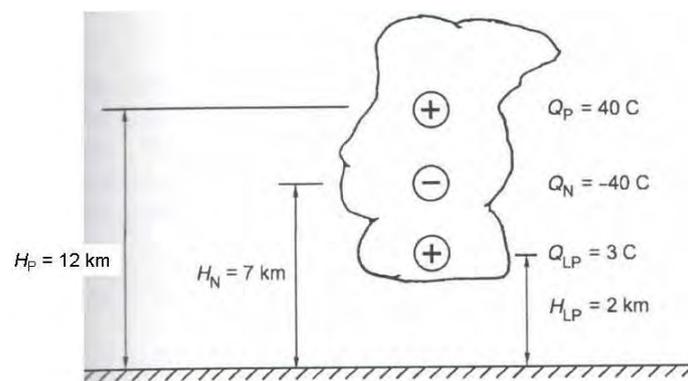


Figura 2.3 – Diagrama simplificado da estrutura elétrica de uma cumulonimbus adotando cada região de carga elétrica como cargas puntiformes.

Fonte: adaptado de Rakov e Uman (2003)

Uma vez produzido (seja por uma Cb ou outro tipo de nuvem), um relâmpago é normalmente nomeado conforme a sua origem e o ponto onde termina. Os tipos normalmente observados são: (i) da nuvem para o solo (denominado nuvem-solo ou NS); (ii) do solo para a nuvem (solo-nuvem ou SN); (iii) dentro da nuvem (IN); (iv) entre nuvens diferentes (EN); (v) da nuvem para a atmosfera acima dela (NA); e, finalmente, (vi) da nuvem para um ponto qualquer no ar (ocasionalmente denominados descarga para o ar ou DA). Neste trabalho os tipos (iii) a (vi) serão, doravante, denominados simplesmente como intranuvem ou IN, lembrando que o uso de um

número tão grande de denominações e subdivisões é considerado redundante por alguns pesquisadores, como Mazur (2002), que defende a divisão apenas entre: descargas que envolvem o solo e descargas ocorridas na atmosfera (em que não há conexão com o solo). A Figura 2.4 apresenta um diagrama ilustrando os principais tipos de relâmpagos listados anteriormente.

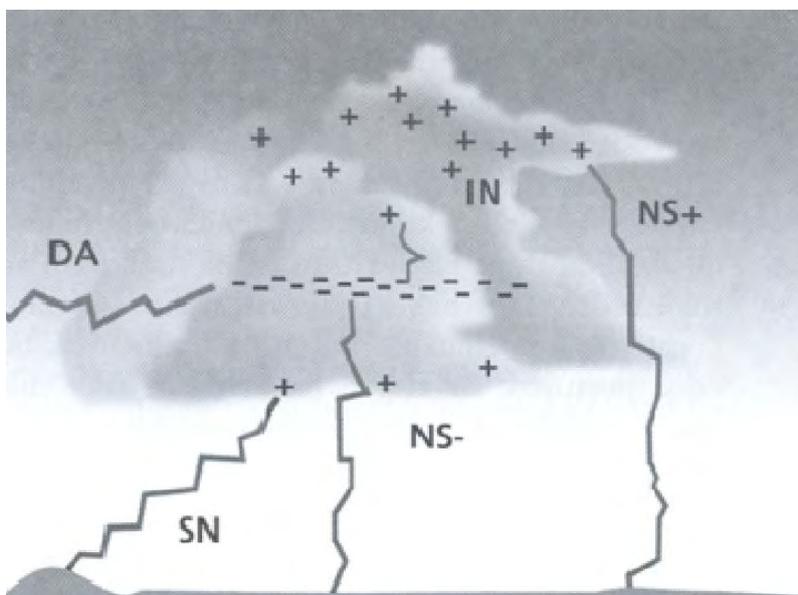


Figura 2.4 – Os principais tipos de relâmpagos e sua ocorrência em uma cúmulos-nimbos. NS– representa um relâmpago nuvem-solo negativo, NS+ um nuvem-solo positivo, SN um solo-nuvem, IN um intranuvem e DA uma descarga para o ar.

Fonte: Pinto (2005)

Os relâmpagos IN são os mais frequentes, compondo aproximadamente 80% do total relâmpagos. Eles são normalmente estudados através de medidas de campo elétrico, dados de radar e sistemas de mapeamento de relâmpagos além de, sob certas circunstâncias, poderem ser registrados em sistemas ópticos. É o caso do estudo publicado recentemente por Saba et al. (2009), que utilizaram dados de câmeras de alta resolução temporal para obter a confirmação de que relâmpagos IN podem produzir relâmpagos nuvem-solo positivos, uma hipótese levantada anteriormente por outros pesquisadores (FUQUAY, 1982; MAZUR et al., 1998).

Os 20% restantes do total de relâmpagos é composto por aqueles que envolvem o solo, tanto NS (principalmente) quanto SN. Ainda que não sejam tão frequentes quanto os IN, os relâmpagos NS têm sido mais estudados devido não só à sua facilidade de

observação (por possuírem grande parte de seu canal opticamente exposto sob a nuvem que os produziu), mas também pelo grande perigo que representam (UMAN, 1987). Eles também podem ser divididos em dois tipos: os negativos e os positivos, dependendo da polaridade da carga elétrica líquida que transferem para o solo. Assim, existem dois subtipos: NS negativo e NS positivo (doravante denominados NS<sup>-</sup> e NS<sup>+</sup>, respectivamente). Finalmente, os relâmpagos SN são raros em comparação com os NS, originando-se geralmente de pontos elevados tais como torres e edifícios; apesar disso, quando ocorrem a partir de torres instrumentadas eles passam a ser importantes fontes de dados para estudos sobre a física de relâmpagos (e.g., DIENDORFER et al., 2003, 2009; FLACHE et al., 2008; MAZUR; RUHNKE, 2011; WARNER, 2011).

Os relâmpagos NS<sup>-</sup> normalmente têm origem no centro negativo de cargas próximo à base da nuvem (Figura 2.4) e, em geral, são mais frequentes que os NS<sup>+</sup> (WILLIAMS, 1989, 2006). Atualmente os relâmpagos NS<sup>+</sup> ainda são menos conhecidos que os NS<sup>-</sup>, apesar de sua grande destrutibilidade fazer com que haja uma necessidade constante de estudá-los mais a fundo. Pesquisas realizadas ao longo da última década começaram a reverter esta situação, ampliando consideravelmente o conhecimento não só dos parâmetros relacionados a eles, mas também dos processos físicos envolvidos em sua produção (RAKOV, 2000; SABA et al. 2008, 2009, 2010b; CAMPOS et al., 2009). Acredita-se que, na maior parte das vezes, eles se originam na região de cargas positivas da nuvem, transportando carga negativa do solo para a nuvem, i.e., equivalente à transferência de cargas positivas para o solo (RAKOV; UMAN, 2003).

### **2.3. Etapas de um relâmpago nuvem-solo negativo**

Segundo a visão clássica da formação dos relâmpagos nuvem-solo negativos estes ocorrem ao longo de sete etapas básicas: (i) processo de quebra de rigidez dielétrica do ar; (ii) propagação do líder escalonado; (iii) desenvolvimento de uma descarga conectante ascendente; (iv) primeira descarga de retorno; (v) processos K e J; (vi) líder contínuo e (vii) descarga de retorno subsequente, sendo que as etapas (vi) e (vii) podem se repetir várias vezes ou mesmo não ocorrer (UMAN, 1987; RAKOV; UMAN, 2003). Cada um desses processos é ilustrado na Figura 2.5.

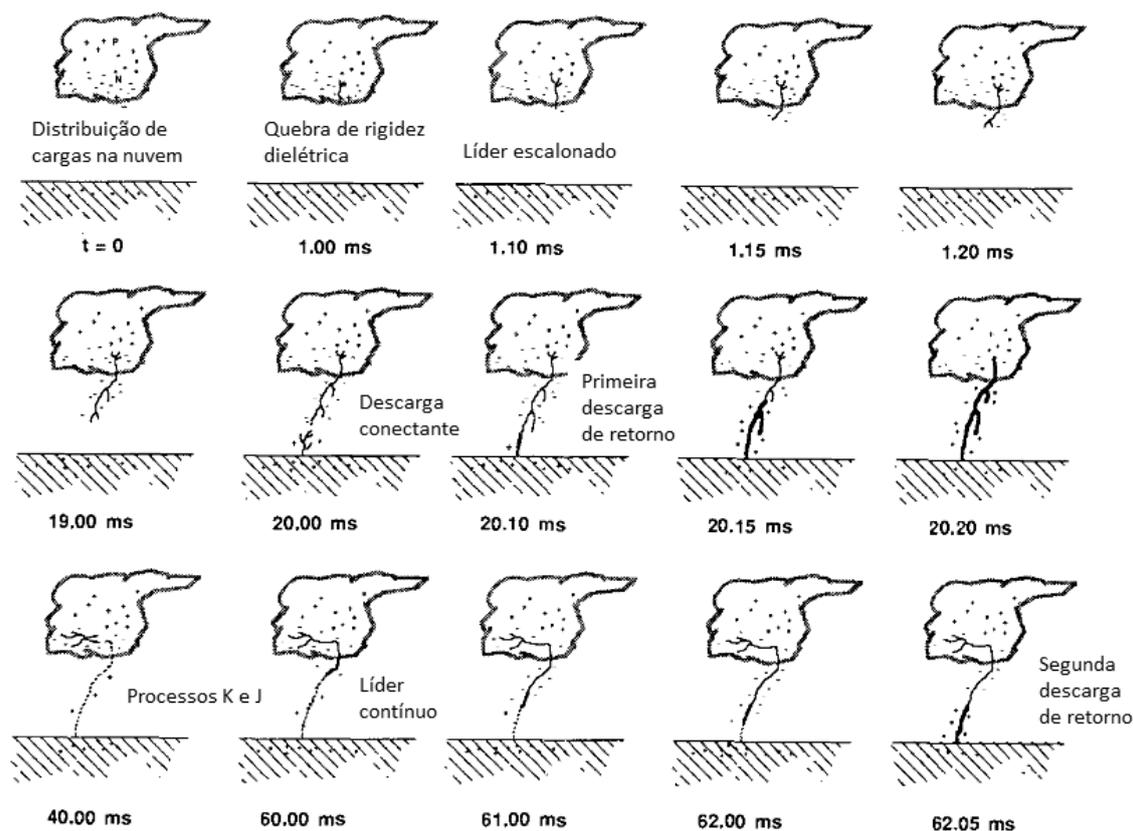


Figura 2.5 – Sequencia temporal dos processos físicos envolvidos na produção de um relâmpago nuvem-solo negativo.

Fonte: adaptado de Uman (1987)

Ressaltando que com os tempos indicados no diagrama da Figura 2.5, Uman (1987) quis apenas ilustrar as escalas de tempo típicas nas quais cada processo ocorre, detalhamos e descrevemos cada um deles a seguir:

- **$t = 0$ :** a nuvem de tempestade (seja uma Cb ou não) se encontra em uma configuração de cargas elétricas propícia para dar início a um relâmpago;
- **$t = 1,00$  ms:** através de processos físicos ainda não estabelecidos, ocorre a quebra de rigidez dielétrica do ar no interior da nuvem. Pesquisas recentes indicam que isto pode ocorrer através de fenômenos físicos de altas energias. Neste momento ocorre a produção de pulsos de quebra de rigidez (*preliminary breakdown pulses*) que podem ser detectados por sensores de campo elétrico (e.g., BEASLEY et al., 1982, 1983);

- **1,10 ms  $\leq$  t < 20,00 ms**: uma descarga luminosa relativamente fraca começa a se desenvolver em direção ao solo, criando um canal condutor ionizado composto por plasma. Este processo é denominado “líder escalonado” (em inglês, *stepped leader*) por desenvolver-se de maneira descontínua, em passos cujo comprimento pode variar de 3 e 200 m (tipicamente 50 m) e que ocorrem com intervalos entre 5 e 100  $\mu$ s, resultando em velocidades de propagação médias da ordem de  $10^5$  m s<sup>-1</sup> (SCHONLAND, 1938, 1956; ORVILLE; IDONE, 1982; BEASLEY et al., 1983; PROCTOR et al., 1988; LU et al., 2008b). Este comportamento é bastante semelhante ao que foi observado em descargas elétricas produzidas em laboratório (LES RENARDIÈRES GROUP, 1981; GALLIMBERTI et al., 2002) e será discutido em detalhes na seção 2.4. Estudos de espectroscopia indicam que a temperatura do líder escalonado pode alcançar 30000 K (WARNER et al., 2011). Ainda que o líder escalonado geralmente apresente muitas ramificações visíveis em fotografias e registros de vídeo, é relativamente incomum que mais de uma delas toque o solo;
- **20,00 ms  $\leq$  t < 20,10 ms**: uma ou mais descargas conectantes são produzidas como consequência da intensificação do campo elétrico entre a ponta do líder escalonado e o solo. Normalmente elas partem de objetos ou estruturas com pontas, como construções ou árvores, onde existe uma tendência de haver um maior acúmulo de cargas elétricas induzidas pela aproximação do líder. Tendem a se deslocar em direção à ramificação mais próxima do líder escalonado, buscando realizar a conexão entre a nuvem e o solo. Estudos teóricos recentes indicam que ela se comporta como um líder, o que tornaria o termo “líder conectante” mais adequado (MAZUR et al., 2000; BECERRA; COORAY, 2006);
- **20,10 ms  $\leq$  t < 20,20 ms**: quando pelo menos uma das descargas (ou líderes) conectantes alcançam uma das ramificações do líder escalonado (o que nem sempre ocorre com a descarga que partiu de um ponto mais elevado), tem início o processo da descarga de retorno (em inglês, *return stroke*), que emite uma luminosidade bastante intensa e facilmente observada a olho nu. No caso da descarga de retorno dos relâmpagos NS– existe o movimento de cargas negativas (elétrons) para o solo, gerando uma corrente ascendente (conforme as

convenções usuais) com picos cuja amplitude é da ordem de dezenas (e às vezes acima de uma centena) de quiloamperes e que duram dezenas de microssegundos (RAKOV; UMAN, 2003). A frente de onda que constitui a descarga de retorno se propaga em direção à nuvem com uma velocidade da ordem de  $10^8 \text{ m s}^{-1}$  (JORDAN et al., 1997), tipicamente um terço de velocidade da luz, e tende a diminuir conforme ela avança. A dissipação de energia extremamente rápida que ocorre faz com que a temperatura no canal do relâmpago alcance facilmente 30000 K (semelhante ao valor máximo observado durante o desenvolvimento do líder escalonado), gerando uma onda de choque supersônica responsável pelo trovão (UMAN, 1987). Em média, ocorrem 3,8 descargas de retorno por relâmpago (SABA et al., 2006a), mas o ELAT já obteve registros confiáveis de casos com até 17 descargas (SARAIVA et al., 2010);

- **40,00 ms  $\leq$  t < 60,00 ms:** ao final da corrente elétrica da descarga de retorno o relâmpago pode ser encerrado, fazendo com que ele seja chamado de relâmpago simples (em inglês, *single stroke flash*), que constitui cerca de 20% dos casos (SABA et al., 2006a). Na maior parte dos casos, porém, o relâmpago não termina e podem ocorrer dentro da nuvem de tempestade processos denominados J e K, detectáveis através de sensores de campo elétrico (e.g., RAKOV et al., 1992). Apesar da controvérsia com relação à possibilidade de que estes processos tenham alguma ligação com a iniciação de um líder contínuo (a ser discutido nas seções 2.8 e 2.9, a seguir), normalmente eles antecedem a sua ocorrência (UMAN, 1987; RAKOV; UMAN, 2003);
- **60,00 ms  $\leq$  t < 62,05 ms:** na grande maioria dos NS– observa-se a ocorrência do líder contínuo (em inglês, *dart leader*), que se dá quando o canal do raio ainda se encontra fracamente ionizado, com uma baixa condutividade e sem uma corrente detectável fluindo através dele (em inglês esta condição é normalmente denominada *cutoff*). O líder contínuo tem início no interior da nuvem e quase sempre se propaga, como sugere seu nome, de maneira contínua, sem desenvolver os passos observados em sua contraparte escalonada. Por propagar-se em regiões em que ainda existe uma ionização remanescente suas velocidades características se encontram tipicamente entre  $1 \times 10^7$  e  $2 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$

(SCHONLAND et al., 1935; ORVILLE; IDONE, 1982; JORDAN et al., 1992, 1997), duas ordens de grandeza mais veloz do que os líderes escalonados. Em certas situações pode ocorrer o que chamamos de líder contínuo-escalonado (em inglês, *dart-stepped leader*), em que um líder contínuo não consegue continuar sua propagação através do canal ionizado anteriormente e acaba divergindo dele, continuando seu desenvolvimento até o solo como um líder escalonado (JORDAN et al., 1992);

- **$t \geq 62,05$  ms**: finalmente, depois do líder contínuo completar o processo de reionização do canal, outra descarga de retorno ocorre através dele. Esta, por sua vez, costuma ser denominada descarga de retorno subsequente (em inglês, *subsequent stroke*) e o relâmpago que possui pelo menos uma delas é denominado “relâmpago múltiplo”.

Em cerca de 50% dos casos de NS– as descargas de retorno subsequentes não seguem uma trajetória única, formando os chamados raios de canais múltiplos, que atingem mais de um local (SABA et al., 2006a). Nestes casos ou o líder contínuo se desvia do canal original (formando um líder contínuo-escalonado, mencionado anteriormente) ou temos um novo líder escalonado partindo da nuvem. Ainda não se sabe, porém, se alguns casos que se encaixam na segunda possibilidade são, na verdade, apenas líderes contínuos-escalonados que se separaram do canal original antes de sua ponta deixar o interior da nuvem de origem, nem quais são todos os fatores envolvidos na formação de um novo canal (RAKOV; UMAN, 2003; FERRO et al., 2009).

Parte das descargas de retorno são seguidas por um período de corrente contínua (CC), que classicamente são definidas por Rakov e Uman (2003) como sendo um arco quase-estacionário entre a fonte de cargas elétricas na nuvem e o ponto de contato no solo, capaz de apresentar correntes da ordem de dezenas ou centenas de ampères e durações que podem alcançar centenas de milissegundos. Uma CC é classificada conforme a sua duração, sendo que se denomina corrente contínua “curta” quando ela dura entre 10 e 40 ms (SHINDO; UMAN, 1989) e “longa” quando ultrapassa 40 ms (BROOK et al., 1962; KITAGAWA et al., 1962). Ballarotti et al. (2005) observaram uma grande ocorrência de correntes contínuas com duração inferior a 10 ms em registros de câmeras de alta resolução temporal; até então estes casos eram denominados “questionáveis” dada a incerteza em se determinar suas durações a partir de dados de campo elétrico apenas

(SHINDO; UMAN, 1989). Pela sua ocorrência elevada, Ballarotti et al. (2005) passaram a denominá-las “muito curtas”, classificando-as como tal quando a luminosidade observada persistia por pelo menos três milissegundos (e menos do que dez). Segundo Medeiros (2011), cerca de 55% das descargas de retorno são seguidas por algum tipo de corrente contínua mas apenas aproximadamente 7% delas apresentam CC longa. As correntes contínuas são freqüentemente acompanhadas pela ocorrência de componentes-M, observadas pela primeira vez por Malan e Collens (1937) e descritas em detalhes na seção 2.10.

#### **2.4. Microfísica do líder escalonado**

Diversos estudos envolvendo descargas elétricas produzidas em laboratório com comprimentos de até 10 m foram realizados por Les Renardières Group (1981), Gallimberti et al. (2002) e outros pesquisadores. Com o auxílio de câmeras de filme corrido (*streak camera*, instrumento descrito na seção 2.11) foi possível ampliar o conhecimento acerca do desenvolvimento dos líderes escalonados negativos. Eles observaram que, em laboratório, sua propagação também se mostrou descontínua e na forma de passos, da mesma forma que Schonland (1938, 1956) pôde concluir a partir de dados de relâmpagos naturais. Dada a proximidade do fenômeno estudado, eles foram capazes de resolver com grau elevado de detalhes a microfísica dos processos envolvidos.

Segundo Gallimberti et al. (2002), um potencial negativo aplicado entre um eletrodo e um plano pode produzir um líder negativo que se propaga através de passos regulares e discretos, separados por tempos que variam entre 10 e 20  $\mu$ s. Conforme ilustrado na Figura 2.6, neste intervalo de tempo acontece uma sequência complexa de fenômenos, descritos detalhadamente a seguir:

- Uma descarga corona inicial se desenvolve a partir do eletrodo em  $t_i$  (Figura 2.6, à direita), propagando-se em direção ao plano;
- Passado um certo tempo, a descarga corona inicial se extingue. Após um curto período em que a região do experimento permanece escura, tem início o processo de descarga denominado piloto (em inglês, *pilot*), indicado no tempo  $t_l$  do diagrama da Figura 2.6. O piloto consiste em duas descargas corona de polaridades opostas, sendo que a negativa se propaga em direção ao plano

(indicado por NC na Figura 2.6) e a positiva (PC) em direção ao eletrodo. Em intervalos regulares, pode-se observar outras descargas piloto se iniciando a partir da ponta das anteriores;

- No instante  $t_2$  tem início o líder espacial (*space leader*), o qual se desenvolve a partir de um ponto denominado tronco (*space stem*) onde se originou, anteriormente, uma descarga piloto. O líder espacial (indicado por SL na Figura 2.6) se propaga como uma descarga bidirecional, com sua extremidade negativa conduzindo o ponto de origem da descarga corona em direção ao plano e a positiva se propagando em direção ao eletrodo;
- Em  $t_3$  um líder negativo (indicado por NL na Figura 2.6) tem origem no eletrodo e começa a se propagar em direção à extremidade positiva do líder espacial;
- Finalmente, em  $t_4$  as extremidades dos líderes espacial e negativo se encontram, estabelecendo uma conexão e produzindo uma forte iluminação ao longo de todo o canal já formado.
- Tem início uma nova descarga corona na ponta do líder, completando o processo de um passo do líder. A sequência de fenômenos recomeça de maneira semelhante ao instante  $t_i$  até que um novo passo se forme; depois de um número suficientemente grande de passos, o canal ionizado torna-se longo o bastante para se conectar ao plano, finalizando, assim, o processo do líder.

Os instantes de tempo descritos ( $t_i$  a  $t_4$ ) não são definidos com exatidão no exemplo descrito por Gallimberti et al. (2002) pois eles podem variar entre um passo e outro, mesmo se considerarmos um único líder. Conforme mencionado anteriormente, porém, seus resultados indicam que se pode afirmar que todos os processos descritos ocorrem em intervalos de tempo entre 10 e 20 microssegundos.

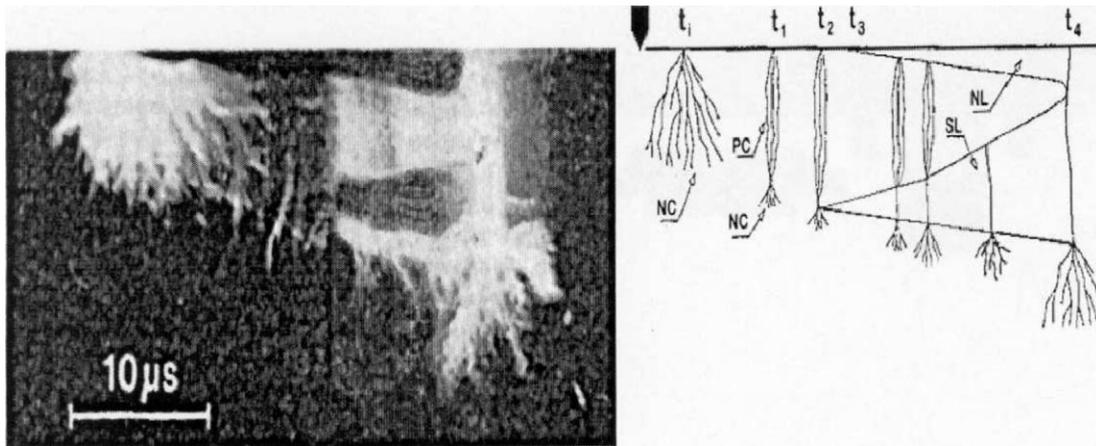


Figura 2.6 – Esquerda: fotografia mostrando o intervalo entre passos sucessivos de um líder escalonado negativo produzido em laboratório, obtida com o auxílio de uma câmera de filme corrido (*streak camera*). Direita: diagrama com a representação das etapas do desenvolvimento de um passo individual.

Fonte: Gallimberti et al. (2002)

Os processos físicos descritos pelo Les Renardières Group (1981) não puderam ser observados com resolução espacial e temporal grande o suficiente até um trabalho recente publicado por Biagi et al. (2009). Eles foram capazes de registrar, com duas câmeras de alta resolução temporal, um fenômeno que eles acreditam se tratar do tronco (*space stem*) a partir do qual o líder espacial se propaga nas descargas em laboratório. A Figura 2.7 mostra uma sequência de dois quadros (e seus negativos) obtidos por uma das câmeras que operava a 50000 quadros por segundo. Nota-se claramente um filamento mais luminoso do que sua vizinhança (indicado pelas flechas tanto no quadro original quanto em seu negativo), com cerca de dois metros de comprimento e que se localiza a cerca de quatro metros da ponta do líder escalonado negativo. Em um trabalho mais recente, Biagi et al. (2010) utilizaram a mesma câmera a uma taxa de aquisição mais elevada (240 mil quadros por segundo) para observar um outro caso de líder escalonado com maiores detalhes. Nos quadros da 4, 5 e 7 da Figura 2.8 pode-se notar segmentos luminosos à frente do canal já formado que se assemelham bastante ao tronco e ao líder espacial observados em descargas de laboratório. Biagi et al. (2010) também afirmam que as dimensões desses segmentos são semelhantes ou um pouco maiores do que as observadas em laboratório, ainda que nenhum valor seja apresentado em seu trabalho.

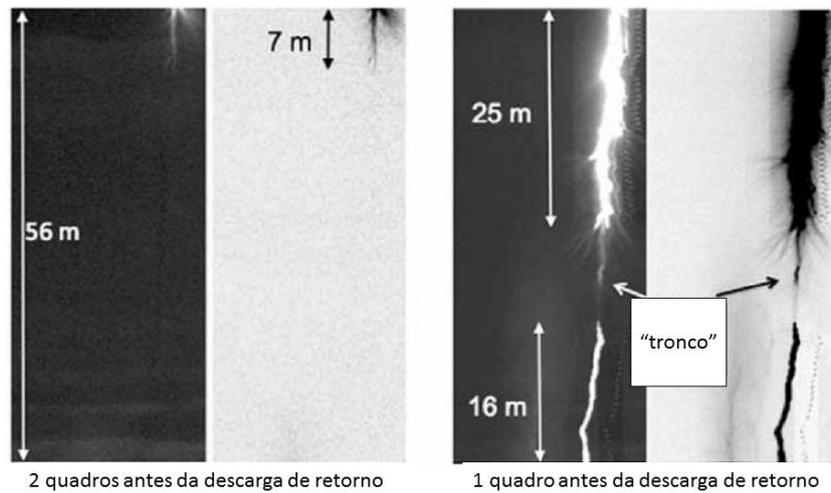


Figura 2.7 – Dois últimos quadros (e seus negativos) anteriores à ocorrência da oitava descarga de retorno de um relâmpago induzido por foguete. No último quadro antes da descarga de retorno o “tronco” (ponto de iniciação do líder espacial) é destacado. As imagens foram obtidas por uma câmera de alta resolução temporal operando a 50.000 quadros por segundo ( $20 \mu\text{s}$  entre quadros).

Fonte: adaptado de Biagi et al. (2009)

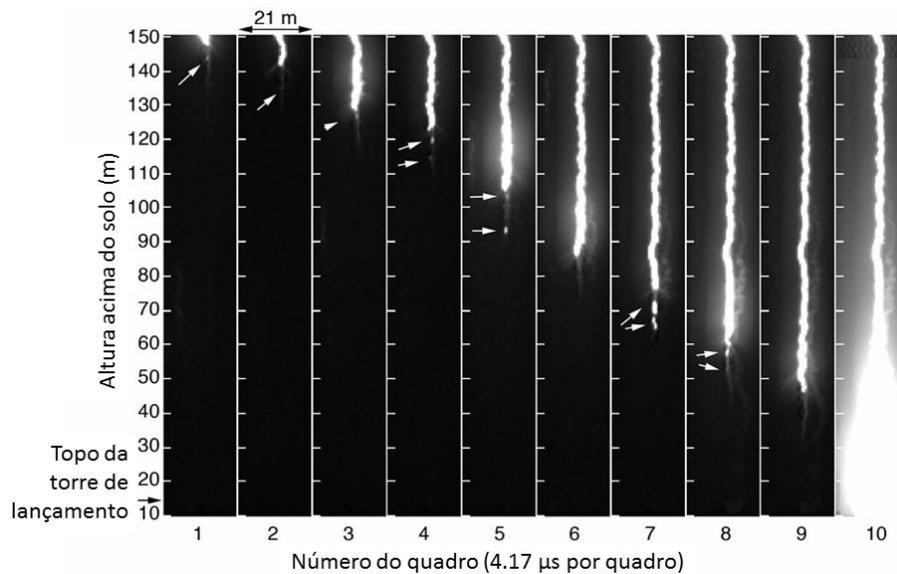


Figura 2.8 – Dez últimos quadros anteriores à ocorrência da quinta e última descarga de retorno de um relâmpago induzido por foguete. Os autores acreditam que os segmentos luminosos indicados por flechas são o tronco e o líder espacial observado em descargas de laboratório. As imagens foram obtidas por uma câmera de alta resolução temporal operando a 240 mil quadros por segundo ( $4,17 \mu\text{s}$  entre quadros).

Fonte: adaptado de Biagi et al. (2010)

## 2.5. Líderes escalonados tipo $\beta_2$

Schonland (1938), em um de seus trabalhos fundamentais sobre líderes de NS—observados com o auxílio de câmeras de filme corrido, dividiu os líderes escalonados em duas categorias:  $\alpha$  e  $\beta$ . Os casos do tipo  $\alpha$  apresentavam uma velocidade aproximadamente uniforme da ordem de  $10^5 \text{ m s}^{-1}$  com seus passos apresentando variações pequenas de comprimento e brilho, além de compor a maior parte dos líderes observados, representando entre 55 e 70% dos casos (SCHONLAND, 1938, 1956). Por outro lado, os líderes do tipo  $\beta$  apresentavam uma descontinuidade ao longo de sua propagação em direção ao solo. Em sua primeira fase, próximo à base da nuvem, eles desenvolvem passos mais longos e com luminosidade mais intensa (se comparados aos casos do tipo  $\alpha$ ) e velocidades maiores, da ordem de  $10^6 \text{ m s}^{-1}$ . Já em sua segunda fase, o líder tipo  $\beta$  passa a se comportar como um tipo  $\alpha$ , diminuindo sua velocidade e intensidade luminosa e desenvolvendo passos mais curtos.

Algum tempo depois, Schonland et al. (1938) dividiram o tipo  $\beta$  em duas variantes, os subtipos  $\beta_1$  e  $\beta_2$ . Os casos de  $\beta_1$  são os mais comuns e se comportam de maneira idêntica ao tipo  $\beta$  inicial descrito anteriormente (SCHONLAND, 1938). Já os líderes  $\beta_2$  são descritos como sendo uma variante bastante rara na qual o segundo (e mais lento) estágio de desenvolvimento é associado com o surgimento de um ou mais processos luminosos (chamados, em inglês, de *dart streamers*) que se propagam rapidamente a partir da nuvem ao longo do canal já desenvolvido pelo líder escalonado, cessando seu desenvolvimento assim que eles alcançam a ponta do mesmo, que se desenvolve mais lentamente (SCHONLAND et al., 1938). Eles observaram apenas quatro casos utilizando uma câmera de filme corrido, sendo que dois deles apresentaram apenas um *dart streamer*, um apresentou dois e o quarto não foi detalhado em seu trabalho. Em apenas um caso a velocidade mínima de propagação de um destes *dart streamers* pôde ser estimada como sendo  $2,0 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ , comparável à de um líder contínuo. A Figura 2.9 apresenta um diagrama de um dos quatro líderes  $\beta_2$  (caso 92a) observados por Schonland et al. (1938), desenhado a partir do registro da câmera de filme corrido (que não foi reproduzido em seu trabalho). O movimento do filme é indicado pela linha tracejada e se dá em sentido horário. O *dart streamer* se desenvolve ao longo dos pontos  $a_2b_2d_2e$  e a descarga de retorno ao longo de  $ABDEF$ .

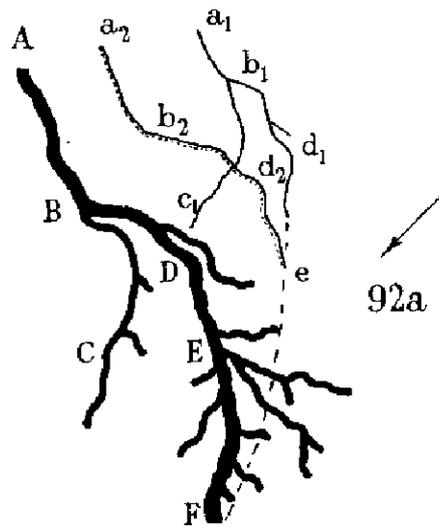


Figura 2.9 – Diagrama de um caso de líder escalonado tipo  $\beta_2$ , desenhado a partir de seu registro obtido com uma câmera de filme corrido.

Fonte: Schonland et al. (1938)

Conforme ressaltado posteriormente por Rakov e Uman (2003), aparentemente nenhum caso mais recente de líder tipo  $\beta_2$  foi registrado por outros estudos fotográficos (e.g., BERGER; VOGELSANGER, 1966; ORVILLE; IDONE, 1982). Acreditamos, porém, que o trabalho de Mazur et al. (1995) descreve um caso de  $\beta_2$  em meio a suas análises de dados de interferometria obtidos juntamente com registros de uma câmera de alta resolução temporal (1000 quadros por segundo). Eles apresentam um caso de NS– que desenvolveu seis descargas de retorno no qual o canal desenvolvido pelo líder contínuo-escalonado que precedeu a terceira descarga teve sua luminosidade (registrada pela câmera) intensificada substancialmente três milissegundos antes de tocar o solo. No quadro seguinte a luminosidade diminuiu para o seu nível inicial e não aumentou novamente até que a descarga de retorno ocorreu. Além disso, Mazur et al. (1995) afirmam que a intensificação luminosa do líder foi precedida por *streamers* muito rápidos dentro da nuvem, registrados pelo interferômetro, que se desenvolveram em direção à extremidade superior do canal desenvolvido. Nenhuma estimativa de velocidade de propagação do *streamer* foi apresentada. Ainda que este evento tenha sido descrito como um “*M-type event*” (evento tipo M, devido à sua similaridade com as componentes-M, descritas em detalhes na seção 2.10), acreditamos que toda a descrição do fenômeno é bastante coerente com os líderes  $\beta_2$  descritos por Schonland et al. (1938).

## 2.6. Caracterização dos relâmpagos nuvem-solo positivos – O que conhecemos

Apesar de Pinto e Pinto (2008) afirmarem que “os relâmpagos nuvem-solo positivos seguem de um modo geral as mesmas etapas descritas para os negativos, porém com algumas diferenças”, muitas de suas características ainda não são conhecidas em detalhes (RAKOV, 2003). Uma série de estudos indica que elas sejam bastante distintas dos relâmpagos negativos, conforme discutido em detalhes por Williams (2006).

Os relâmpagos positivos iniciam-se a partir de um líder com uma luminosidade mais fraca comparada ao líder escalonado responsável por produzir a primeira descarga de retorno de um NS<sup>-</sup>. Relativamente pouco é conhecido acerca do líder positivo se comparado ao líder escalonado, conforme será discutido na seção 2.7. Uma vez que ele toca o solo ou alguma estrutura ligada a ele, ocorre uma descarga de retorno bastante semelhante à produzida em um NS<sup>-</sup>, com a diferença crucial de que a corrente elétrica se propaga da nuvem para o solo. Ou seja, elétrons são deslocados para cima, fazendo com que uma carga líquida positiva seja transferida para a Terra. Em cerca de 80% dos casos de NS<sup>+</sup> esta será a única descarga de retorno (SABA et al., 2010b), ao contrário dos NS<sup>-</sup>, em que apenas um quinto dos casos são relâmpagos simples (SABA et al., 2006a). Em alguns estudos a parcela de NS<sup>+</sup> simples é ainda maior, como o caso da amostra estudada por Fleenor et al. (2009), em que estes casos chegaram a 96% do total. Nos NS<sup>+</sup> múltiplos, as descargas de retorno subsequentes quase sempre tocam pontos diferentes no solo, com distâncias entre eles que vão de 2 a 53 km, sendo que em 70% dos casos ela ultrapassa 10 km (SABA et al., 2010b). Casos em que uma das descargas de retorno subsequentes reilumina um canal já desenvolvido são extremamente raros; Fleenor et al. (2009) observaram apenas 9 casos de NS<sup>+</sup> (entre 204) que desenvolveram duas descargas de retorno, entre os quais apenas em 5 a descarga de retorno subsequente utilizou o mesmo canal da primeira. Saba et al. (2010b) observaram 20 casos (entre 103) de NS<sup>+</sup> com descargas de retorno subsequentes mas em apenas um deles ela seguiu um canal já desenvolvido.

Quase 70% de todas as descargas de retorno de NS<sup>+</sup> são seguidas por uma corrente contínua longa (cuja duração ultrapassa 40 ms), uma porcentagem praticamente dez vezes maior do que a observada em NS<sup>-</sup> (MEDEIROS, 2011). Além disso, Saba et al. (2006a, 2010b) apresentaram uma análise que mostra que enquanto as descargas de retorno de NS<sup>-</sup>, que desenvolvem uma CC longa, apresentam um limite superior para o

pico de corrente estimado por redes de detecção de relâmpagos por volta de 20 quiloampères, nenhum limite foi observado para os casos relacionados a NS+. Ao contrário: o caso mais intenso encontrado na amostra de Saba et al. (2010b), com pico de corrente estimado de 142 kA, desenvolveu uma corrente contínua com duração de aproximadamente 800 ms, a mais longa reportada em seu trabalho.

É amplamente conhecido na literatura que relâmpagos nuvem-solo positivos são frequentemente precedidos por uma atividade significativamente grande de descargas IN que, por sua vez, duram, em média, mais de 100 ms (FUQUAY, 1982). Paralelamente, diversos estudos ópticos de NS+ indicam que eles muitas vezes desenvolvem canais horizontais extremamente longos, podendo alcançar dezenas de quilômetros de extensão (e.g., FUQUAY, 1982; KONG et al., 2008; SABA et al., 2008). A relação direta entre IN e NS+ foi comprovada experimentalmente por Saba et al. (2009), que apresentaram registros de câmeras de alta resolução temporal de dois casos de relâmpagos nuvem-solo positivos que se originaram a partir de uma descarga intranuvem. Asano et al. (2009) acreditam também que esta característica pode ser capaz de explicar a morfologia dos *sprites*, ainda que não exista até o momento uma evidência observacional que indique tal relação, além da sua ocorrência mais frequente em tempestades de grandes extensões (LYONS, 2006; LANG et al., 2010). Este aspecto pode ser somado à aparente existência de componentes-M positivas (conforme será discutido na seção 2.10) na importância dos NS+ sobre a produção de TLEs.

## **2.7. Microfísica do líder positivo**

Inicialmente, segundo os resultados apresentados por Berger e Vogelsanger (1966), a propagação do líder positivo aparentou ser contínua, um comportamento que se mostrou ao mesmo tempo semelhante ao observado em descargas produzidas em laboratório, estudadas detalhadamente por Les Renardières Group (1977), e diferente do que se observa nos NS- (LES RENARDIÈRES GROUP, 1981; SCHONLAND, 1938; BIAGI et al., 2009, 2010). Os experimentos realizados em laboratório envolveram descargas elétricas entre um eletrodo e um plano com até 10 m de comprimento (LES RENARDIÈRES GROUP, 1977; GALLIMBERTI et al., 2002). Conforme ilustrado na Figura 2.10, ocorrem os seguintes processos:

- O líder positivo tem início com a formação de uma descarga corona inicial no instante de tempo  $t_1$ ;
- Após a ocorrência de uma ou mais descargas deste tipo, no instante  $t_2$  tem início o líder propriamente dito, iniciando-se a partir da raiz comum (o tronco, em inglês, *stem*) das descargas corona. O líder se apresenta como um canal fracamente iluminado que se propaga de maneira praticamente contínua. Na ponta do líder (*leader tip*, ilustrado à direita da Figura 2.10) existe o líder corona (*leader corona*), que consiste em uma região difusa onde uma descarga corona constantemente fornece a corrente elétrica necessária para sustentar a propagação do líder. Ao mesmo tempo, o avanço do canal condutor através do espaço entre o eletrodo e o plano consegue manter o campo elétrico sobre o líder corona intenso o suficiente para sustentar o processo de ionização;
- A propagação acoplada do líder positivo com o líder corona em sua ponta continua até que ele alcance o plano no instante  $t_3$ .

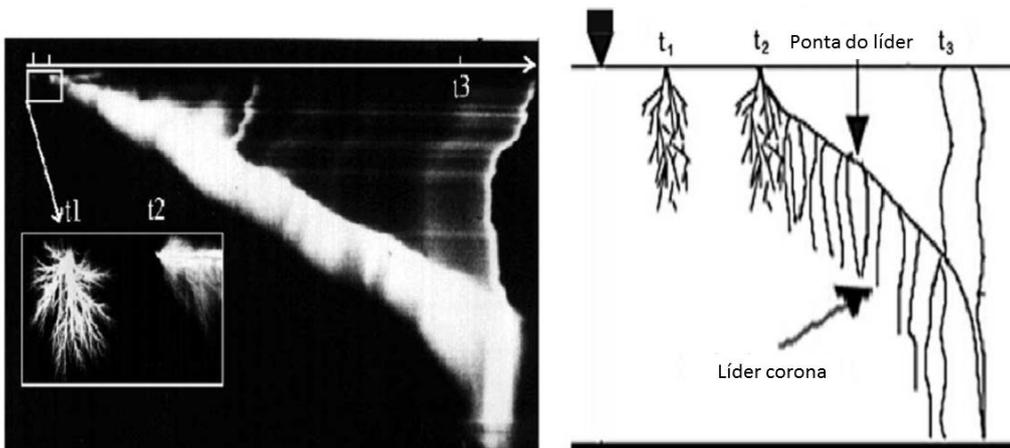


Figura 2.10 – Esquerda: fotografia mostrando a propagação contínua de um líder positivo produzido em laboratório, obtida com o auxílio de uma câmera de filme corrido. Direita: representação da fenomenologia envolvida no desenvolvimento de um líder positivo.

Fonte: adaptado de Gallimberti et al. (2002)

Durante quatro décadas, a única observação disponível na literatura deste fenômeno ocorrendo na natureza foi a apresentada por Berger e Vogelsanger (1966), mencionada

anteriormente, até que Kong et al. (2008) e Saba et al. (2008) reportaram o registro de líderes positivos através de câmeras digitais de alta resolução temporal. Isto resolveu a incongruência existente entre as medidas de velocidade de propagação dos líderes positivos produzidos em laboratório ( $10^4 \text{ m s}^{-1}$ ) comparados aos naturais ( $10^6 \text{ m s}^{-1}$ ), reportadas por Les Renardières Group (1977) e Berger e Vogelsanger (1966), respectivamente, ao se mostrar que os resultados destes trabalhos representam apenas os limites superior e inferior da faixa de possíveis valores.

Ainda que os resultados descritos anteriormente indiquem uma propagação contínua por parte dos líderes positivos, alguns pesquisadores indicam que ao menos parte deles pode se propagar de maneira escalonada. Hojo et al. (1985), por exemplo, a partir de medidas de campo elétrico, reportam que entre um quarto e um terço (25 a 33%) dos casos de formas de onda que precedem descargas de retorno de NS+ apresentaram pulsos discerníveis, com intervalos de tempo entre si de até 50  $\mu\text{s}$  com um valor médio de 17.4  $\mu\text{s}$ , relativamente longos se comparados aos observados em líderes escalonados (e.g., BEASLEY et al., 1983). Estes intervalos apresentaram boa concordância com os resultados de um trabalho anterior feito por Cooray e Lundquist (1982), que também observaram tais pulsos precedendo alguns NS+ mas não informaram em qual proporção de sua amostra eles ocorreram. Mais recentemente Kong et al. (2008) observaram um caso de líder positivo que apresentou pulsos em seu registro de campo elétrico e uma intensidade luminosa mais elevada em sua ponta; ainda que eles tenham concluído que estes fatores indicavam uma propagação em passos, estes não foram resolvidos com a resolução temporal da câmera utilizada (1000 quadros por segundo). Finalmente, Wang e Takagi (2011), a partir de dados fornecidos por um arranjo de fotodiodos com resolução temporal de 100 ns (conhecido como ALPS, discutido na seção 2.11), por sensores de campo elétrico “lento” e “rápido” (descritos na seção 3.2) e uma câmera de vídeo convencional (VHS) registraram pulsos ópticos iniciados próximos à ponta do líder e que se propagaram para cima. Estes pulsos apresentaram uma velocidade próxima a  $1,0 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$  e foram observados quando a ponta do líder se encontrava entre 299 e 21 m de distância do solo. Seus tempos de subida (10-90% do valor de pico) variaram de 1,2 a 3,8  $\mu\text{s}$ , com uma média geométrica de 2,0  $\mu\text{s}$ , cerca de cinco vezes mais longa do que a que foi obtida para os pulsos observados em um líder escalonado negativo estudado por Lu et al. (2008a).

## 2.8. Descargas K (líderes de recuo)

Conforme discutido na seção 2.3, durante o tempo entre duas descargas de retorno em um NS- ocorre o que chamamos de processos J e K. Rakov e Uman (2003) afirmam que os processos J (do inglês *junction*, ou junção) se apresentam como uma variação lenta do campo elétrico com uma escala de tempo de dezenas de milissegundos, em geral menos intensa do que a variação produzida por uma CC e não se encontra associada a canais luminosos entre a nuvem e o solo. Krehbiel et al. (1979) mostraram, a partir de medidas de campo elétrico em diferentes locais, que os processos J são capazes de transportar carga horizontalmente dentro da nuvem mas que esta não necessariamente se encontra associada à descarga de retorno seguinte.

Neste período também podem ocorrer as descargas K, em intervalos que vão de alguns milissegundos até algumas dezenas de milissegundos, fazendo com que elas sejam observadas superpondo-se à variação de campo elétrico associada aos processos J. Segundo Rakov e Uman (2003) a escolha do seu nome foi feita ou baseada na palavra alemã *kleine* (que significa pequeno, relacionada à sua amplitude em relação aos demais processos de um relâmpago) ou em homenagem aos pesquisadores N. Kitagawa e M. Kobayashi, que foram os primeiros a estudá-las em detalhes. Alguns pesquisadores utilizam o termo em inglês *recoil streamers*, interpretando-os como sendo o equivalente a “pequenas descargas de retorno” associadas ou a relâmpagos IN ou ao desenvolvimento de relâmpagos NS enquanto ele se desenvolve no interior da nuvem entre duas descargas de retorno (e.g., OGAWA; BROOK, 1964; BROOK; OGAWA, 1977; RICHARD et al., 1986).

Thottappillil et al. (1990) e Rakov et al. (1992) observaram que a assinatura de campo elétrico das descargas K se apresentam como degraus cujo tempo de subida (10-90% do valor de pico) típico é de três milissegundos ou menos e cuja duração apresenta uma média geométrica de 0,7 ms. Rakov et al. (1992) analisaram também certos pulsos de curta duração associados a 23-25% dos casos de descargas K observados por eles. Conforme seus resultados, estes pulsos podem ser ou unipolares (normalmente com a mesma polaridade da descarga K associada) ou bipolares, apresentam durações da ordem de alguns microssegundos e apenas uma parcela (menos de 30% dos casos) ocorre no início (por volta dos primeiros 100  $\mu$ s) do degrau característico da descarga K em medidas de campo elétrico. A Figura 2.11 mostra um exemplo de registro de campo

elétrico de (a) várias descargas K que ocorrem entre a quarta e a quinta descargas de retorno de um NS- (juntamente com algumas componentes M que ocorrem durante o período de corrente contínua) e (b) dois pulsos de curta duração produzidos durante uma delas.

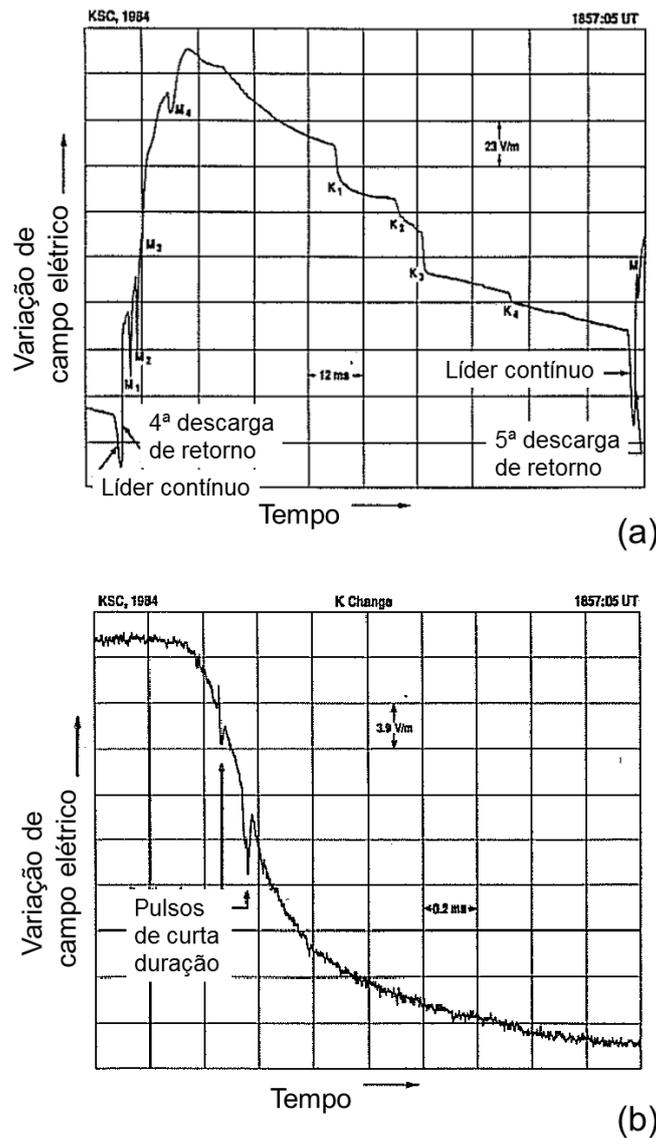


Figura 2.11 – Registros de campo elétrico que mostram (a) componentes-M ( $M_1$  a  $M_4$ ) e descargas K ( $K_1$  a  $K_4$ ) entre duas descargas de retorno e (b) os pulsos de curta duração (da ordem de milissegundos) que ocorrem durante uma das descargas K.

Fonte: adaptado de Rakov et al. (1992)  
 Posteriormente, Shao et al. (1995) e Mazur et al. (1995) observaram as descargas K através de sistemas de imageamento em VHF, identificando-as como sendo processos que ocorrem no interior da nuvem durante o período de tempo entre descargas de

retorno. Eles concluem que as descargas K são indistinguíveis dos líderes contínuos negativos (descritos na seção 2.3) e das componentes-M (discutidas em detalhes na seção 2.9, a seguir), com a diferença de que, nestes processos, o seu desenvolvimento chega a alcançar o solo. Este resultado é de grande importância para a fundamentação do modelo bidirecional para formação de relâmpagos, discutido em detalhes na seção 2.10 deste trabalho. Neste contexto, Mazur (2002) propõe a interpretação de que as descargas K são líderes negativos que se movem através de canais previamente ionizados pela parcela positiva do líder bidirecional. Com isto, ele afirma que a nomenclatura correta para estes processos seria “líderes de recuo” (*recoil leaders*), em vez do usual *recoil streamers*, visto que *streamers* consistem em filamentos de descarga corona com baixa temperatura enquanto que líderes são processos de plasma quente auto-propagantes (MAZUR, 2002). Brook e Ogawa (1977) utilizaram medidas de campo elétrico para estimar a velocidade de líderes de recuo (então ainda denominados *recoil streamers*) em descargas IN, obtendo aproximadamente  $1,3 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ . Quase uma década depois, Richard et al. (1986) utilizaram dados de radiação VHF-UHF também de descargas IN para mostrar que os líderes de recuo se propagaram em distâncias que iam de alguns quilômetros até mais de 10 quilômetros com velocidades da ordem de  $10^7 \text{ m s}^{-1}$ .

Saba et al. (2008), em sua análise de líderes positivos a partir de câmeras de alta resolução temporal, apresentaram os primeiros registros de um processo luminoso com características bastante semelhantes aos líderes de recuo descritos por Mazur (2002). Eles foram observados durante o desenvolvimento de sete líderes positivos (entre 12 casos) enquanto eles se propagavam em direção ao solo. Os líderes de recuo aparentavam se desenvolver ao longo de trechos de canal previamente ionizados, surgindo entre 45 e 120 ms antes da descarga de retorno ocorrer e apresentando durações entre 135 e 250  $\mu\text{s}$  (normalmente visíveis durante apenas um quadro) com uma intensidade luminosa muito maior do que a do líder positivo ao qual estava relacionado. Em um dos casos (registrado a 7200 quadros por segundo) foi possível estimar sua velocidade mínima de propagação, que foi de aproximadamente  $4 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ , um valor coerente com os resultados apresentados por Brook e Ogawa (1977) e Richard et al. (1986), mencionados anteriormente. Além disso, nos casos em que foi possível determinar uma direção de propagação, eles observaram que os líderes de recuo apresentavam um movimento retrógrado, i.e., se moviam em direção ao ponto de

origem do NS+. A Figura 2.12 ilustra cada uma das características ópticas observadas por Saba et al. (2008). Nota-se em (a) que, em uma fotografia, o líder positivo aparenta possuir um número relativamente pequeno de ramificações; por outro lado, em (g), que consiste na integração temporal de todos os quadros nos quais a propagação do líder era visível, nota-se um grande número de ramificações reiluminadas pelos líderes de recuo que de outra maneira não seriam observadas dada a baixa intensidade luminosa dos líderes positivos.

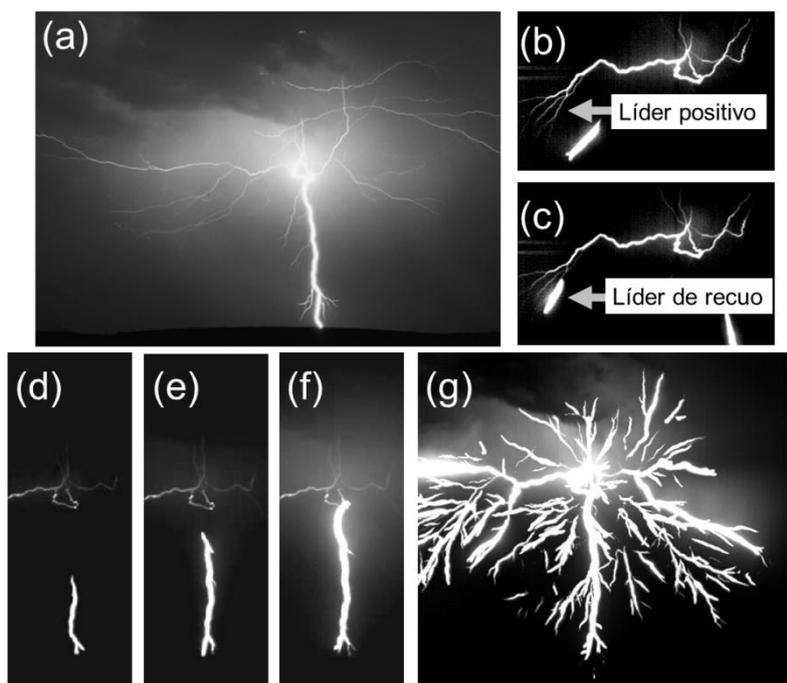


Figura 2.12 – (a) Fotografia de um relâmpago NS+ mostrando seu canal horizontal extenso juntamente com um número pequeno de ramificações; (b) e (c) exemplo de um líder de recuo que reiluminou um trecho ionizado previamente pelo líder positivo; (d), (e) e (f) movimento retrógrado (em direção à origem) de um líder de recuo; e (g) imagem integrada temporalmente de todos os quadros que registraram o desenvolvimento do líder positivo.

Fonte: adaptado de Saba et al. (2008)

## 2.9. Componentes-M

Identificadas pela primeira vez por Malan e Collens (1937) em registros ópticos de relâmpagos nuvem-solo, as componentes-M se mostraram como intensificações de curta duração da luminosidade emitida pelo canal durante o período de corrente contínua. Ao

revisitar este tópico, Malan e Schonland (1947) observaram que uma variação no campo elétrico atmosférico era causada pela ocorrência de cada componente-M. Aparentemente nenhuma análise subsequente foi realizada até o trabalho de Thottappillil et al. (1990), que apresenta distribuições estatísticas detalhadas de diversos parâmetros associados às variações de campo elétrico produzidas pelas componentes-M (conhecidas como “variações-M”) e por descargas K. Eles mostram que as médias geométricas do tempo entre duas variações-M consecutivas e a duração de cada variação-M individual são de 2,1 e 0,9 ms, respectivamente. Em seguida, Rakov et al. (1992) analisaram os pulsos de curta duração (da ordem de microssegundos) que acompanham parte dos casos de componentes-M, semelhantes aos observados em descargas K (conforme discutido anteriormente na seção 2.8). Eles mostram que 44-77% das variações-M apresentaram estes pulsos, uma porcentagem consideravelmente superior à observada para as descargas K (23-25% dos casos). Além disso, em 75% dos casos estudados por eles os pulsos ocorrem na parte inicial (até 100  $\mu$ s) da forma de onda de cada variação-M, enquanto que este comportamento só foi observado em 30% das descargas K. Rakov et al. (1992) interpretaram estes resultados, juntamente com as análises estatísticas apresentadas por Thottappillil et al. (1990), como sendo uma indicação de que componentes-M e descargas K são processos físicos distintos. A primeira vista tais conclusões contradizem a hipótese apresentada por Kitagawa et al. (1962) de que, essencialmente, não existem diferenças entre estes dois processos. Esta ideia é revisitada em alguns trabalhos posteriores, comentados a seguir.

Algum tempo depois, as componentes-M foram estudadas através de experimentos envolvendo relâmpagos induzidos por foguetes. Inicialmente, Fisher et al. (1993) mostram que os pulsos de corrente elétrica (medidos no ponto de contato do relâmpago com um para-raios conectado a um resistor de 0,5 m $\Omega$  para correntes elevadas) são correlacionados temporalmente a intensificações luminosas do canal (registradas através de câmeras de filme corrido). Uma análise mais detalhada foi apresentada posteriormente por Thottappillil et al. (1995), que concluíram que a variação de corrente das componentes-M tipicamente são simétricas em relação ao tempo e apresentam amplitudes normalmente entre 100 e 200 ampères (podendo ultrapassar 1 kA) e tempos de subida entre 300 e 500 microssegundos, respectivamente duas ordens de grandeza menor e três ordens de grandeza maior do que o observado em descargas de retorno típicas (FISHER et al., 1993; RAKOV; UMAN, 2003). Algum tempo depois um caso

extremo com pico de 7 kA foi reportado por Rakov et al. (1998) a partir tanto de medidas diretas de corrente quanto de estimativas a partir do campo magnético (aplicando a lei de Ampère). A Figura 2.13 mostra o registro de corrente elétrica de uma descarga de retorno seguida por várias componentes-M em um relâmpago induzido por foguete apresentado por Thottappillil et al. (1995).

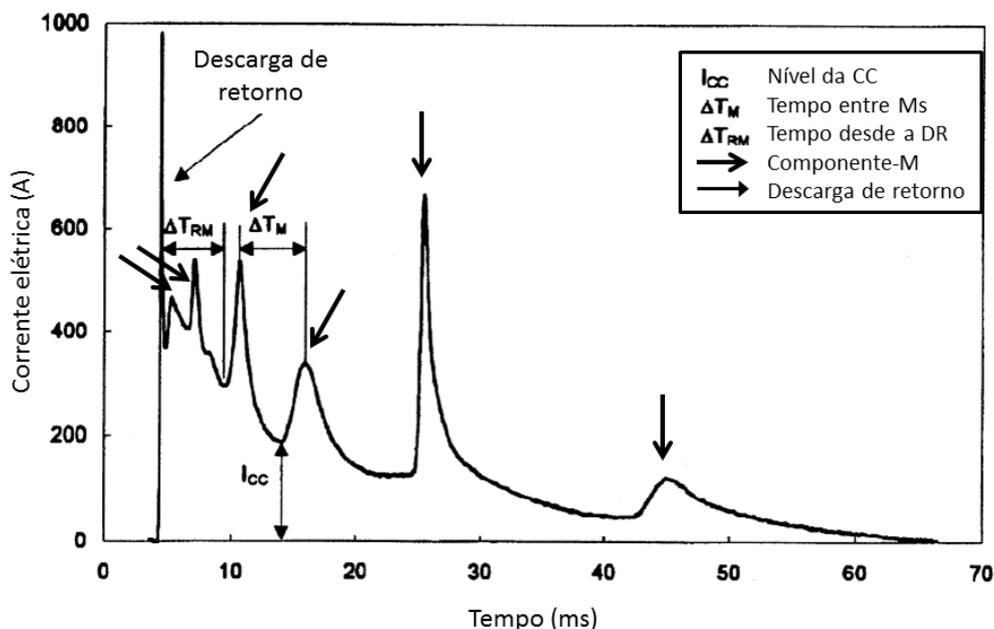


Figura 2.13 – Registro de corrente de um relâmpago induzido por foguete que apresentou seis componentes-M.

Fonte: adaptado de Thottappillil et al. (1995)

Posteriormente, Shao et al. (1995) e Mazur et al. (1995) apresentaram observações de componentes-M utilizando dados de interferometria em VHF juntamente com medidas de campo elétrico. As análises de Shao et al. (1995) sugerem que as componentes-M são precedidas por processos dentro da nuvem bastante semelhantes a descargas K que se conectam ao canal condutor do relâmpago durante seu período de corrente contínua. Mazur et al. (1995) complementaram estas análises ao acrescentar dados de uma câmera de alta resolução temporal (1000 quadros por segundo) aos demais instrumentos e afirmaram que o processo que aparenta dar início à componente-M emite radiação eletromagnética a partir do ponto em que ele se une ao canal da corrente contínua para, em seguida, intensificar a luminosidade do canal conectado ao solo.

A ocorrência de componentes-M em relâmpagos nuvem-solo que atingem torres instrumentadas foi analisada pela primeira vez por Lacerda (1998). Ao contrário dos trabalhos anteriores envolvendo relâmpagos induzidos (Fisher et al., 1993; Thottappillil et al., 1995), ele observou 13 eventos ocorridos a menos de um milissegundo após a descarga de retorno. O pico de corrente médio reportado foi de 3,69 kA, uma ordem de grandeza superior aos observados pelos demais pesquisadores, e pode ser atribuído ao fato de que estas componentes-M ocorreram durante regime de maior condutividade no canal.

O primeiro modelo que visa descrever os mecanismos físicos envolvidos nas componentes-M foi apresentado por Rakov et al. (1995). Este modelo consiste em considerar uma onda incidente que se propaga ao longo do canal do relâmpago a partir da nuvem seguida por uma onda refletida que tem início no solo ou no ponto de contato. A onda incidente seria análoga ao processo de um líder e a onda refletida equivale à descarga de retorno, com a diferença de que já existe um canal condutor até o solo (devido à presença prévia de corrente contínua) e este, por sua vez, comporta-se como um curto-circuito que faz com que o coeficiente de reflexão seja próximo à unidade. Inicialmente este modelo foi analisado tendo como base medidas diretas de corrente juntamente com dados de campo elétrico obtidas a 30 m do ponto de contato de relâmpagos induzidos por foguete. Posteriormente, Rakov et al. (2001) realizou uma validação mais detalhada a partir de medidas de campos elétrico e magnéticos obtidas por sensores localizados a sete distâncias diferentes entre 5 e 500 m do ponto de contato do relâmpago, também induzido por foguete, cuja corrente foi medida diretamente. Foi encontrada uma boa consistência entre as formas de onda previstas pelo modelo e as medidas durante o experimento, ainda que nenhuma consideração a respeito da natureza física da onda incidente e sua origem tenha sido proposta ao longo de sua elaboração. Isto fez com que, posteriormente, Mazur e Ruhnke (2011) criticassem o modelo, conforme será discutido na seção 2.10. A Figura 2.14 apresenta um diagrama ilustrando o modelo de Rakov et al. (1995, 2001) e sua comparação com sequencia líder contínuo/descarga de retorno, juntamente com a correlação com uma curva ilustrativa de corrente elétrica *versus* tempo.

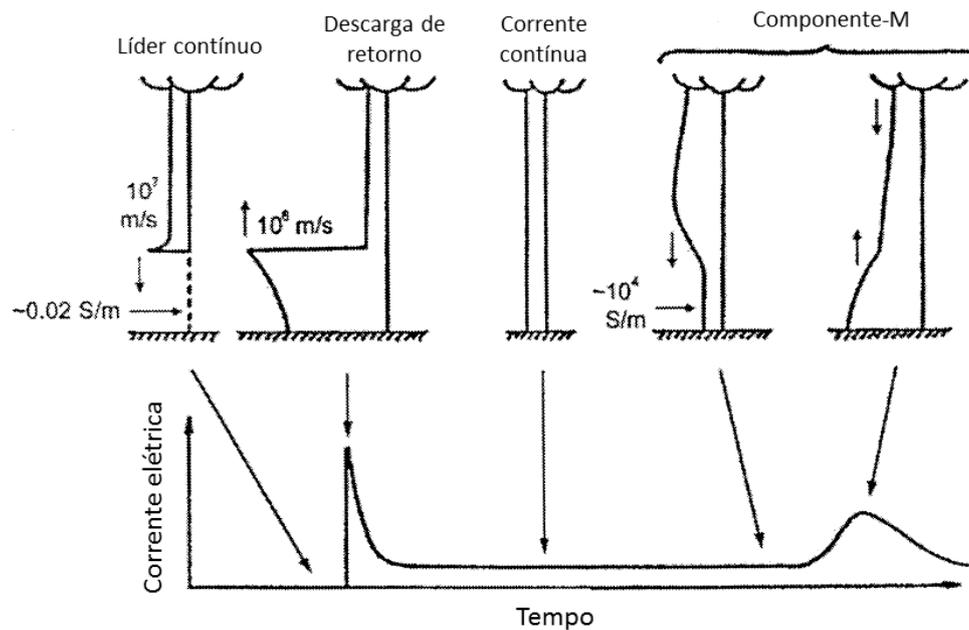


Figura 2.14 – Representação do processo líder contínuo/descarga de retorno em comparação com o modelo de ondas incidente e refletida para descrever as componentes-M.

Fonte: adaptado de Rakov et al. (2001)

Com o início do uso de câmeras de alta resolução temporal no estudo de relâmpagos nuvem-solo, Campos et al. (2007) estudaram as componentes-M a partir de dados deste tipo de instrumento, traçando curvas de luminosidade *versus* tempo a partir dos valores dos *pixels* da região em que o canal do relâmpago se localizava em cada quadro registrado. Foram obtidas estatísticas de parâmetros temporais (duração, intervalo de tempo entre componentes-M consecutivas, e intervalo de tempo entre a descarga de retorno e cada componente-M individual) e comparadas aos resultados de trabalhos anteriores (THOTTAPPILLIL et al., 1990, 1995). Até então todos os estudos reportaram apenas componentes-M em relâmpagos NS-, não havendo qualquer registro de casos em NS+, uma possibilidade levantada por Rakov (2000). Conforme mencionado na Introdução deste trabalho, ele sugeriu que o pico de corrente elétrica de uma ou mais componentes-M em um NS+ poderiam ser capazes de causar a ocorrência dos casos de *sprites* atrasados em relação à descarga de retorno do relâmpago que o originou por intervalos de tempo entre 40 e 220 ms (e.g., MIKA; HALDOUPIS, 2008). As primeiras observações de componentes-M em NS+ foram apresentadas por Campos et al. (2009) em uma extensão do estudo anterior na qual analisaram também registros de câmeras de alta resolução temporal de casos de NS+ com corrente contínua longa

(cuja duração excede 40 ms). Em uma análise comparativa, Campos et al. (2009) mostraram que as componentes-M de NS+ apresentam uma distribuição mais uniforme ao longo do desenvolvimento da corrente contínua, enquanto que nos NS- elas tendem a se agrupar nos instantes mais próximos à ocorrência da descarga de retorno (CAMPOS et al., 2007). Eles não encontraram nenhuma diferença estatisticamente significativa entre as duas polaridades nas distribuições dos intervalos de tempo entre componentes-M sucessivas, mas os casos associados a NS+ apresentaram durações levemente menores (ainda que mais de 90% das duas amostras duraram menos de 10 ms). Pouco tempo depois, Campos e Saba (2009) apresentaram uma discussão mais aprofundada das semelhanças e diferenças entre os parâmetros medidos por Campos et al. (2009) e os utilizados no trabalho desenvolvido por Asano et al. (2009) que, por sua vez, apresentaram simulações computacionais da produção de *sprites* por relâmpagos NS que desenvolvem componentes-M durante sua corrente contínua.

Mais recentemente, Qie et al. (2011) revisitaram a análise de componentes-M em relâmpagos induzidos por foguetes ao apresentarem 23 casos cuja corrente, luminosidade (obtidas através de registros de câmeras de alta resolução temporal) e campo elétrico foram registrados simultaneamente. Dentre os 23 casos, 18 foram classificados como “típicos”, apresentando picos de corrente elétrica entre 100 e 720 A (com média geométrica de 240 A), e 5 foram classificados como “intensos”, com picos entre 3,8 e 7,0 kA (média geométrica de 5,1 kA).

Finalmente, Mazur e Ruhnke (2011) propuseram um modelo alternativo ao de Rakov et al. (1995, 2001) para descrever os mecanismos físicos responsáveis pela iniciação das componentes-M tendo como base a interação de um ou mais líderes de recuo com um canal ativo de um relâmpago ascendente positivo que foi produzido na extremidade de uma torre com cerca de 300 m de altura. Em seu registro de câmera de alta resolução temporal deste processo é possível observar que ocorre um aumento da luminosidade no canal entre o ponto de conexão com o líder de recuo e a extremidade da torre em que a descarga ascendente original se iniciou sem que as demais ramificações apresentem uma variação de luminosidade apreciável. A partir desta observação eles propuseram um modelo eletrostático em que o líder de recuo intercepta o canal ainda ativo de um NS, transferindo carga elétrica para ele e causando o processo de intensificação de corrente e aumento de luminosidade que normalmente é observado como uma componente-M. Este modelo explicaria também as emissões de radiação observadas por

Shao et al. (1995) e Mazur et al. (1995) no interior da nuvem antecedendo o desenvolvimento das componentes-M visto que elas são normalmente associadas a líderes de recuo (descargas K). A sequência de quadros apresentada por Mazur e Ruhnke (2011) se encontra na Figura 2.15. Devido a algumas implicações de seu modelo, eles também contestaram se os pulsos de luminosidade observados por Campos et al. (2009) durante o período de CC de NS+ são realmente componentes-M ou se são, na verdade, um processo físico distinto, conforme será discutido na seção 2.10. Neste mesmo trabalho o modelo de Rakov et al. (1995, 2001) é contestado, sendo argumentado que se ondas guiadas pudessem se propagar no canal de plasma de um relâmpago seria possível observar reflexões nas duas extremidades (i.e., no solo e em seu ponto de iniciação dentro da nuvem), o que não foi relatado até o momento. Mazur e Ruhnke (2011) não apresentam nenhuma argumentação quantitativa com relação a esta questão, deixando-a aberta para futuros trabalhos.

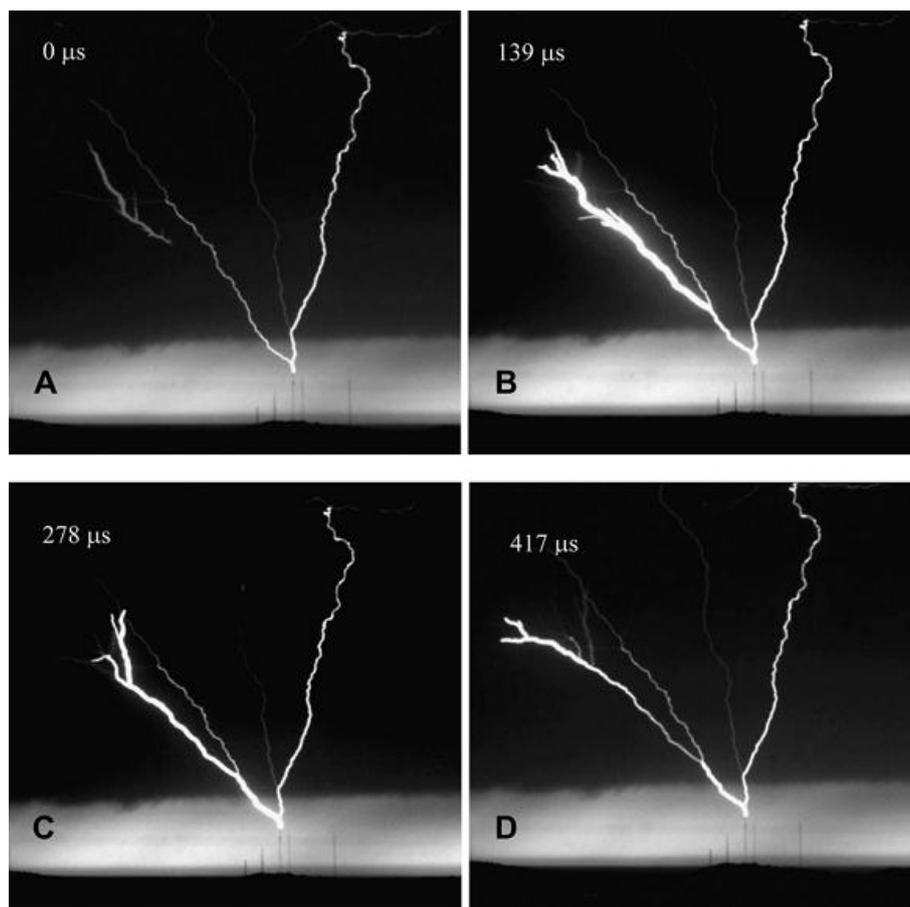


Figura 2.15 – Líder de recuo se propagando em direção a um canal ativo de uma descarga ascendente positiva, produzindo um processo análogo a uma componente-M.

Fonte: Mazur e Ruhnke (2011)

## **2.10. A teoria de líder bidirecional para formação de descargas atmosféricas**

A teoria do líder bidirecional para descrever descargas atmosféricas visa compreendê-las de uma maneira mais ampla do que a visão considerada “clássica”, apresentada na seção 2.3 e ilustrada através da Figura 2.5. Segundo este modelo, a iniciação de um relâmpago em uma nuvem eletrificada se dá como um líder bidirecional, bipolar e com carga elétrica líquida nula, consistindo em uma descarga elétrica sem a presença de um eletrodo. Cada região do líder (com polaridade diferente) se propaga simultaneamente, produzindo um canal ionizado eletricamente neutro. Desta forma, não há a necessidade de se supor que cargas elétricas de mesmo sinal (que se repelem naturalmente) se acumulariam em uma região estreita para formar o líder, deslocando-as de sua posição original e estável no interior da nuvem, como a visão clássica implicaria *a priori*. O primeiro pesquisador a introduzir este conceito foi Kasemir (1960), mas apenas Mazur (1989) pôde apresentar as primeiras evidências a seu favor através de experimentos envolvendo relâmpagos iniciados em aeronaves em voo e descargas IN. Mais recentemente, Kawasaki et al. (2002) apresentaram evidências da validade deste conceito ao estudar o desenvolvimento de relâmpagos ascendentes (iniciados em uma chaminé com cerca de 200 m de altura) a partir de dados de interferometria em UHF.

Mazur (2002) ressalta que o processo de aceitação deste modelo por parte da comunidade científica tem sido lento ou praticamente inexistente em alguns meios; por exemplo, o amplamente reconhecido livro de Rakov e Uman (2003) dedica menos de meia página à descrição do conceito de líder bidirecional, deixando de apresentá-lo como um bom concorrente à teoria clássica. Apresentamos a seguir uma descrição qualitativa das descargas IN e de relâmpagos NS<sup>-</sup> e NS<sup>+</sup> segundo o modelo bidirecional e através de mapas de radiação por tempo de chegada resolvidos temporalmente (RISON et al., 1999), além de discutirmos a descrição dos líderes contínuos (negativos) e das componentes-M neste contexto.

### **2.10.1. Modelo bidirecional para descargas intranuvem**

Na Figura 2.16 apresentamos um mapa de fontes de radiação de uma descarga intranuvem “típica”, i.e., que ocorre entre o centro de cargas negativas da nuvem e o centro de cargas positivas inferior, próximo à sua base (discutidos na seção 2.2). Cada ponto branco representa uma fonte de radiação na faixa de VHF emitida pelo

desenvolvimento de um líder escalonado ou líder de recuo e detectada por seis ou mais estações, sendo que sua localização e instante de ocorrência são determinados pela diferença do tempo de chegada do sinal em cada uma destas estações, que definem um instrumento conhecido como LMA, sigla inglesa para *Lightning Mapping Array*, ou “Arranjo para Mapeamento de Relâmpagos” (RISON et al., 1999). Dada a propagação normalmente contínua dos líderes positivos (seção 2.7), eles raramente são detectados diretamente através deste tipo de instrumento, sendo que seu desenvolvimento é normalmente inferido através da detecção dos líderes de recuo que se desenvolvem em trechos previamente ionizados por eles (SABA et al., 2008). Nota-se que os líderes negativos dominam o primeiro estágio de desenvolvimento da descarga enquanto os líderes de recuo se manifestam brevemente cerca de 30 ms depois. Por outro lado, eles tornam-se dominantes 270 ms após a iniciação, quando o líder positivo continua se propagando mesmo sem emissões da terminação negativa do líder bidirecional.

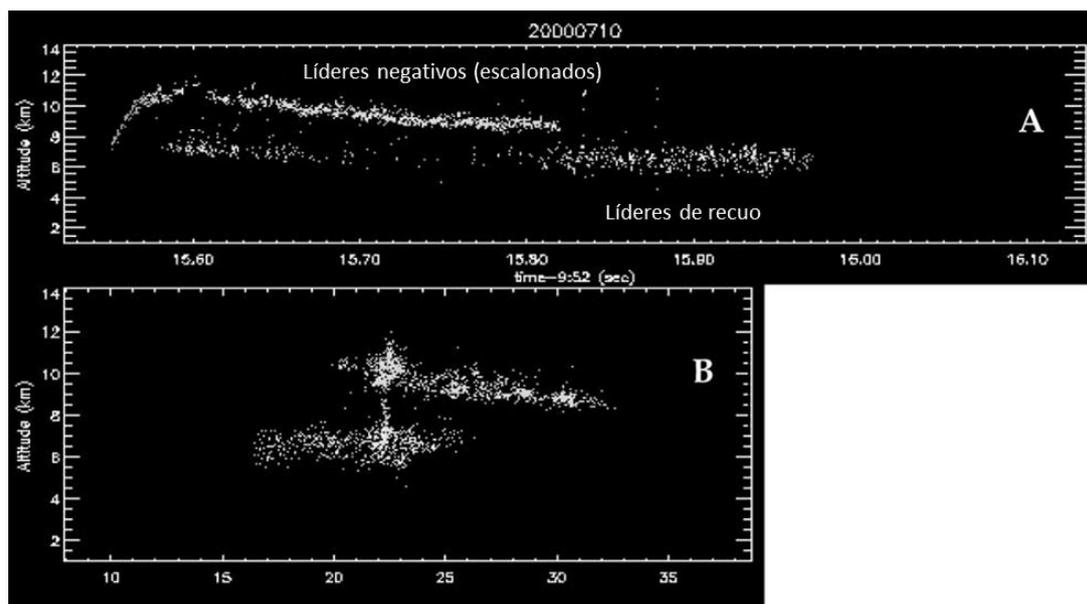


Figura 2.16 – Mapas das fontes de radiação de uma descarga IN mostrando (A) altitude de cada uma em relação ao tempo e (B) altitude em relação a uma dimensão horizontal (integrado em relação ao tempo).

Fonte: adaptado de Mazur (2002)

Na Figura 2.17 mostramos um diagrama que representa a interpretação de Mazur (2002) do processo descrito anteriormente segundo o modelo bidirecional. No instante de tempo  $t_1$  temos a iniciação do líder bipolar e bidirecional; entre  $t_2$  e  $t_4$  temos a

progressão e a ramificação das duas extremidades do líder bidirecional (positiva acima e negativa abaixo); em  $t_4$  a corrente elétrica que flui através do “tronco” inicial que liga as partes positiva e negativa da descarga cessa; e, finalmente, em  $t_5$  é mostrada a progressão do líder positivo, com a ocorrência intermitente de líderes de recuo.

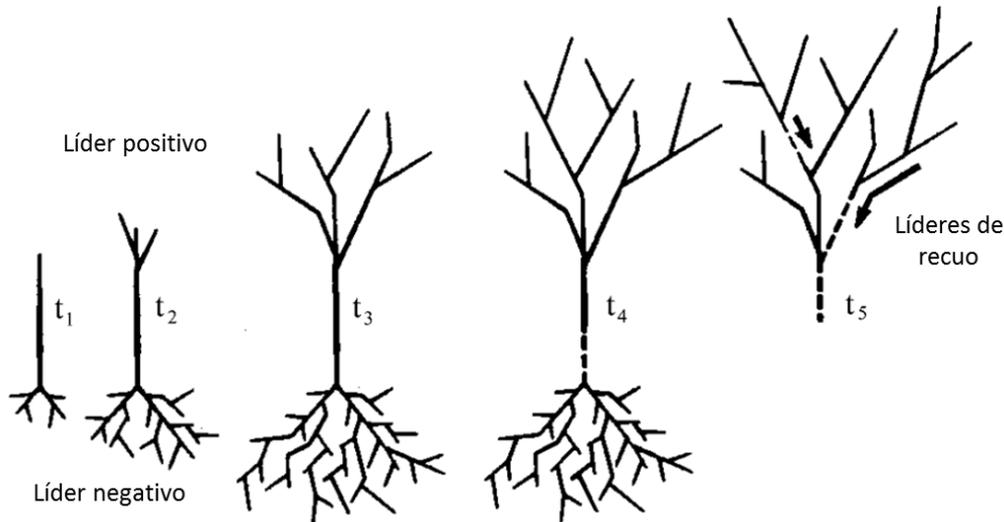


Figura 2.17 – Interpretação do mapa das fontes de radiação de uma descarga IN conforme a teoria do líder bidirecional.

Fonte: adaptado de Mazur (2002)

### 2.10.2. Modelo bidirecional para relâmpagos nuvem-solo negativos

Conforme descrito na Seção 2.3 sob o ponto de vista da teoria clássica de formação dos relâmpagos, um caso de NS- típico, com várias descargas de retorno, desenvolve um ciclo que consiste em líderes escalonados ou contínuos se propagando até o solo e dando início às descargas de retorno que o compõem. Uma nova visão deste ciclo, representado inicialmente pela Figura 2.5, é fornecida pela Figura 2.18, que consiste em um mapa de radiação de NS- que apresentou quatro descargas de retorno. Nota-se uma grande quantidade de fontes durante o desenvolvimento do líder escalonado, seguido pela ocorrência de vários líderes de recuo que evidenciam o desenvolvimento da porção positiva do líder bidirecional no interior da nuvem, antes da ocorrência da primeira descarga de retorno (indicada pelo triângulo próximo a RS#1). Quando esta, por sua vez, acontece, nota-se uma energização do líder positivo que se propaga para cima e continua se propagando mesmo depois da corrente elétrica através do canal da descarga de retorno inicial ter cessado. Vale ressaltar também que os líderes contínuos que

antecederam as descargas de retorno subsequentes (indicadas pelos triângulos próximos a RS#2, RS#3 e RS#4) são praticamente invisíveis para este método de detecção.

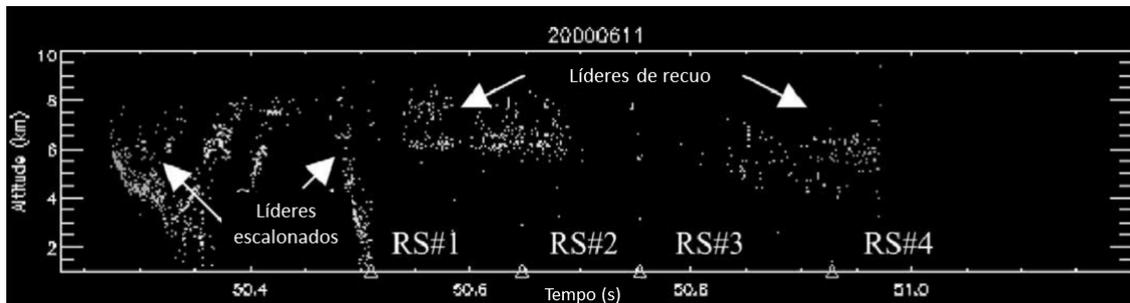


Figura 2.18 – Mapa de fontes de radiação de um relâmpago nuvem-solo negativo que desenvolveu quatro descargas de retorno (indicadas pelos triângulos sobre o eixo das abscissas, que representa o tempo).

Fonte: adaptado de Mazur (2002)

A Figura 2.19 ilustra interpretação do mapa de radiação apresentado segundo a visão do modelo de líder bidirecional. No instante  $t_1$  tem início o líder bidirecional e bipolar; em  $t_2$  temos a sua progressão de suas extremidades (positiva e negativa) nos dois sentidos; em  $t_3$  e  $t_4$  o líder negativo toca o solo e a descarga de retorno acontece, respectivamente; e, finalmente, em  $t_5$  a corrente elétrica que flui através do canal da descarga de retorno é interrompida enquanto o líder positivo continua se propagando e tendo trechos de seus canais neutralizados pela ação dos líderes de recuo.

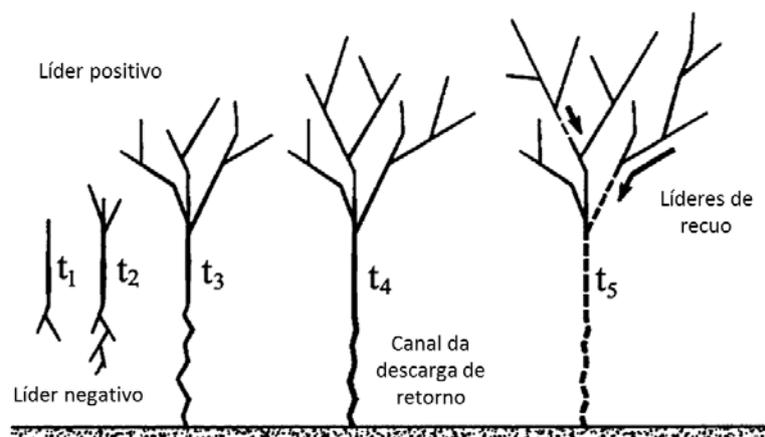


Figura 2.19 – Formação de um relâmpago nuvem-solo negativo segundo o conceito de líder bidirecional.

Fonte: adaptado de Mazur (2002)

### 2.10.3. Modelo bidirecional para relâmpagos nuvem-solo positivos

Em linhas gerais, para se explicar a formação de um relâmpago NS+ segundo o modelo de líder bidirecional basta que se inverta o diagrama apresentado na Figura 2.19, ou seja, com a porção positiva se propagando em direção ao solo e a negativa se desenvolvendo no interior da nuvem. Este fenômeno pode ser visto no mapa de radiação apresentado na Figura 2.20, onde as fontes produzidas pelo líder negativo (que se propaga no interior da nuvem) são detectadas pelo LMA enquanto o líder positivo permanece virtualmente indetectável. Acreditamos, baseado nas observações ópticas dos líderes de recuo apresentadas por Saba et al. (2008), que as fontes de radiação relativamente esparsas presentes na parte inferior do mapa correspondem à ocorrência de líderes de recuo em regiões previamente ionizadas pelo líder positivo que se propaga em direção ao solo. A descarga de retorno ocorre no instante de tempo indicado pelo X.

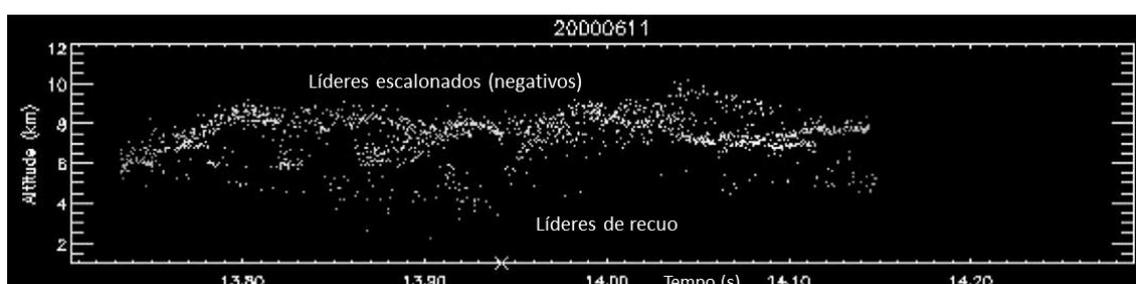


Figura 2.20 – Mapa de radiação do desenvolvimento de NS+. O X sobre o eixo das abscissas indica o instante em que a descarga de retorno ocorreu.

Fonte: adaptado de Mazur (2002)

A Figura 2.21 mostra um diagrama simplificado do processo descrito anteriormente. Vale ressaltar que Mazur (2002), autor desta imagem, não incluiu nem as ramificações nem os líderes de recuo que puderam ser observados mais recentemente por Saba et al. (2008). Na época da publicação destes resultados ele declarou que não seria certo afirmar que as fontes de radiação mais baixas indicadas na Figura 2.20 são produzidas pelos líderes de recuo (V. MAZUR, comunicação pessoal, 2008). A leitura de seu trabalho mais recente (MAZUR; RUHNKE, 2011), baseado principalmente em registros de câmeras de alta resolução temporal, sugerem uma mudança em sua interpretação de tal forma a concordar com o que foi proposto por Saba et al. (2008) anteriormente.

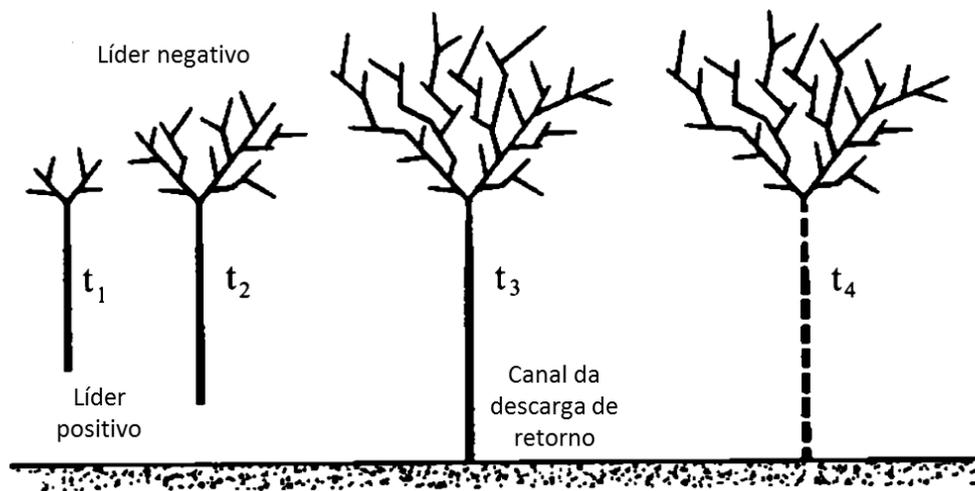


Figura 2.21 – Formação de um relâmpago nuvem-solo positivo segundo o conceito de líder bidirecional.

Fonte: adaptado de Mazur (2002)

#### 2.10.4. Líderes contínuos negativos, componentes-M e o modelo bidirecional

Através do modelo bidirecional pode-se propor explicações para algumas das diferenças de comportamento entre relâmpagos NS+ e NS-. Mazur et al. (1995) apresentam uma hipótese a partir da análise de dados de interferometria em VHF (e reforçada posteriormente por Mazur, 2002, e novamente por Mazur e Ruhnke, 2011) de que os líderes contínuos (negativos) são, essencialmente, o mesmo fenômeno que os líderes de recuo, com a diferença de que o líder contínuo conclui sua propagação no solo (produzindo uma descarga de retorno subsequente) enquanto o líder de recuo o faz conectando-se a um líder positivo ainda ativo ou dissipando-se. Considerando que ainda não existem relatos de líderes de recuo positivos (i.e., que se iniciam em trechos de canal ionizados anteriormente por líderes negativos), se a hipótese de Mazur et al. (1995) estiver correta um mecanismo físico distinto seria responsável pela iniciação das descargas subsequentes positivas que seguem um canal desenvolvido anteriormente, visto que, ainda que estas sejam bastante raras, elas ainda podem ocorrer (FLEENOR et al., 2009; SABA et al., 2010b).

Ao mesmo tempo, Mazur et al. (1995) e novamente Mazur e Ruhnke (2011) também propuseram que a iniciação das componentes-M em relâmpagos negativos é ocasionada pela conexão de um líder de recuo a um trecho de canal positivo que ainda se encontra

ativo na parte superior do líder bidirecional que compõe o NS– em questão. Conforme comentado na seção 2.9, o registro de câmera de alta resolução temporal de Mazur e Ruhnke (2011) reforça esta hipótese, visto que o líder de recuo observado toca uma ramificação de uma descarga ascendente positiva, produzindo uma intensificação da luminosidade (e, conseqüentemente, corrente) do trecho que ligava o ponto de conexão e a origem da descarga (na parte superior de uma torre). Novamente, a aparente não existência de líderes de recuo positivos poderia implicar na não existência de componentes-M positivas. Neste contexto, Mazur e Ruhnke (2011) afirmam que é possível que as intensificações luminosas observadas anteriormente durante o período de corrente contínua de NS+ reportadas por Campos et al. (2009) possuam uma natureza física distinta, i.e., sejam iniciadas por outro tipo de processo. V. Mazur (comunicação pessoal, 2010) ressaltou que é imprescindível que se apresente novas observações de componentes-M de NS+ com instrumentos adicionais, especialmente sensores de campo elétrico e, se possível, uma rede de sensores LMA.

### **2.11. Observações ópticas de alta resolução temporal em eletricidade atmosférica**

Observações ópticas de relâmpagos com alta resolução temporal sempre foram de importância vital para a literatura de eletricidade atmosférica. Schonland e Collens (1934) realizaram uma série de estudos pioneiros (frequentemente com o auxílio de diversos colaboradores) utilizando uma “*streak camera*”, desenvolvida originalmente por Boys (1926), que revelaram os primeiros detalhes visuais dos processos físicos envolvidos no desenvolvimento e formação das descargas atmosféricas. A *streak camera*, por sua vez, consiste em um tambor mantido em alta rotação sobre o qual se expõe trechos de um filme fotográfico bastante longo conforme ele se move, uma tecnologia que continuou sendo utilizada por diversos pesquisadores ao longo de várias décadas (e.g., McEACHRON, 1939; MALAN; SCHONLAND, 1947; SCHONLAND, 1956; BERGER, 1967; ORVILLE; IDONE, 1982; IDONE et al., 1984; JORDAN et al., 1992, 1997).

Com o passar do tempo, diversos estudos ópticos de descargas atmosféricas utilizaram-se de dados fornecidos por câmeras VHS convencionais complementares a outros instrumentos, como sensores de campo elétrico e dados de redes de detecção (e.g., RAKOV et al., 1994; PARKER; KRIDER, 2003; BIAGI et al., 2007; FLEENOR et al., 2009). Dada a limitada resolução temporal deste tipo de câmera (normalmente 30

quadros por segundo, com a possibilidade de se obter 60 quadros por segundo a partir dos registros de certos modelos de câmera através de técnicas de desentrelaçamento de linhas ímpares e pares), em raras ocasiões elas foram o instrumento principal de seus respectivos estudos (RAKOV; UMAN, 2003).

O próximo passo dado foi o início do uso de câmeras digitais de alta resolução temporal, capazes de obter centenas de quadros por segundo ou mais. Kito et al. (1985) foram os pioneiros no uso deste tipo de instrumento em eletricidade atmosférica ao utilizar uma câmera capaz de registrar 1000 quadros por segundo para analisar relâmpagos induzidos por foguetes durante o inverno na província japonesa de Hokuriku. Alguns anos depois, Moreau et al. (1992) estudaram o processo de iniciação de relâmpagos em aeronaves a partir de registros ópticos com 200 quadros por segundo. Em seguida, Mazur et al. (1995, 1998) analisaram detalhadamente um número reduzido de casos de relâmpagos nuvem-solo e descargas do tipo “*spider*” (descargas horizontais com grande extensão frequentemente associadas a relâmpagos nuvem-solo positivos) utilizando uma câmera capaz de obter 1000 quadros por segundo. A fase atual de pesquisa em eletricidade atmosférica utilizando este tipo de instrumento foi iniciada no ELAT através da dissertação de mestrado desenvolvida por Ballarotti (2005), que deu origem a uma série de publicações internacionais (BALLAROTTI et al., 2005; SABA et al., 2006a,b; CAMPOS et al., 2007), em que se analisam uma amostra de centenas de casos de relâmpagos naturais nuvem-solo negativos e as distribuições estatísticas de uma série de parâmetros associados a eles.

Atualmente vários grupos de pesquisa, além do próprio ELAT, vêm realizando estudos utilizando-se de câmeras com taxas que podem chegar até centenas de milhares de quadros por segundo, abordando diversos processos físicos envolvidos na formação de descargas atmosféricas e fenômenos associados a elas, estendendo as análises aos relâmpagos nuvem-solo positivos, induzidos por foguetes e ascendentes (SABA et al., 2008, 2009, 2010b; BIAGI et al., 2009; CAMPOS et al., 2009; SARAIVA et al., 2010; HILL et al., 2011; MAZUR; RUHNKE, 2011; WARNER, 2011; WARNER et al., 2011).

Uma importante alternativa às câmeras de alta resolução temporal para estudos ópticos de relâmpagos são os arranjos compostos ou por fotodiodos de resposta rápida ou por fotodetectores de estado sólido. Um instrumento particularmente famoso é o sistema

ALPS (*Automatic Lightning Progressing Feature Observation System*, ou Sistema Automatizado para Observação das Características do Desenvolvimento de Relâmpagos), descrito inicialmente por Yokoyama et al. (1990), que consiste em uma lente fotográfica convencional, um arranjo de 256 fotodiodos com alcance dinâmico bastante amplo, um digitalizador e um microcomputador pessoal. O ALPS ainda se encontra em operação no Japão (WANG; TAKAGI, 2011), mas diversos outros sistemas já foram utilizados anteriormente por outros pesquisadores, com funcionamento baseado em diversos tipos de sensores ópticos (e.g., HUBERT; MOUGET, 1981; MACH; RUST, 1997).



### 3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

#### 3.1. Câmeras digitais de alta resolução temporal

Este trabalho foi realizado primariamente a partir de observações de relâmpagos naturais utilizando câmeras de alta resolução temporal (ou simplesmente “câmeras rápidas”), i.e., câmeras de vídeo capazes de registrar um número de quadros por segundo bastante superior às câmeras convencionais (que, normalmente, registram cerca de 30 quadros por segundo). Em todas as análises ao menos uma destas câmeras serviram como instrumento principal, sendo que sempre pelo menos um instrumento adicional foi considerado (sejam dados de uma das redes de detecção de descargas atmosféricas, sejam medidas de campo elétrico atmosférico, ambos descritos em sessões subsequentes). Utilizamos um total de cinco modelos de câmeras diferentes, listados de maneira resumida na Tabela 3.1. Todas elas já foram utilizadas e descritas em diversos trabalhos anteriores (BALLAROTTI, 2005; BALLAROTTI et al., 2005; SABA et al., 2006a,b, 2008, 2009, 2010b; CAMPOS et al., 2007, 2009; SARAIVA et al., 2010; MAZUR; RUHNKE, 2011; WARNER, 2011; WARNER et al., 2011). Em particular, Ballarotti (2005) apresenta uma discussão bastante detalhada acerca das modificações realizadas na câmera HS-1 antes que ela começasse a ser utilizada pelo ELAT para observação de relâmpagos. As demais câmeras, por outro lado, não tiveram suas configurações originais alteradas. A Figura 3.1 apresenta, de maneira ilustrativa, a câmera HS-1 juntamente com sua placa de interface com o microcomputador.

Tabela 3.1 – Modelos de câmeras de alta resolução temporal utilizadas neste trabalho.

Nome adotado	Fabricante/Modelo	Taxas de observação utilizadas (quadros por segundo)
HS-1	RedLake/MotionScope 8000S PCI	500 ou 1000
HS-2	Photron/FASTCAM-512 PCI 2k	4000 ou 8000
v7.2	Vision Reseach/Phantom v.72	7200

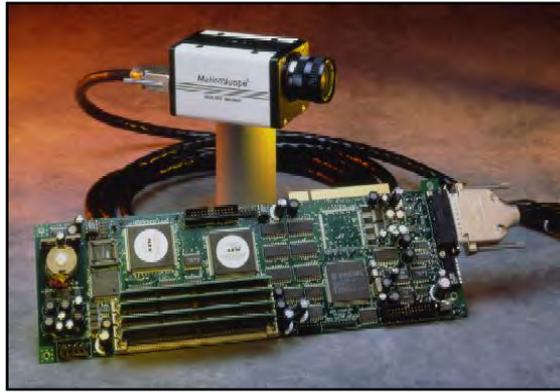


Figura 3.1 – Fotografia da câmera HS-1 (modelo MotionScope 8000S PCI, fabricada pela Red Lake) juntamente com sua interface para comunicação.

Fonte: Red Lake (2002)

Um aspecto bastante importante da utilização destas câmeras é a sua operação. Todas elas foram controladas manualmente por um operador e foi utilizado um recurso computacional conhecido como fila circular. Este, por sua vez, consiste em gravar as imagens continuamente em uma memória dinâmica, retornando à posição inicial da região utilizada sempre que a capacidade total for preenchida, mas sem excluir os dados gravados anteriormente. Desta forma, quando o operador pressiona o *trigger* (ou seja, o botão de ativação da câmera), o microcomputador responsável por controlá-la irá marcar a posição de memória exata da imagem registrada mais recentemente, salvar as imagens registradas anteriormente conforme a configuração escolhida (que define o tempo de *pre-trigger*, ou seja, antes da ativação) e aguardar até que o sistema possa adquirir as imagens finais do registro, também definida conforme a configuração escolhida (tempo de *post-trigger*, ou seja, após a ativação).

O valor máximo do intervalo total de tempo registrado (somando as durações tanto do *pre-* quanto do *post-trigger*) é definido pela memória disponível do sistema de aquisição da câmera, e a distribuição entre o que deve ser gravado antes e depois do instante de *trigger* é definido pelo usuário. Em particular, para os dados utilizados no presente trabalho, as câmeras HS-1 e HS-2 (ver Tabela 3.1) foram operadas com um segundo de *pre-* e um segundo de *post-trigger*, totalizando dois segundos de gravação. Nessa configuração o operador deve pressionar o botão assim que vir a luminosidade emitida pela descarga de retorno; dessa forma, considerando que a duração de um relâmpago completo raramente ultrapassa 1,4 segundos (SARAIVA et al., 2010), pode-se garantir

o registro completo de um relâmpago apesar do tempo de reação do operador (que se encontra, tipicamente, entre 300 e 400 milissegundos). Por outro lado, a terceira câmera (v7.2) foi operada com apenas um quadro de *post trigger*, fazendo com que o operador precisasse aguardar o final dos processos visíveis do relâmpago que estivesse observando para, finalmente, poder pressionar o botão para gravação.

A Figura 3.2 representa esquematicamente o funcionamento do processo de fila circular na situação em que a HS-1 e a HS-2 são operadas, i.e., com durações iguais de período *pre-* e *post-trigger*. Considere que cada célula representa uma posição na memória, que cada linha representa um instante diferente em que o botão de ativação (*trigger*) foi pressionado pelo operador e que o sistema é capaz de registrar nove imagens a cada registro. Na primeira ativação (*Trigger 1*) o operador pressionou o botão exatamente quando o ponteiro se encontrava no centro da memória, ou seja, na posição (e). Dessa forma, o sistema de aquisição da câmera irá salvar as quatro posições anteriores, i.e., as imagens -4 a -1, que estão nas posições (a) a (d), respectivamente, juntamente com a imagem gravada na posição (e), e continua gravando ao longo das quatro posições seguintes, (f) até (i), que contém as imagens +1 a +4, que são registradas após o acionamento. Porém, ele pode também pressionar o botão quando o ponteiro se encontrar próximo ao final da área alocada de memória, como no caso do *Trigger 2*, em que ele foi pressionado na posição (h). Nesta situação as imagens -4 a -1, gravadas nas posições (d) até (g), juntamente com a imagem gravada na posição (h), são salvas após a aquisição das seguintes (+1 a +4), que são gravadas na memória nas posições (i), depois de (a) até (c), conforme elas são registradas pela câmera após a ativação da mesma pelo operador. Um processo análogo ocorre se o botão for pressionado quando o ponteiro se encontrar no início da memória alocada, conforme ilustrado no caso do *Trigger 3*.

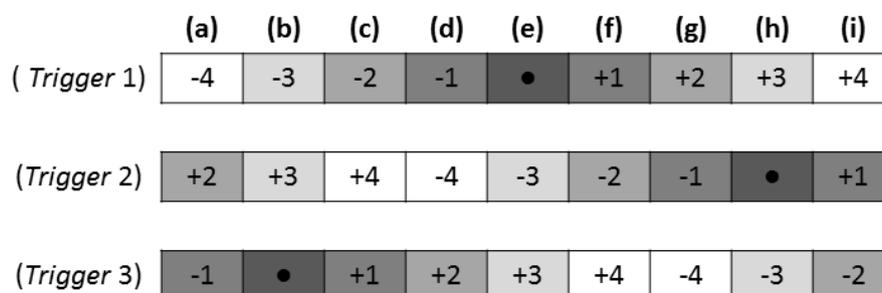


Figura 3.2 – Representação do processo computacional de filar circular, utilizado na aquisição de imagens das câmeras de alta resolução temporal, em três situações diferentes.

### 3.1.1. Programa para obtenção de curvas de luminosidade *versus* tempo

Em certos estudos observacionais de relâmpagos baseados em registros de câmeras de vídeo pode ser de grande interesse ao pesquisador ser capaz de obter curvas de luminosidade *versus* tempo para as suas fases menos luminosas (antes e depois da descarga de retorno) a partir destes dados. Tal possibilidade permite, por exemplo, uma comparação com estudos anteriores baseados unicamente em dados de sensores de luminosidade (e.g., JORDAN et al., 1997; MACH; RUST, 1997). Para este fim desenvolvemos um programa em linguagem IDL (*Interactive Data Language*) capaz de calcular a média dos *pixels* (contração do termo em inglês “*picture element*”) de cada quadro de qualquer vídeo obtido através de uma das câmeras, bastando que este seja convertido do formato de vídeo *avi* para uma sequencia de arquivos de imagem no formato *tiff*. O programa, que já foi utilizado em publicações anteriores (CAMPOS et al., 2007, 2009) executa um processo que consiste em carregar todos os arquivos dos quadros do vídeo que se deseja estudar em um *array* de imagens. Este *array* é, então, seccionado em duas regiões definidas visualmente pelo usuário: (a) em que o canal do relâmpago se encontra visível e (b) uma área de calibração, que torna possível amenizar as influências da luminosidade de fundo do céu (produzida, por exemplo, pelo espalhamento da luz do Sol nas nuvens de tempestade). Exemplos de cada uma destas regiões que foram definidas para um dos casos estudados são apresentados na Figura 3.3. Para cada quadro é calculada a média dos valores dos *pixels* contidos em ambas as regiões, desconsiderando aqueles em que houve saturação. No caso das câmeras HS1 e HS2, por exemplo, em que cada *pixel* possui oito *bits* de dados de tons de cinza, o programa é adaptado de tal forma a excluir dos cálculos os *pixels* cujos valores atingem 255. Este critério é aplicado tanto para a área do canal quanto para a área de calibração, uma vez que um fundo particularmente luminoso (para um relâmpago filmado durante o dia, por exemplo) pode ter *pixels* saturados em alguns de seus pontos. Uma vez calculado ambas as médias, o programa subtrai o valor obtido para a área de calibração do valor obtido para a área do canal, gravando o resultado em um arquivo de texto padrão ASCII que pode ser livremente manipulado e utilizado na criação de gráficos. A Figura 3.4 apresenta o fluxograma do algoritmo criado para o desenvolvimento do programa e o APÊNDICE A traz seu código-fonte comentado detalhadamente.

A utilização desse programa para se estimar as variações de corrente no canal de um relâmpago foi discutida e validada detalhadamente em um trabalho anterior (CAMPOS

et al., 2007) baseado nos resultados apresentados por Diendorfer et al. (2003), que, por sua vez, mostraram uma dependência quase linear entre luminosidade (estimada a partir de dados fornecidos por uma câmera digital de alta resolução temporal) e corrente elétrica medida diretamente na base do canal de relâmpagos que atingem a torre Gaisberg, localizada a cinco quilômetros de Salzburg, Áustria.

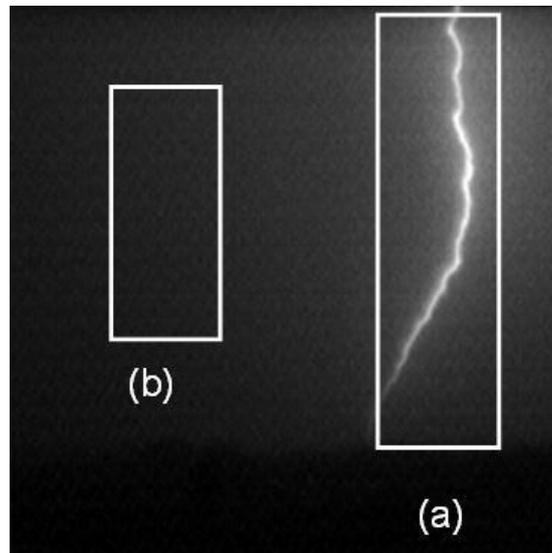


Figura 3.3 – Exemplo de definição das áreas do (a) canal e de (b) calibração em um quadro de um caso estudado neste trabalho.

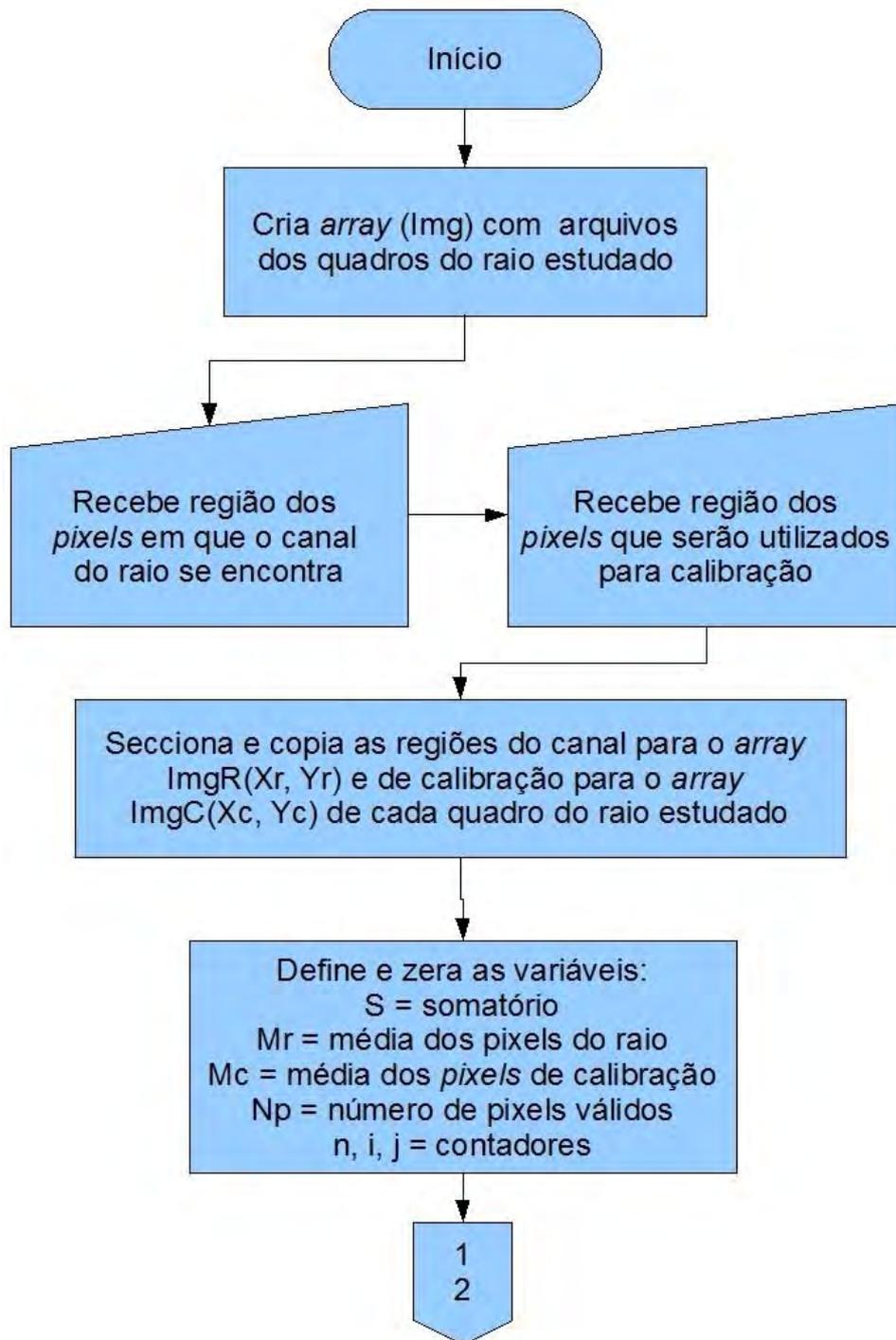


Figura 3.4 – Fluxograma representando o algoritmo criado para o programa desenvolvido para a obtenção da curva de luminosidade-versus-tempo a partir dos registros de vídeo das câmeras rápidas.

(continua)

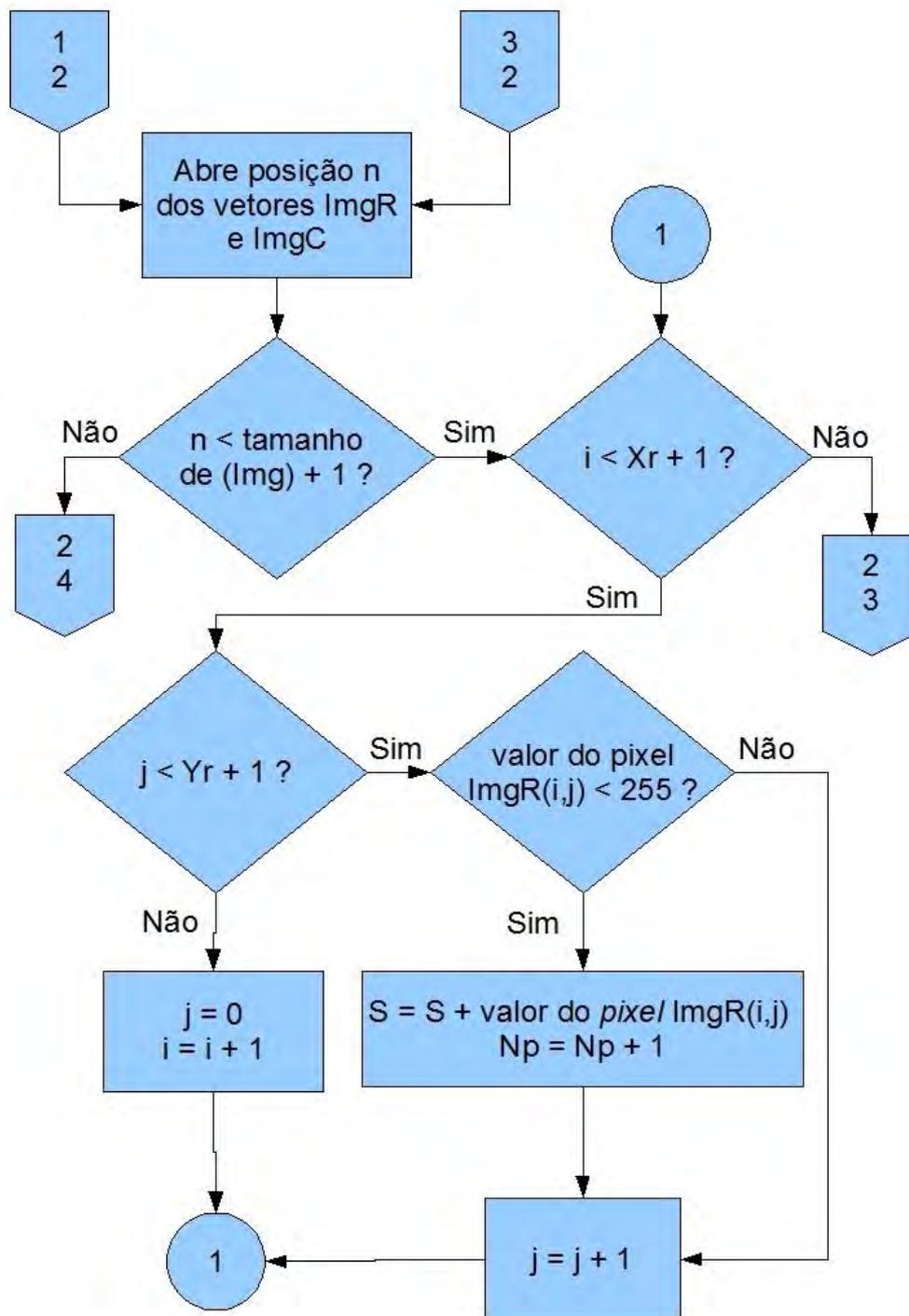


Figura 3.4 – Continuação.

(continua)

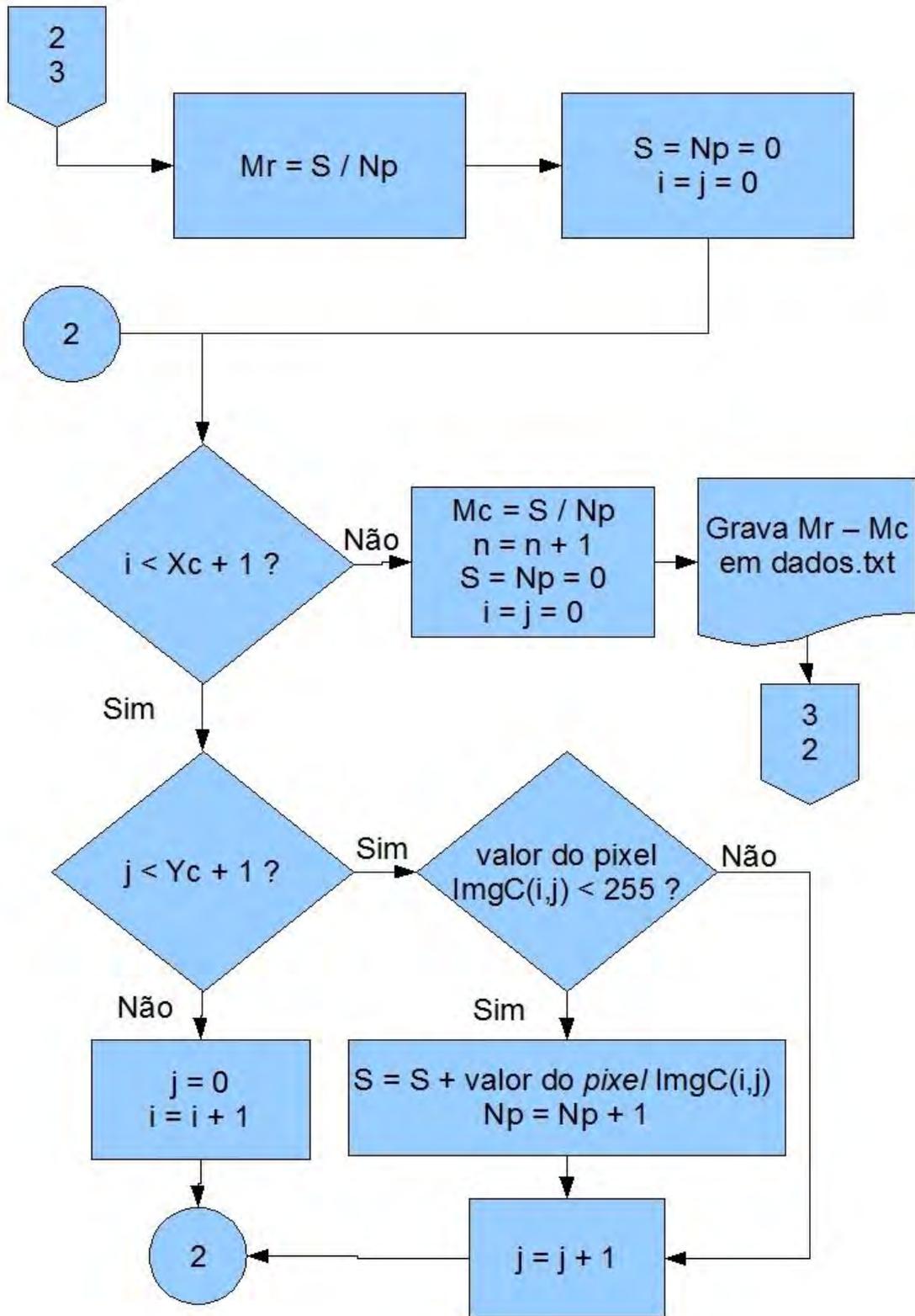


Figura 3.4 – Continuação.

(continua)

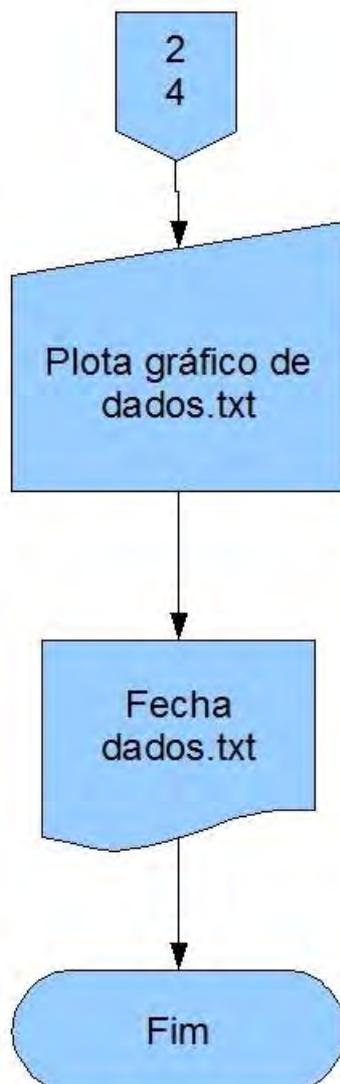


Figura 3.4 – Conclusão.

### 3.1.2. Técnica de fotogrametria

Visando tornar possível a análise detalhada dos registros dos líderes de relâmpagos e estimar suas dimensões e velocidades de propagação, foi necessário desenvolver uma técnica simples de fotogrametria (i.e., obtenção das dimensões de objetos a partir de fotografias ou dados de outros tipos de sistemas de imageamento). Consideramos a configuração apresentada na Figura 3.5, que ilustra o registro do canal de um relâmpago por uma câmera. Para o presente trabalho consideramos apenas a tortuosidade visível através das imagens (bidimensional), ignorando a inclinação do canal na direção

perpendicular ao plano definido por elas. Tal tortuosidade foi estudada por Hill (1968) e Idone e Orville (1988) baseando-se em dados fotográficos bidimensionais. Trabalhos futuros utilizando múltiplas câmeras nos permitirão avaliar a velocidade dos líderes em três dimensões, possibilitando a determinação do valor de um fator de correção para as medidas obtidas em estudos baseados em apenas uma câmera.

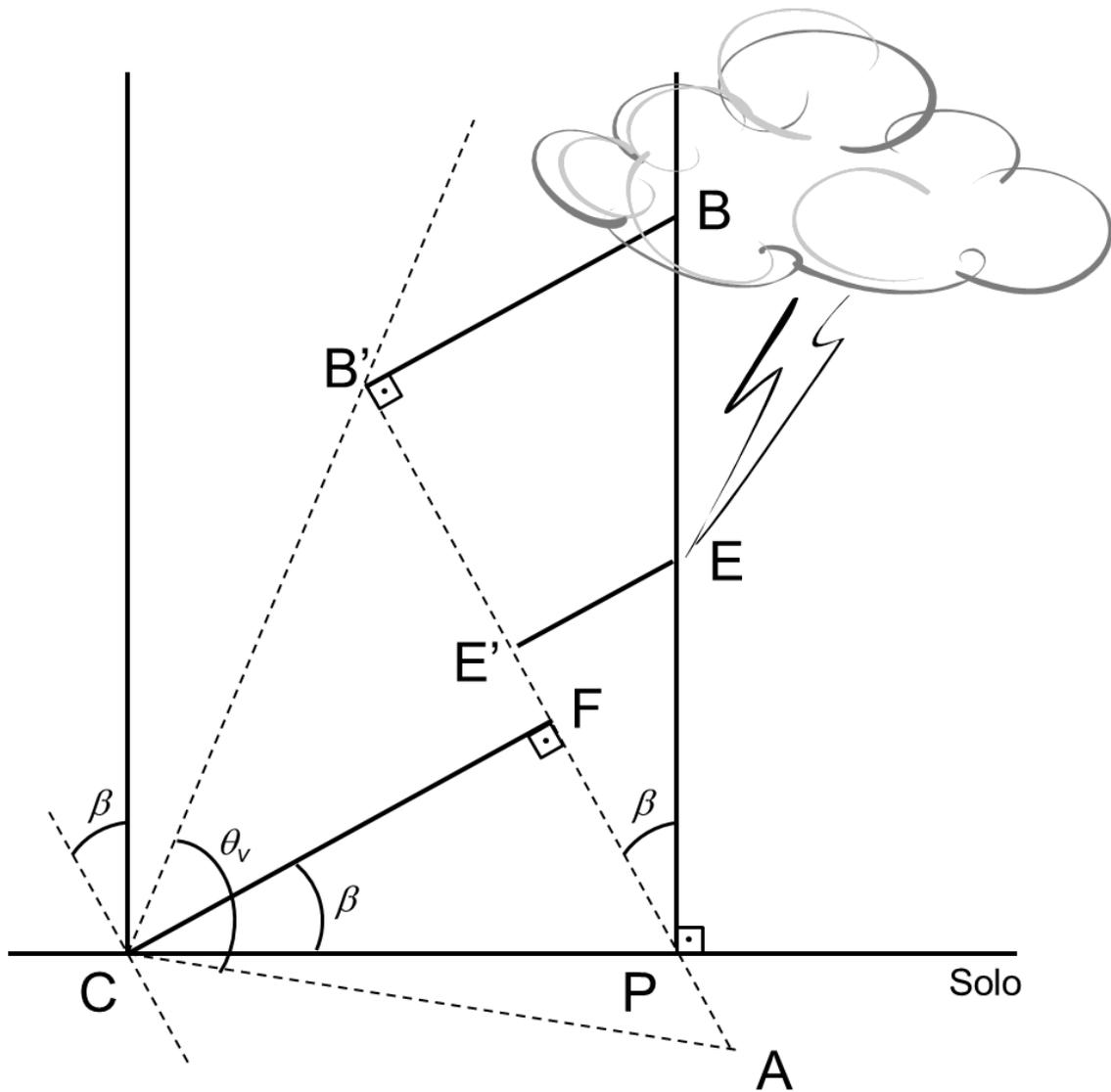


Figura 3.5 – Geometria considerada para a técnica de fotogrametria. CCD indica a posição do sensor da câmera. Todos os ângulos foram exagerados para facilitar a visualização.

Na Figura 3.5 o ponto C representa a posição da câmera (que se encontra inclinada em relação ao solo por um ângulo  $\beta$ ), sendo que o plano tracejado que passa por ele representa o sensor CCD da mesma. O ponto P, por sua vez, indica o ponto de contato

do relâmpago com o solo, conforme indicado pelos dados da rede de detecção de larga escala (a ser descrita na seção 3.3). O segmento de reta  $\overline{CF}$  representa a bissetriz de  $\theta_v$ , o ângulo de abertura vertical da lente utilizada. Definindo  $D$  como a distância entre a câmera e o ponto de contato do relâmpago com o solo (equivalente ao segmento de reta  $\overline{CP}$ ) e  $H$  a altura total da imagem localizada à distância  $D$  (representada na Figura 3.5 pelo segmento de reta  $\overline{AB'}$ ), pode-se obter a seguinte relação:

$$\tan\left(\frac{\theta_v}{2}\right) = \frac{H/2}{D} \quad (3.1)$$

Isolando  $H$  e dividindo-o pelo número  $N_p$  de pixels verticais utilizados do CCD da câmera (cujo valor varia entre diferentes modelos e taxas de aquisição), obtemos a razão  $R$ , que determina a distância equivalente a cada pixel individual no plano paralelo ao CCD localizado à distância  $D$  da câmera:

$$R = \frac{H}{N_p} = \frac{2D}{N_p} \tan\left(\frac{\theta_v}{2}\right) \quad (3.2)$$

Ao determinar  $R$  (dada em unidades de comprimento por número de *pixels*) para um determinado registro de relâmpago, é possível estimar a extensão do canal visível do relâmpago como também a velocidade com a qual seu líder se propagou ao longo de dois ou mais quadros. Ainda que a razão  $R$  seja estimada a partir dos parâmetros verticais das câmeras, como as lentes utilizadas neste estudo não introduzem uma deformação nas imagens obtidas foi possível utilizar o mesmo valor de  $R$  para as estimativas de distâncias horizontais.

É importante notar também que a Figura 3.5 mostra que as distâncias estimadas no plano da imagem são subestimadas em relação às suas dimensões reais devido à inclinação da câmera em relação ao solo, definida pelo ângulo  $\beta$ . Assim sendo, tomando como exemplo a trajetória descrita por um líder entre os pontos B e E indicados na figura, sua distância total  $L$  será medida através da câmera como o produto da distância entre os pontos B' e E' projetados no plano da imagem ( $L'$ ) e o cosseno do ângulo de inclinação ( $\beta$ ):

$$L = L' \cos \beta \quad (3.3)$$

Para os líderes considerados no presente trabalho, esta correção para o ângulo de inclinação pode ser desprezada porque os registros considerados foram obtidos com as câmeras posicionadas com inclinações relativamente pequenas. Ângulos de inclinação típicos se encontravam entre 5° e 15° em relação ao solo, o que leva a erros que variam entre 0,3% a 3,5%, desprezíveis se comparados ao erro na estimativa da distância  $D$  devido à precisão de localização das redes de detecção de relâmpagos. A expressão que nos permite estimar o erro percentual  $e\%$  associado à incerteza de distância  $d$  (para mais ou para menos) causada pelas limitações inerentes ao método utilizado para obter  $D$  (ver a seção 3.3) é:

$$e\% = 100 \frac{|d|}{D} \quad (3.4)$$

### 3.1.3. Matriz padrão de dados das câmeras rápidas

Os registros de relâmpagos obtidos através das câmeras rápidas e instrumentos auxiliares são organizados de maneira padronizada em uma planilha denominada Matriz Padrão. Ela passou por um processo de automatização desenvolvido por Medeiros (2011), que nos permite selecionar rapidamente casos com características certas características específicas ou até mesmo a geração de análises estatísticas como as que foram apresentadas por Ballarotti et al. (2012).

A planilha foi criada através do programa *Microsoft Excel* e funciona como um banco de dados em que cada evento possui um registro único contendo seus principais parâmetros: instante de ocorrência e classificação da ordem de suas descargas de retorno e componentes-M; distância em relação ao ponto de observação; polaridade e pico de corrente estimado de cada descarga de retorno (fornecida pelos sistemas de detecção em larga escala, descritos posteriormente); intervalo de tempo entre eventos subsequentes; duração total do relâmpago e de correntes contínuas, se presentes; disponibilidade de dados adicionais (e.g., campo elétrico rápido e lento, também descritos posteriormente).

O preenchimento da matriz se dá ao longo do processo de redução de dados de cada campanha, que passa a ser associada a uma planilha matriz distinta e numerada. Cada registro de vídeo de cada relâmpago é numerado sequencialmente e passa a ser identificado de acordo com a data e hora de sua ocorrência. Por exemplo, a campanha do verão 2010/2011 está associada à matriz de número 9. O evento de número 150 registrado nessa campanha seria denominado M9R150, que funciona como a chave primária do banco de dados.

## 3.2. Sensores de campo elétrico atmosférico

### 3.2.1. Fundamentação

As medidas de campo elétrico atmosférico utilizadas nas análises deste trabalho foram obtidas com o auxílio de antenas planas do tipo prato. Conforme discutido por Pichler (2004), esta geometria foi escolhida devido à grande facilidade para modelá-la fisicamente e assim estimar o campo elétrico produzido por relâmpagos. A Figura 3.6 ilustra este tipo de antena juntamente com seu circuito integrador e uma placa condutora utilizada em ensaios de calibração.

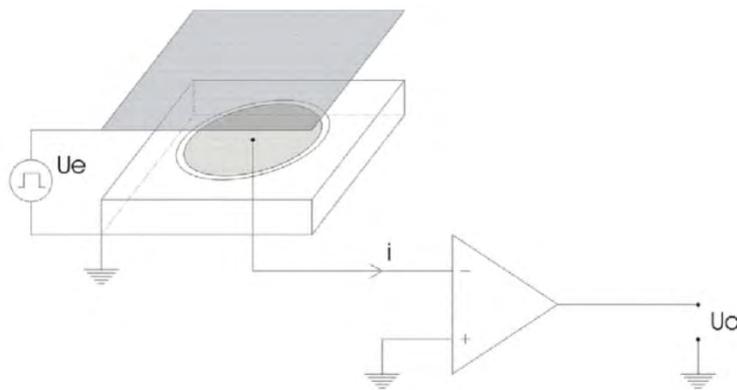


Figura 3.6 – Diagrama básico da antena tipo prato utilizada para medidas de campo elétrico, seu circuito integrador e a placa utilizada em ensaios de calibração.

Fonte: Pichler (2004)

Nesse tipo de antena o elemento sensível ao campo elétrico dos relâmpagos é o disco metálico localizado em seu centro. Ele é ligado à entrada inversora do circuito amplificador e ao seu redor há um vão que o separa da estrutura mais externa, também

condutora, que se encontra no mesmo potencial elétrico da Terra (Figura 3.6). Considerando a antena como um capacitor de placas paralelas e desprezando efeitos de borda, pode-se mostrar que a carga elétrica  $Q$  acumulada no disco central de área  $A$  quando este se encontra submetido a um campo elétrico de intensidade  $E$  é dada por (e.g., GRIFFITHS, 1999):

$$Q = \varepsilon_0 AE \quad (3.5)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a constante de permissividade do vácuo (por simplicidade, consideramos a susceptibilidade elétrica do ar como sendo nula). A corrente elétrica  $i$  medida na saída da antena pode ser obtida derivando a expressão (3.5) em relação ao tempo:

$$i = \frac{dQ}{dt} = \varepsilon_0 A \frac{dE}{dt} \quad (3.6)$$

Dessa forma, para que possamos obter uma relação de proporcionalidade entre o campo elétrico ao qual a antena está submetida e o sinal elétrico de saída do circuito amplificador é necessário que este esteja configurado de modo a comportar-se como um integrador. Isso pode ser obtido colocando um capacitor ( $C_2$ ) na malha de realimentação do amplificador operacional, conforme indicado no diagrama da Figura 3.7. No diagrama,  $C_K$  representa a capacitância de uma placa metálica que pode ser utilizada para calibração da antena (ilustrada também na Figura 3.6, mas que não será discutida em detalhes neste trabalho),  $C_A$  a capacitância da antena propriamente dita e  $U_a$  a tensão de saída do circuito.

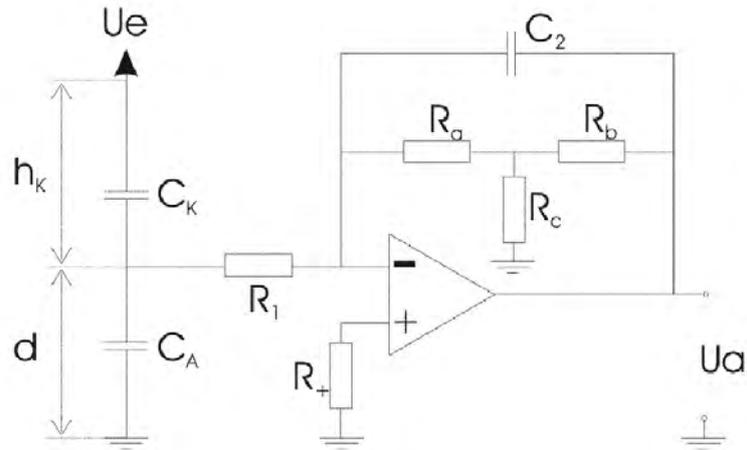


Figura 3.7 – Diagrama do circuito integrador/amplificador utilizado nos sensores de campo elétrico atmosférico. As capacitâncias  $C_K$  e  $C_A$  representam a placa de calibração e a antena, respectivamente.

Fonte: Pichler (2004)

Aplicando a expressão da relação entre tensão de entrada e de saída de um circuito integrador e substituindo o resultado de (3.6), temos:

$$U_a = -\frac{1}{C_2} \int i dt = -\frac{1}{C_2} \int \left( \varepsilon_0 A \frac{dE}{dt} \right) dt \quad (3.7)$$

que nos leva à relação entre o campo elétrico aplicado à antena e a tensão de saída do circuito:

$$U_a = -\frac{1}{C_2} \varepsilon_0 A E \quad (3.8)$$

Dessa forma, conhecendo as dimensões da antena (área  $A$ ) e o valor do capacitor utilizado no circuito amplificador/integrador ( $C_2$ ), pode-se obter o fator de calibração  $c_f$  que correlaciona a tensão medida  $U_a$  e a intensidade  $E$  do campo elétrico que a causou:

$$c_f = \frac{U_a}{E} = -\frac{\varepsilon_0 A}{C_2} \quad (3.9)$$

Com a manipulação adequada de  $c_f$ , foi possível ter dois sensores de campo elétrico em operação, cada um com um ganho diferente. Sendo duas antenas idênticas, com um diâmetro do disco metálico central de 25 centímetros, utilizamos um integrador com  $C_2$  de 100 pF, resultando em um fator de calibração de 4,34 mV/(V/m), útil para o registro de processos com grande amplitude sem risco de saturação dada a sua baixa sensibilidade. Utilizamos, simultaneamente, um segundo integrador com  $C_2$  de 10 pF que, por sua vez, resultou em um fator de calibração de 43,4 mV/(V/m), dez vezes maior do que o do primeiro e, justamente por isso, bastante útil para observar fenômenos cujo campo elétrico produzido é de menor intensidade.

O instrumento descrito até este ponto, conforme desenvolvido por Pichler (2004), é comumente denominado “sensor de campo elétrico rápido”. Isto se deve à sua curta constante de decaimento, que faz com que a tensão saída do integrador/amplificador retorne rapidamente para zero, tornando este tipo de dispositivo bastante útil para se observar processos com variação temporal bastante grande. Por outro lado, um circuito bastante semelhante pode ser utilizado de tal forma a se obter um sensor de campo elétrico “lento”, ou seja, com uma constante de decaimento maior. Este é o caso do sensor desenvolvido por Ferraz (2009), que possui uma constante de decaimento de aproximadamente 1,5 segundos, e por este motivo é bastante sensível a variações de longa duração, como aquelas produzidas por uma corrente contínua. Portanto, utilizamos três sensores de campo elétrico simultaneamente, sendo dois rápidos (com ganhos que diferem entre si por um fator 10) e um lento. Um exemplo de relâmpago observado por todos estes sensores é apresentado na Figura 3.8. A descrição do sistema de aquisição utilizado, bem como uma discussão quanto à sua sincronização temporal com os dados ópticos fornecidos pelas câmeras de alta resolução temporal, serão apresentadas na próxima seção.

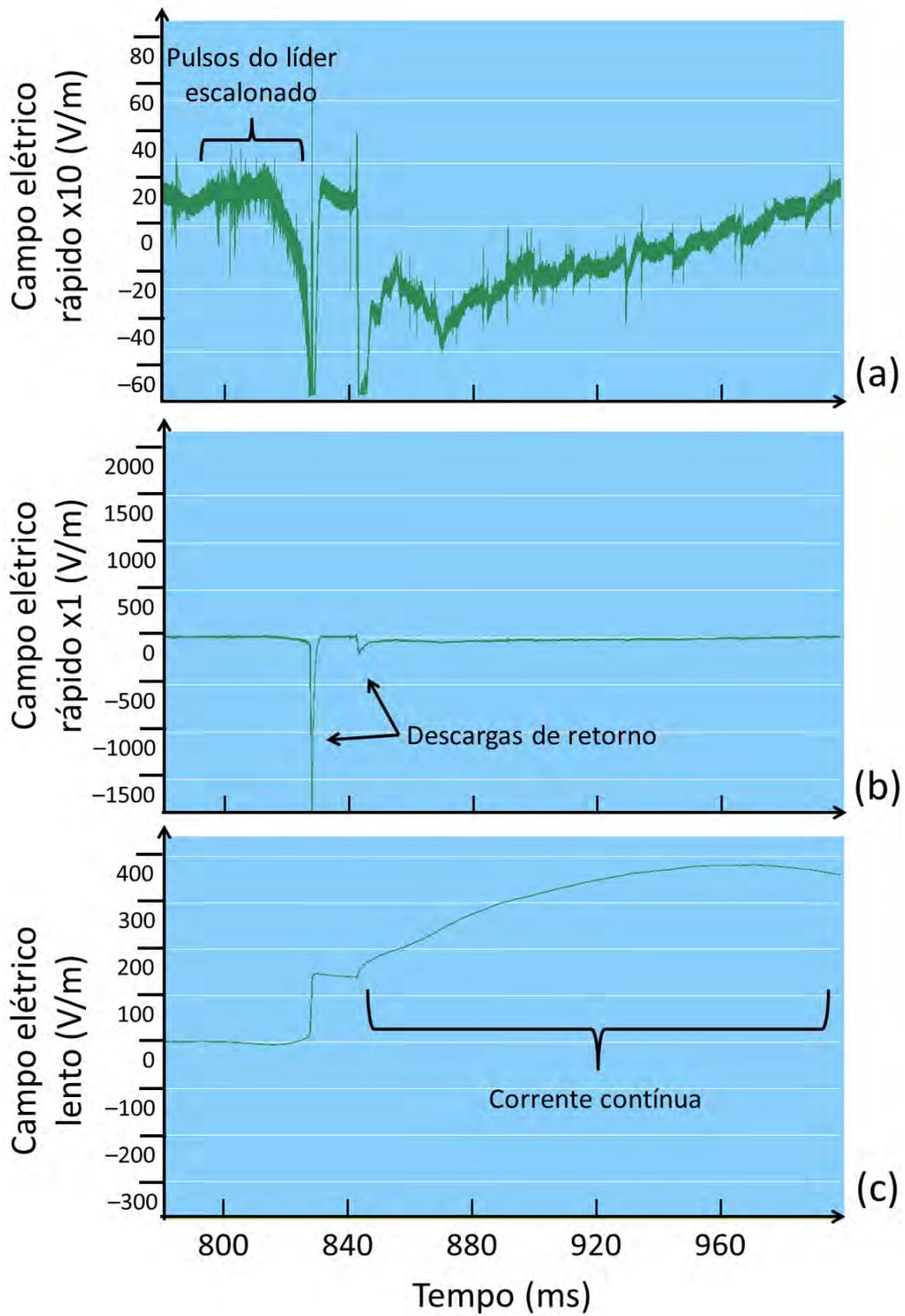


Figura 3.8 – Dados dos três sensores de campo elétrico para um mesmo NS–: (a) campo elétrico rápido com ganho maior (43,5 mV/(V/m)), (b) campo elétrico rápido com ganho menor (4,34 mV/(V/m)) e (c) campo elétrico lento.

As curvas apresentadas na Figura 3.8 ilustram bem a diferença prática entre cada tipo de sensor de campo elétrico utilizado bem como o tipo de processo físico que cada um registra de maneira mais eficiente. Nas curvas (a) e (b) nota-se que o sinal gerado pelos campos elétricos rápidos retorna rapidamente ao seu valor inicial após a ocorrência de cada descarga de retorno. Ao mesmo tempo, através da curva (a) é possível observar em detalhes as variações de campo elétrico de amplitude menor, como é o caso dos pulsos produzidos pela quebra de rigidez e pelo líder escalonado antes da ocorrência da primeira descarga de retorno. Enquanto isso, a curva (b) realça os pulsos com amplitude mais elevada, em especial os produzidos pelas descargas de retorno, sem que ocorra a saturação observada na curva (a). Por outro lado, na curva (c), que apresenta um registro de campo elétrico lento, nota-se que a resposta do sensor leva um tempo muito mais longo para retornar ao valor que possuía antes da descarga de retorno. Isto faz com que seja possível analisar processos mais lentos, como é o caso da corrente contínua que acontece após a segunda descarga de retorno. É importante ressaltar que a variação do campo elétrico mostrada na curva (c) se dá no sentido oposto às demais porque a antena de campo elétrico lento foi operada com seu elemento sensível voltado para o solo. Tal configuração mostrou-se necessária porque a queda de gotas de chuva sobre ele produzia um sinal eletrostático capaz de causar a saturação do sensor. Acreditamos que este fato pode indicar que a chuva carrega uma carga elétrica líquida mas nenhuma análise mais aprofundada pôde ser realizada. Finalmente, em linhas gerais, descargas de retorno negativas produzirão variações negativas nos campos elétricos rápidos e variações positivas no lento.

### **3.2.2. Sistema de aquisição e sua sincronização com os dados ópticos**

Os sinais gerados pelos sensores de campo elétrico são enviados a um módulo de aquisição denominado DAQ-Box, fabricado pela *National Instruments*, que possui conversores analógico-digitais de 12 *bits*. Este, por sua vez, é ligado a uma placa de interface PCI modelo NI-6110, produzida pelo mesmo fabricante, responsável pela aquisição dos três canais utilizados (dois de campo elétrico rápido e um lento). Ela é ligada a um microcomputador dedicado, no qual também ligamos uma placa modelo GPS170PCI, fabricada pela Meinberg, que fica conectada a uma antena GPS posicionada em um ambiente externo e é responsável por fornecer sincronismo temporal. Finalmente, um programa denominado *DataLogger* é responsável por realizar a aquisição dos dados obtidos pela placa NI-6110 com uma taxa de cinco milhões de

amostras por segundo e sincronizar cada medida com o tempo GPS fornecido pela placa GPS170PCI. Um diagrama simplificado desta montagem é apresentado na Figura 3.9. É importante ressaltar, porém, que apenas a partir da campanha de coleta de dados do verão 2010/2011 o sensor de campo elétrico lento foi incluído neste sistema de aquisição de dados. Conforme descrito por Ferraz (2009), até então a aquisição foi feita através de osciloscópios digitais, o que não permitia a sincronização temporal com GPS.

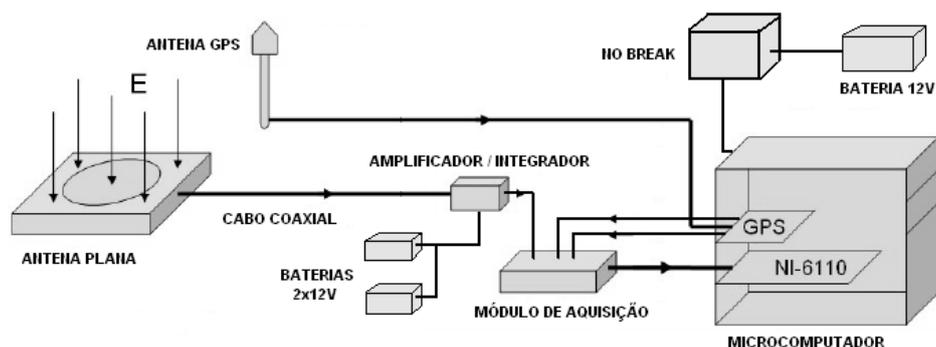


Figura 3.9 – Diagrama simplificado do sistema de aquisição de dados dos sensores de campo elétrico atmosférico. Apenas uma das três antenas (e seu módulo integrador/amplificador) se encontra representada.

Fonte: Medeiros (2011)

Como a taxa de aquisição dos dados fornecidos pelos sensores de campo elétrico é três ordens de grandeza maior do que as taxas das câmeras rápidas, foi necessário realizar uma sincronização bastante criteriosa entre os dois equipamentos para desenvolver uma análise da estrutura fina dos processos físicos envolvidos nos relâmpagos. Os fabricantes de dois dos modelos de câmera utilizados neste trabalho (HS-1 e HS-2) não informam em seus manuais (e.g., RED LAKE, 2002; PHOTRON, 2003) se, ao sincronizar o instrumento com GPS, a atribuição dos tempos é feita no início ou no final da exposição de cada quadro. Efetuamos a análise de seis descargas de retorno que foram registradas simultaneamente através do sensor de campo elétrico rápido (mais sensível a variações de curta duração) e por pelo menos uma das câmeras. Comparamos os vídeos quadro a quadro com cada trecho das medidas de campo elétrico e concluímos que a atribuição do tempo é feita no início da exposição do CCD para cada quadro, conforme exemplificado na Figura 3.10. Nesse registro a câmera HS-2 estava configurada para obter 8000 quadros por segundo. Tomando  $t = 0$  no início do segundo

em que o registro ocorreu, vemos que o quadro (f), associado ao instante de tempo  $t = 445,625$  ms pelo processo de aquisição da câmera, claramente está relacionado à variação correspondente à descarga de retorno, que no registro de campo elétrico ocorre entre os tempos  $t = 445,625$  ms e  $t = 445,750$  ms. Conforme será discutido nos próximos capítulos deste trabalho, o processo de sincronização é de essencial para uma comparação entre eventos observados em cada instrumento.

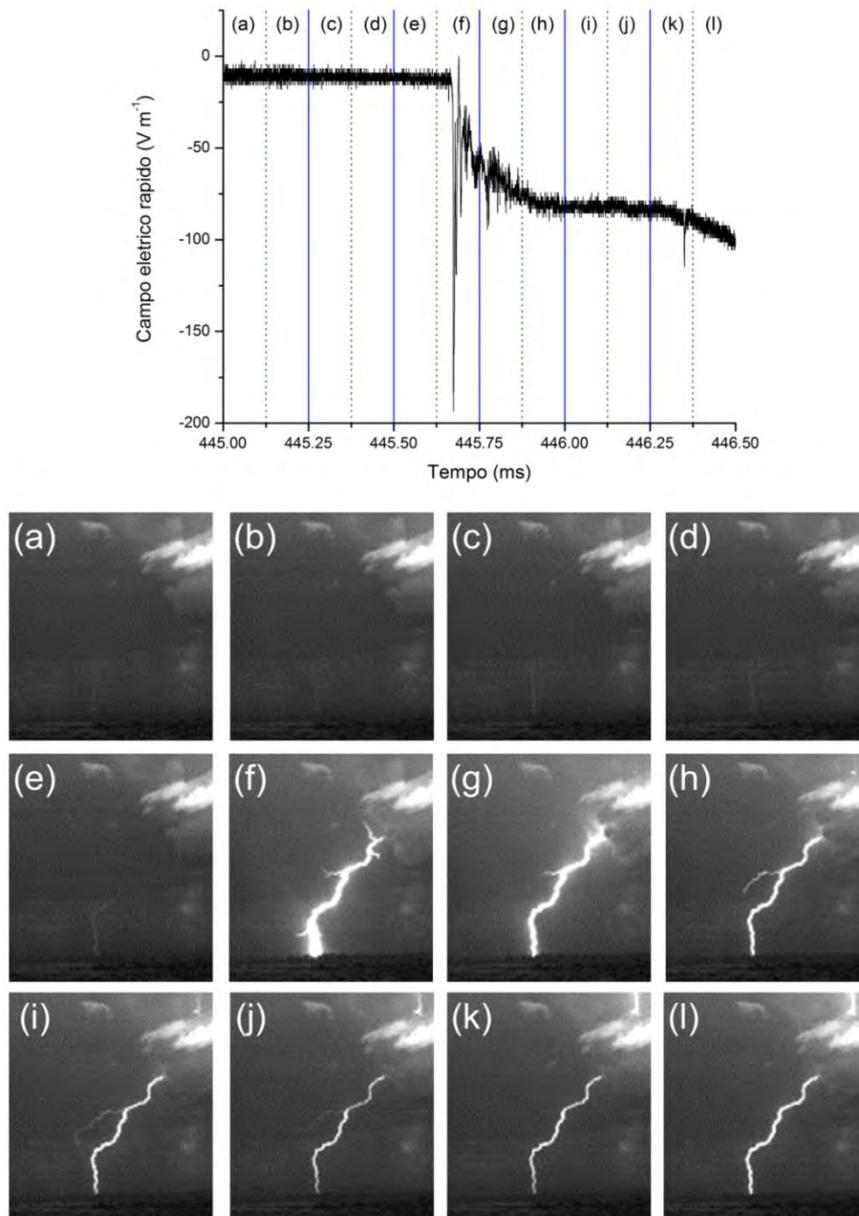


Figura 3.10 – Sincronização entre cada quadro registrado por uma câmera de alta resolução temporal e a forma de onda obtida através de sistema de aquisição dos sensores de campo elétrico. Cada quadro foi registrado ao longo do intervalo de tempo correspondente à sua letra indicada no gráfico de campo elétrico.

### 3.3. Redes de detecção de relâmpagos

Em boa parte das análises realizadas no presente trabalho fez-se necessário o uso de dados de redes de detecção de relâmpagos de larga escala. Elas são compostas por sensores remotos capazes de detectar a radiação eletromagnética nas faixas VLF/LF emitida pelos relâmpagos e enviar os dados relacionados a ela para centrais de processamento. Estas, por sua vez, aplicam uma série de algoritmos computacionais aos dados recebidos e, a partir deles, fornecem informações como: localização do ponto de contato do relâmpago com o solo; polaridade e pico de corrente estimado de descargas de retorno individuais; multiplicidade; etc. Para as análises realizadas neste trabalho os parâmetros que fornecem a localização do ponto de contato de cada descarga de retorno de um dado NS são necessários para a determinação de velocidades e extensões de canal de líderes, conforme mencionado na seção 3.1.2. Cummins e Murphy (2009) apresentam uma discussão detalhada deste tipo de rede, seu histórico de desenvolvimento e aplicação, características, princípios de funcionamento e limitações.

Para os locais de observação no Brasil (detalhados na próxima seção), utilizamos dados da Rede Brasileira de Detecção de Descargas Atmosféricas (BrasilDAT), uma rede criada e mantida como parte de uma cooperação entre o INPE e instituições do setor de geração e distribuição de energia elétrica. Apesar de se encontrar em constante atualização e aprimoramento (e.g., NACCARATO et al., 2011), o *status* e configuração da BrasilDAT durante o período de aquisição dos dados utilizados neste trabalho são descritos detalhadamente por Pinto et al. (2009) e Naccarato e Pinto (2009) e encontram-se ilustrados na Figura 3.11. O único estudo que apresentou uma avaliação da eficiência de localização e erro de localização desta rede foi desenvolvido por Saba et al. (2004) abrangendo a região do Vale do Paraíba, no estado de São Paulo. Eles constataram que a BrasilDAT era capaz de detectar, na época do estudo, 48% das descargas de retorno individuais e 76% dos relâmpagos com um erro de localização de 2,4 km, em média.

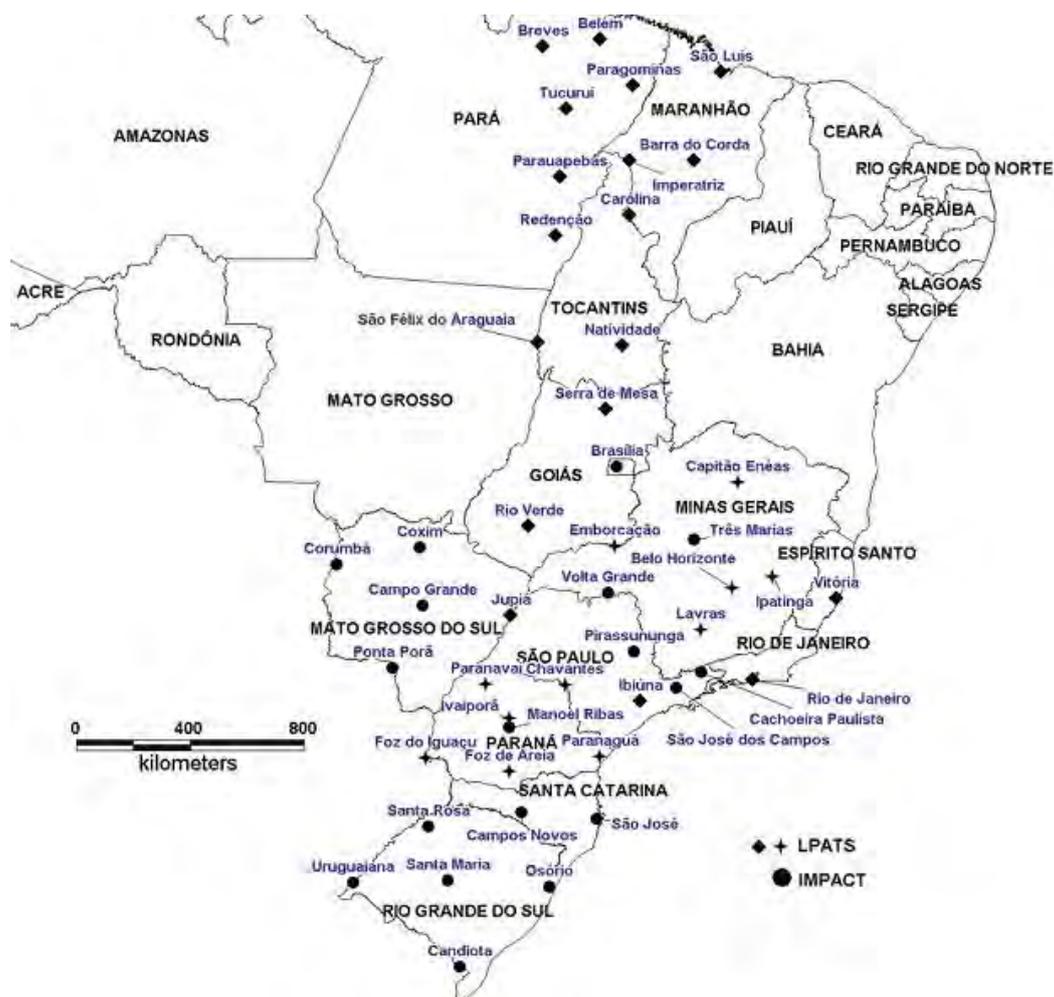


Figura 3.11 – Configuração dos sensores da BrasilDAT durante o período de aquisição de dados do presente trabalho.

Fonte: Pinto et al. (2009)

Nas campanhas de coleta de dados realizadas em locais dos Estados Unidos da América (EUA), por sua vez, utilizamos dados fornecidos pela *National Lightning Detection Network*, NLDN (em inglês, Rede Nacional de Detecção de Relâmpagos). Dada a grande quantidade e densidade de sensores, manutenção constante e estudos de validação, a NLDN possui uma grande eficiência de detecção, que varia de 70 a 85% para descargas de retorno individuais e 90 a 95% para relâmpagos dependendo do local e época (BIAGI et al., 2007; CUMMINS; MURPHY, 2009). Pelo mesmo motivo, o erro de localização do ponto de contato da descarga com o solo é considerado bastante baixo, raramente chegando a um quilômetro e com uma mediana variando de 400 a 600

metros, conforme estudos anteriores baseados tanto em NS naturais (BIAGI et al., 2007) quanto em relâmpagos induzidos por foguetes (JERAULD et al., 2005).

### 3.4. Locais de observação

#### 3.4.1. São José dos Campos, São Paulo, Brasil

O primeiro local de observação, no município de São José dos Campos, SP, é a Torre de Antenas do IAE (Instituto de Aeronáutica e Espaço), localizada dentro das instalações do DCTA (Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial) na latitude 23,2125°S e longitude 45,8670°O a uma altitude de 630 m. Com cerca de 25 m de altura e localizada em relevo propício, a torre permite a realização de observações ao longo de quase todos os seus arredores (exceto em um pequeno trecho ocupado por uma floresta de eucaliptos). Ainda que a visibilidade possa ultrapassar 80 km (SABA et al., 2006a) apenas eventos ocorridos a menos de 50 km são considerados em nossas análises. Desde a campanha do verão de 2006/2007 foi criada uma “teia” ao redor da torre no programa NetRaios, desenvolvido pelo ELAT e responsável por exibir dados em tempo real fornecidos pela BrasilDAT, onde marcamos pontos facilmente identificáveis visualmente ao longo do campo acessível por ela. A torre e seus arredores se encontram em uma região com boa cobertura da rede (NACCARATO; PINTO, 2009). A Figura 3.12 mostra (a) uma fotografia da torre de observação e (b) a “teia” com alguns relâmpagos ocorridos na região de São José dos Campos e a indicação de qual região em que a visibilidade é prejudicada por eucaliptos (trecho em verde).

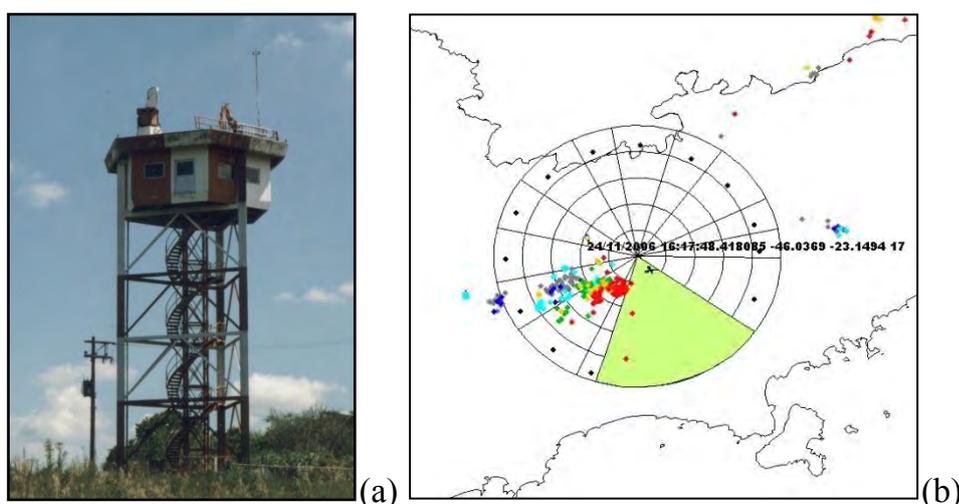


Figura 3.12 – (a) Torre de observação do IAE e (b) “teia” colocada no software NetRaios com pontos visualmente conhecidos ao redor da torre.

### 3.4.2. São Martinho da Serra, Rio Grande do Sul, Brasil

Parte das observações de NS+ utilizadas neste trabalho foi realizada nas instalações do INPE localizadas na cidade de São Martinho da Serra, RS, na latitude 29,4439°S e longitude 53,8230°O a uma altitude de 453 m (Figura 3.13). Duas campanhas de curta duração foram realizadas em fevereiro de 2007 e outubro de 2008, sendo que a última visava registrar casos de NS+ produzidos por sistemas convectivos de mesoescala, relativamente comuns nesta época. Essa localidade também se encontra dentro da área de cobertura da BrasilDAT, o que possibilitou a análise de estudos anteriores relacionados não só às características e velocidade de líderes positivos mas também à iniciação de NS+ causada diretamente pela ocorrência de uma descarga IN (SABA et al., 2008, 2009, 2010b).



Figura 3.13 – Instalações do INPE na cidade de São Martinho da Serra, Rio Grande do Sul.

### 3.4.3. Tucson, Arizona, EUA

O terceiro local de observação utilizado foi o *Physics-Atmospheric Sciences Building* do campus da *University of Arizona*, localizada na cidade de Tucson no estado do Arizona, EUA. Durante o período de 15 de julho a 20 de agosto de 2007, no verão do hemisfério norte, foi realizada uma campanha de coleta de dados do INPE em cooperação com professores e alunos do *Institute of Atmospheric Physics*, inserido na *University of Arizona*. A câmera rápida HS-2 permaneceu montada em um módulo móvel (mostrado na Figura 3.14) no local de observação (localizado na latitude 32,2144°N e longitude 110,9181°O a uma altitude de 728 m), permitindo a mudança de visada conforme a

evolução da tempestade. Já a HS-1 transitou entre diferentes pontos de observação na cidade, conforme o posicionamento das nuvens de tempestade e da ocorrência de descargas. A Figura 3.15 mostra a posição do local de observação juntamente com as circunferências de 50 e 100 km ao redor dele (em vermelho) e os locais a partir dos quais a HS-1 esteve em operação (em preto). As distâncias indicadas representam a região de referência na qual a ocorrência de relâmpagos nuvem-solo (detectados pela NLDN) determinava aos operadores que os equipamentos deveriam ser ligados (a 100 km) e, posteriormente, terem sua operação iniciada (a 50 km). Graças ao relevo extremamente plano da cidade e seus arredores foi possível obter uma boa visibilidade para ambas as câmeras. A área possui uma excelente cobertura da NLDN, com eficiência de detecção de 79% para descargas de retorno individuais e 93% para relâmpagos (BIAGI et al., 2007). Dados em tempo real fornecidos pela NLDN auxiliaram o apontamento e posicionamento de ambas as câmeras, ampliando consideravelmente a eficiência das observações. Uma descrição detalhada da campanha foi apresentada por Cummins et al. (2008) e uma análise estatística de diversos parâmetros dos NS- observados foi desenvolvida posteriormente por Saraiva et al. (2010). Os dados obtidos também foram utilizados parcialmente em estudos anteriores do ELAT relacionados a NS+ (SABA et al., 2008, 2009, 2010b). Infelizmente, não há dados de medidas de campo elétrico atmosférico para os casos observados neste local.



Figura 3.14 – Módulo móvel da HS-2 utilizado durante a campanha no verão norte-americano em Tucson, Arizona.

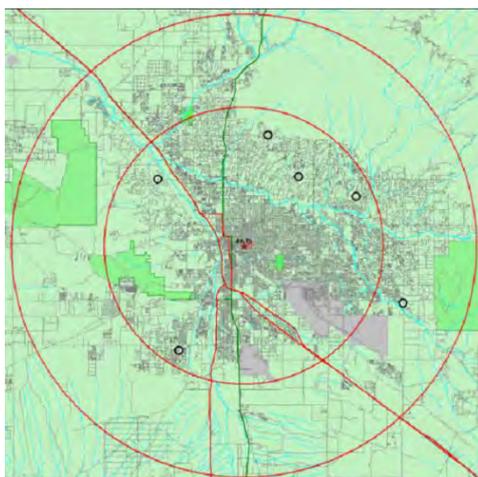


Figura 3.15 – Posição do local de observação principal (HS-2) em Tucson, Arizona, juntamente com circunferências de raio 50 e 100 km ao redor dele. As posições em que a HS-1 esteve em operação também se encontram indicadas (em preto).

Fonte: Cummins et al. (2008)

#### 3.4.4. Rapid City, South Dakota, EUA

Finalmente, o quarto local de observação utilizado consiste na cidade de Rapid City, localizada no estado norte-americano de South Dakota (latitude  $44,0468^{\circ}\text{N}$ , longitude  $102,8291^{\circ}\text{O}$ , altitude 976 m). Dados obtidos através de uma série de observações de NS+ realizadas por Warner (2011) entre os anos de 2007 e 2009 foram utilizados em parte das análises do presente trabalho. Todos os registros foram realizados a partir de duas unidades móveis, mostradas na Figura 3.16.



Figura 3.16 – Unidades móveis utilizadas na observação óptica de relâmpagos em Rapid City, South Dakota, EUA.

## 4 LÍDERES – ANÁLISES ESTATÍSTICAS

Conforme mencionado anteriormente, no presente trabalho analisamos os líderes de relâmpagos nuvem-solo através de duas abordagens básicas: estatística e estudos de caso. Neste capítulo apresentamos e discutimos os resultados da análise estatística da velocidade bidimensional de cada tipo de líder e sua relação com diversos parâmetros do relâmpago em que ele se inseriu. Os parâmetros analisados variaram de acordo com o tipo de líder estudado, conforme será discutido em suas respectivas seções. Uma análise estatística comum a todos foi a variação da velocidade bidimensional (2-D) conforme a altura entre a ponta do líder e o solo muda.

A nomenclatura utilizada ao longo deste capítulo para definir as medidas de velocidade bidimensional dos líderes é a mesma apresentada anteriormente por Saba et al. (2008). Velocidades *parciais* são aquelas estimadas entre dois ou mais quadros consecutivos, representando a velocidade escalar “instantânea” de propagação do líder naquele período de tempo, enquanto que velocidades *médias* são obtidas como sendo a razão entre a extensão total do canal e o período de tempo gasto para que o líder se propagasse ao longo dele. Em todas as análises as estimativas de extensão dos canais foram feitas conforme a técnica descrita na seção 3.1.2; conseqüentemente, as velocidades bidimensionais estão relacionados ao plano paralelo ao CCD da câmera localizado à distância estimada a partir do sistema de detecção utilizado (BrasilDAT ou NLDN).

### 4.1. Líderes escalonados negativos

#### 4.1.1. Distribuição estatística de velocidades

Uma amostra de 62 líderes escalonados observados em São José dos Campos (durante os verões entre os anos de 2003 e 2010) e Tucson (durante os meses de julho e agosto de 2007) foi analisada a partir de seus registros obtidos com o auxílio de câmeras rápidas. Destes foi possível obter 371 medidas de velocidades parciais. A Tabela 4.1 apresenta os parâmetros estatísticos obtidos através destas observações. Nela é possível notar que o valor máximo das velocidades parcial e média é igual; isto ocorreu devido ao fato de que o líder mais veloz de nossa amostra nos forneceu apenas uma medida de velocidade parcial, que foi considerada como sendo também sua velocidade média.

Devido ao fato de que os casos mais lentos precisam de um tempo maior para desenvolver-se ao longo do campo de visada da câmera é natural que eles apresentem um número maior de medidas de velocidades parciais quando analisados. Este comportamento, por sua vez, é responsável por introduzir uma tendência a valores menores nas amostras de velocidades parciais não só dos líderes escalonados mas também nos demais tipos analisados neste trabalho. Por este motivo optamos por não apresentar distribuições, médias, medianas e médias geométricas para as velocidades parciais e incluímos apenas as velocidades mínimas e máximas observadas. A Figura 4.1 apresenta apenas o histograma das velocidades médias dos 62 casos analisados. Conforme será visto ao longo das próximas seções este cuidado foi tomado também com relação aos demais tipos de líderes analisados.

Tabela 4.1 – Estatística da velocidade 2-D dos 62 líderes escalonados observados. Min indica o valor mínimo, Max o valor máximo, MA a média aritmética e MG a média geométrica.

	Velocidade 2-D ( $\times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ )					
	Amostra	Min	Max	MA	Mediana	MG
Parcial	371	0,26	19,8	-	-	-
Média	62	0,90	19,8	3,30	2,24	2,68

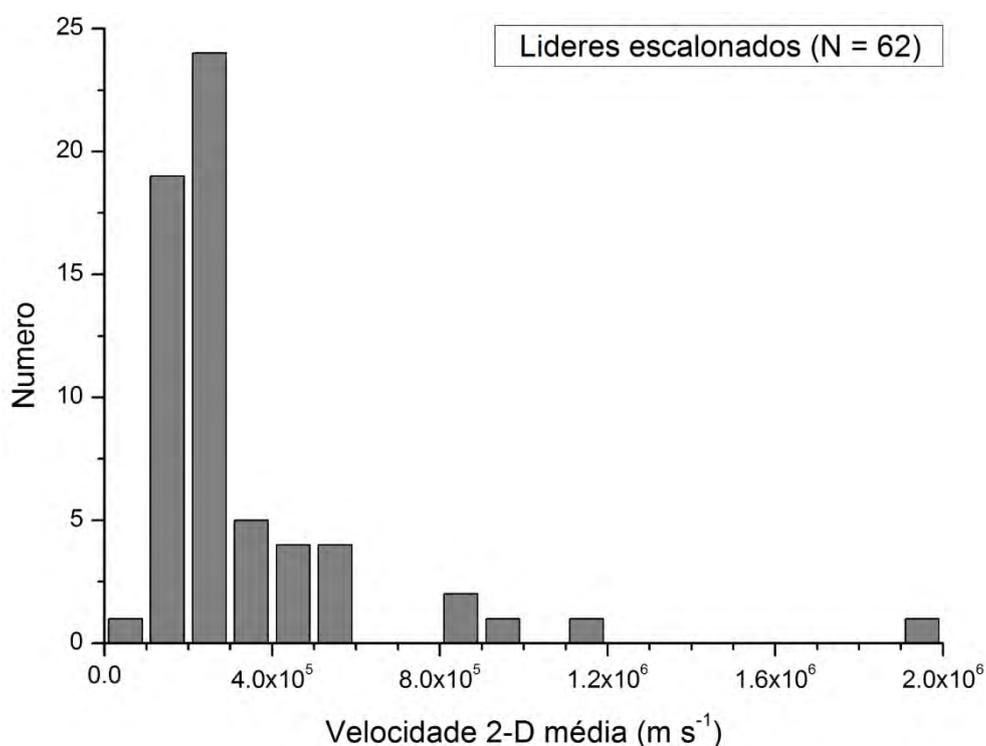


Figura 4.1 – Distribuição das velocidades 2-D médias de 62 líderes escalonados.

Com o auxílio do programa *OriginPro 8* realizamos o teste estatístico desenvolvido por Shapiro e Wilk (1965) para verificar se a amostra de velocidades (tanto médias quanto parciais) segue uma distribuição lognormal. Concluimos que nenhuma das duas satisfaz o teste no nível de significância de 0,05, ou seja, existe uma chance superior a 5% de que a semelhança entre nossa amostra e uma distribuição lognormal tenha sido obra do acaso.

Mais de 90% da amostra de velocidades médias apresentou valores inferiores a  $6,0 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ , um comportamento bastante coerente com a faixa de valores dos estudos que também apresentaram este tipo de medida: Schonland (1956) e Berger e Vogelsanger (1966) observaram eventos com velocidades entre  $0,8 \times 10^5$  e  $8 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ . A menor velocidade parcial por nós encontrada ( $2,6 \times 10^4 \text{ m s}^{-1}$ ) é bastante próxima da menor velocidade encontrada em nossa pesquisa bibliográfica:  $3 \times 10^4 \text{ m s}^{-1}$ , apresentada por Proctor et al. (1988) a partir de observações em VHF. Por outro lado, Beasley et al. (1983) observaram um líder cuja velocidade foi de  $3,9 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$  a menos de 100 m do solo, quase duas vezes maior do que o valor máximo encontrado em nossa amostra ( $1,98 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ ).

Trabalhos anteriores utilizando câmeras rápidas desenvolvidos por Qie e Kong (2007), que estudaram quatro casos, e Lu et al. (2008b), que estudaram também quatro, obtiveram resultados dentro da faixa de  $0,7 - 23 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ . Lu et al. (2008b) também apresentaram três casos de líderes escalonados que se propagaram em direção ao oceano e dois deles apresentaram velocidades da ordem de  $10^6 \text{ m s}^{-1}$ , indicando a possibilidade de que uma massa de água salgada (melhor condutora do que o solo) possa, de algum modo, aumentar a velocidade dos líderes. Este tópico deverá ser abordado detalhadamente em trabalhos futuros juntamente com medidas simultâneas de campo elétrico.

Os resultados relacionados à velocidade 2-D de propagação dos líderes escalonados deste trabalho, obtidos a partir de dados das câmeras rápidas, apresentou concordância com estudos anteriores baseados em diferentes técnicas, como câmeras de filme corrido (SCHONLAND, 1938, 1956; BERGER; VOGELSANGER, 1966; NAGAI et al., 1982; ORVILLE; IDONE, 1982), medidas de campo elétrico (BEASLEY et al., 1983; THOMSON et al., 1985), sistemas de imageamento em VHF por tempo de chegada

(PROCTOR et al., 1988) e por interferometria (SHAO et al., 1995) e arranjos de fotodiodos de resposta rápida (CHEN et al., 1999).

#### **4.1.2. Velocidade média em função do pico de corrente estimado**

Para 51 dos 62 líderes de nossa amostra foi possível obter o pico de corrente elétrica da descarga de retorno iniciada por cada um deles. Os valores foram fornecidos pelas redes de detecção de descargas atmosféricas (BrasilDAT para São José dos Campos e NLDN para Tucson). É importante lembrar que a estimativa é feita supondo que a descarga de retorno possui uma velocidade de propagação constante. Fundamentamos esta análise em duas hipóteses iniciais (sendo uma dividida em duas variantes):

- 1) O canal dos líderes possuem uma carga elétrica líquida: segundo Rakov e Uman (2003), eles não só possuem esta carga como também ela é responsável por boa parte da transferência de carga que ocorre para o solo quando a descarga de retorno ocorre. Se isto for verdade, existem dois comportamentos possíveis:
  - a) Os picos de corrente das descargas de retorno dependeriam da extensão total do canal, conforme sugerido por Proctor et al. (1988), muito mais fortemente do que da velocidade média do líder que a precede. Desta, forma, não se espera encontrar nenhuma dependência entre os dois parâmetros na análise apresentada neste trabalho, o que exigiria investigações cuidadosas da relação entre pico de corrente, velocidade de propagação e extensão do canal baseadas em dados de LMA (que poderiam fornecer estimativas confiáveis deste último parâmetro).
  - b) Através da repulsão causada pela força elétrica entre cargas de mesmo sinal, líderes cujo canal possui uma carga elétrica líquida elevada apresentariam velocidades maiores. Somada à hipótese inicial, se esta consideração for verdadeira, pode-se esperar a existência uma dependência entre a velocidade média 2-D e o pico de corrente estimado. Esta dependência pode se manifestar através de uma relação de proporcionalidade entre as duas grandezas ou a existência de regiões de corte para valores extremos de cada uma delas (por exemplo, a existência de um pico de corrente máximo para casos de líderes mais lentos ou um valor de pico mínimo para os mais velozes).

- 2) A maior parte da carga elétrica líquida de um líder se encontra concentrada próxima à sua ponta, como consequência de sua propagação. Neste caso, espera-se que a sua velocidade dependa principalmente do potencial elétrico aplicado à sua ponta em relação ao solo e que não haja uma relação de proporcionalidade entre o pico de corrente e tanto a velocidade de propagação quanto a extensão total do canal. Uma análise utilizando dados de LMA juntamente com sensores de campo elétrico em diferentes locais, de tal forma a permitir que seja feita uma estimativa do potencial elétrico do líder (e.g., MAZUR; RUHNKE, 2002, 2003), poderia confirmar esta hipótese de maneira mais conclusiva.

A Figura 4.2 apresenta a velocidade 2-D de propagação em função do pico de corrente estimado da descarga de retorno dos 53 líderes analisados. O gráfico indica que a grande maioria das descargas de retorno cujo pico de corrente foi inferior a 20 kA foi iniciada por líderes cuja velocidade média foi menor do que a média aritmética das velocidades médias da amostra total (62 casos, mostrada na Tabela 4.1). Ao mesmo tempo, a existência de eventos com picos próximos a 20 kA e velocidades da ordem de  $10^6 \text{ m s}^{-1}$  mostra que aparentemente não existem regiões de corte bem definidas para a amostra disponível. Vale ressaltar que os erros destes casos foram verificados individualmente (utilizando a equação 3.4) e em apenas um deles a estimativa ultrapassou 15% do valor medido. Como nenhuma análise semelhante foi encontrada nos trabalhos consultados durante a revisão bibliográfica não é possível compará-la com resultados anteriores. Esta análise seria bastante beneficiada se, em trabalhos futuros, um número maior de casos com picos de corrente elétrica superiores a 40 kA forem analisados, o que nos permitiria saber se líderes que iniciam descargas de retorno mais intensas sempre se propagam com velocidades da ordem de  $10^6 \text{ m s}^{-1}$ .

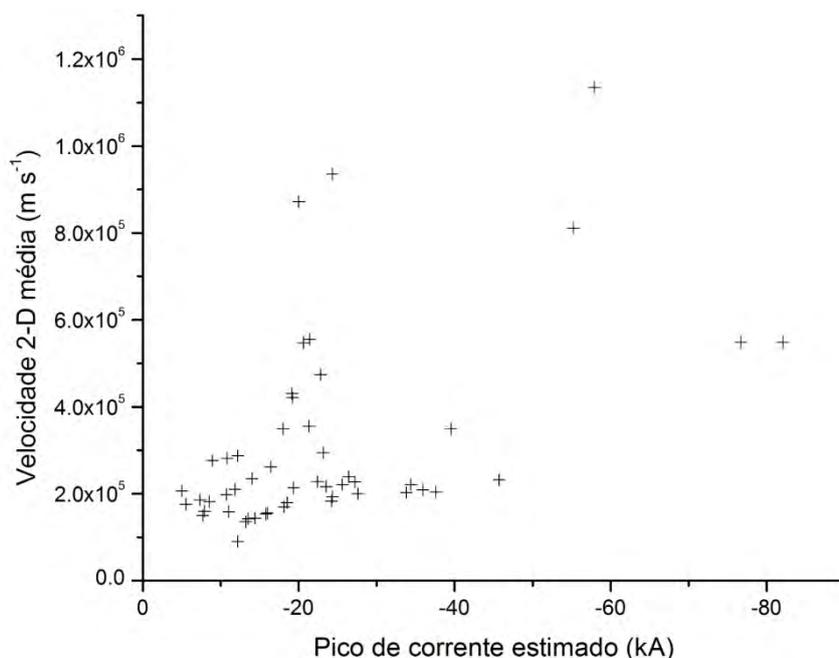


Figura 4.2 – Velocidade 2-D média em função do pico de corrente estimado (da descarga de retorno) de 51 líderes escalonados.

Os casos cujo pico de corrente foi relativamente baixo (próximo a 20 kA) mas que apresentou velocidades da ordem de  $10^6$  m s<sup>-1</sup>, mencionados anteriormente, sugerem que as chances de que a hipótese (1b) esteja correta são relativamente pequenas. Ou seja, foi possível mostrar que líderes mais velozes podem dar início a descargas de retorno de intensidades relativamente pequenas. Este resultado poderá se tornar mais conclusivo se houver um aumento no número de casos observados com picos de corrente elevados. Por outro lado, as hipóteses (1a) e (2) não podem ser excluídas ainda, sendo necessária a realização de análises utilizando sensores de LMA juntamente com campo elétrico para que possamos separar cada variável envolvida.

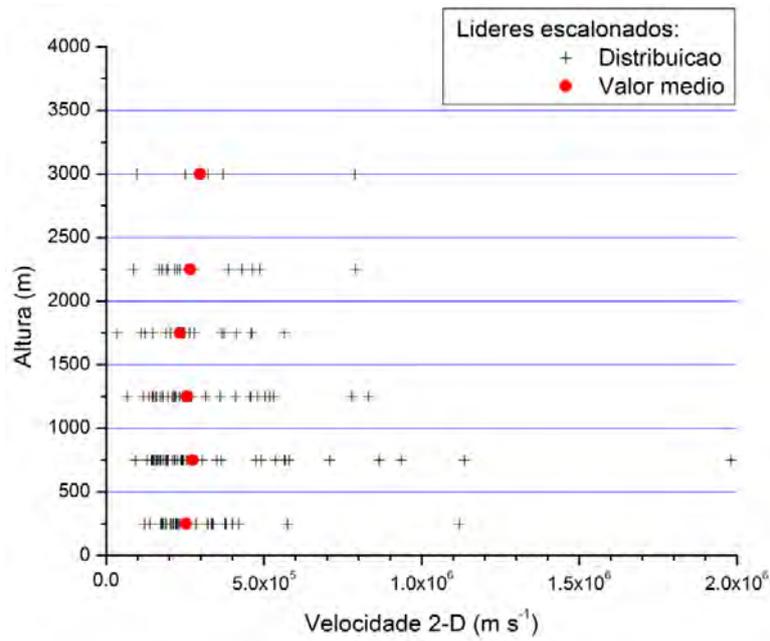
#### 4.1.3. Variação da velocidade de propagação com a altura

O modo de propagação dos líderes escalonados, descrito detalhadamente na seção 2.4, indica que podem existir dois fatores envolvidos na variação de sua velocidade conforme ele se aproxima do solo. Por um lado, intuitivamente, o aumento do potencial elétrico na ponta do líder aceleraria seu desenvolvimento. Por outro, o fato dele se dar em passos descontínuos faria com que esta aceleração, se presente, não seja muito pronunciada. A partir dos registros em vídeo de cada um dos 62 líderes escalonados foi

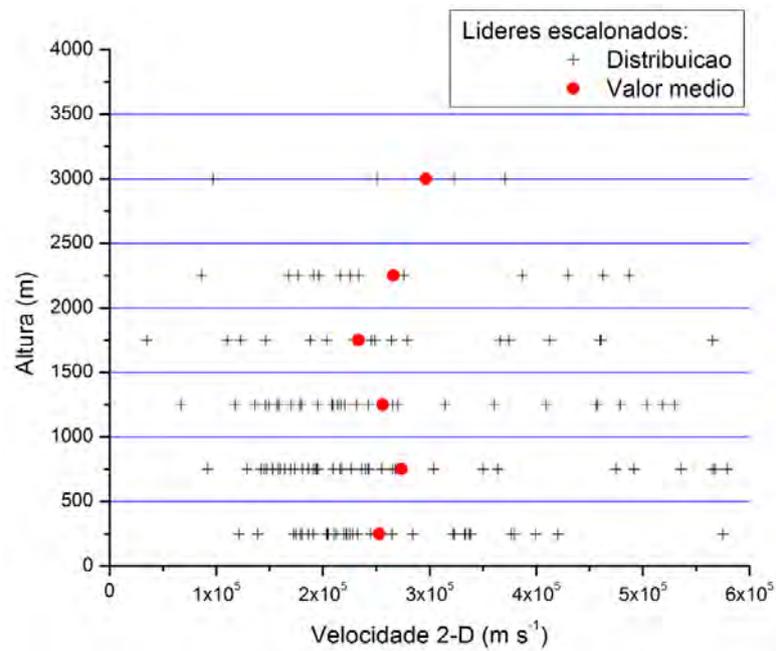
possível analisar este comportamento. Para tal, adotamos duas abordagens distintas; na primeira analisamos a distribuição dos valores de velocidade de cada caso em uma determinada faixa de alturas e na segunda classificamos cada caso em três possíveis categorias, avaliando a ocorrência de cada uma delas.

Para a primeira abordagem cada caso forneceu apenas uma média aritmética de todas as velocidades parciais obtidas em cada faixa de alturas com passos de 500 m, partindo do solo. A Figura 4.3 apresenta um gráfico mostrando como os dois parâmetros (velocidade e altura) se relacionam. Nela a média das velocidades parciais de cada líder por faixa de altura é representada pelo símbolo '+'. Ao mesmo tempo, para cada faixa de alturas foi calculada a média aritmética destes valores médios (que representam cada um dos eventos individualmente), sendo indicadas pelos círculos vermelhos, como uma forma de avaliar o comportamento coletivo da amostra. Os pontos superiores, que se encontram sobre a linha da altura 3000 m, representam as medidas obtidas entre 2500 e 3500 m de altura para alguns casos registrados em Tucson (onde a base da nuvem é mais elevada).

Ao analisar a Figura 4.3a, que apresenta toda a amostra estudada, nota-se que existe certa tendência à ocorrência de velocidades máximas progressivamente mais altas nas alturas menores, conforme os líderes se aproximam do solo. Por outro lado, nota-se um acúmulo considerável de valores menores, abaixo das médias, ao longo de todas as alturas analisadas. Para analisar estes casos apresentamos, na Figura 4.3b, uma ampliação do gráfico original, restringindo o eixo das abscissas (onde representamos as velocidades) aos valores inferiores a  $6 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ . Assim como os valores médios aparentam oscilar ao redor de  $2,5 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ , as médias de cada caso também se acumulam nesta faixa de velocidades. Ainda que casos individuais possam acelerar (conforme será analisado discutido posteriormente), não existe uma tendência geral clara dentro da amostra analisada de que exista um aumento particularmente pronunciado.



(a)



(b)

Figura 4.3 – (a) Variação da velocidade 2-D com a altura de 62 líderes escalonados; (b) detalhe da região com valores inferiores a  $6,0 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ .

Na segunda abordagem analisamos cada caso individualmente, gerando um gráfico de velocidade *versus* altura para cada um deles, e classificando-os em três categorias

distintas: (i) “acelerou”, para os casos que apresentam uma aceleração clara, concluindo sua propagação visível com uma velocidade parcial superior à sua velocidade média; (ii) “desacelerou”, para os casos cujo comportamento foi oposto, i.e., com uma velocidade final menor do que a inicial; e (iii) “oscilou”, para os casos em que observou-se um número aproximadamente igual de medidas de velocidade acima e abaixo do valor médio, sem se afastar muito dele. A Figura 4.4 apresenta um exemplo de cada classificação.

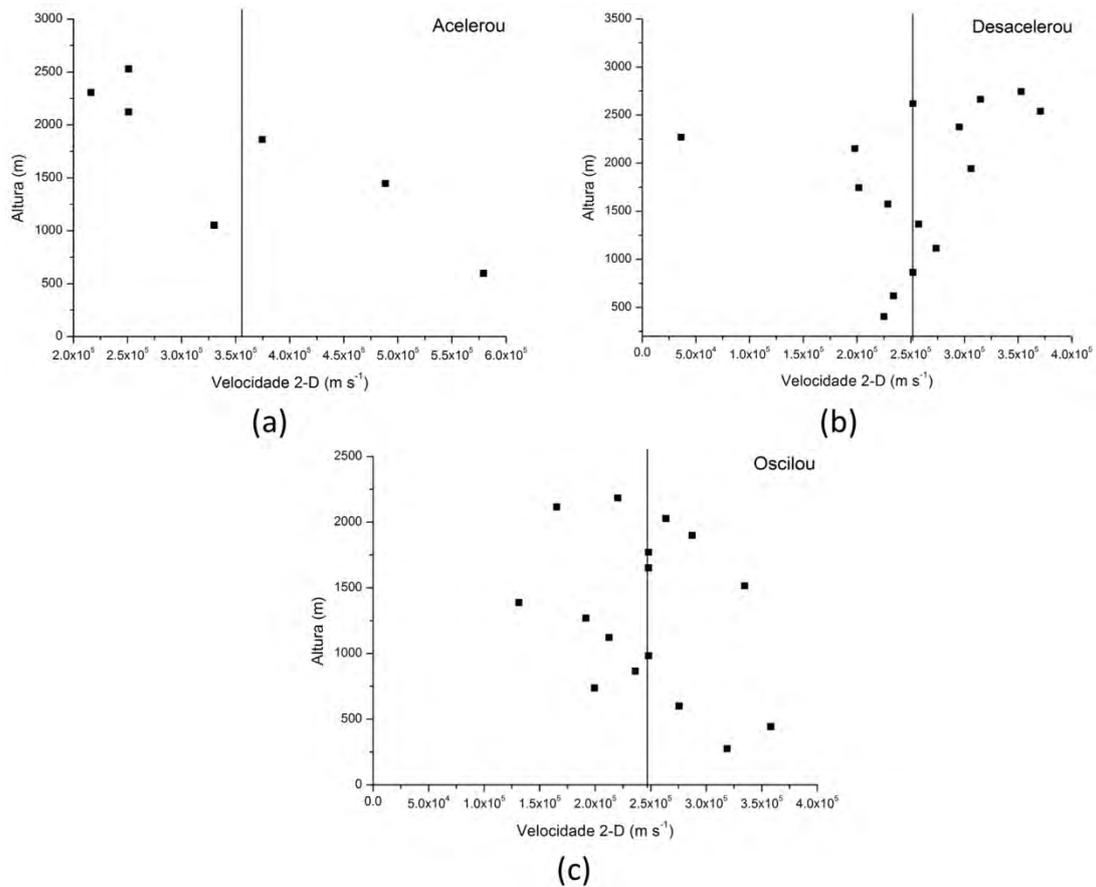


Figura 4.4 – Exemplo de classificação dos líderes entre casos que (a) aceleraram, (b) desaceleraram e (c) cuja velocidade oscilou ao longo de sua propagação em direção ao solo.

Foi possível realizar esta análise com 57 casos entre os 62 analisados, visto que os cinco restantes nos forneceram apenas uma medida de velocidade parcial. A Tabela 4.2 apresenta um resumo dos resultados obtidos a partir da classificação de cada caso. Nota-se que a incidência de líderes escalonados que desaceleraram foi bastante baixa

(aproximadamente 9% da amostra). Por outro lado, a quantidade de casos que aceleraram e oscilaram foi bastante parecida (42% e 49%, respectivamente), indicando que, em geral, a aceleração dos líderes escalonados não é tão acentuada quanto foi indicado por alguns pesquisadores que analisaram um número menor de casos (e.g., NAGAI et al., 1982; QIE; KONG, 2007; LU et al., 2008b).

Tabela 4.2 – Estatísticas da análise individual da variação de velocidade de 57 líderes escalonados.

<b>Comportamento</b>	<b>Número de casos</b>	<b>Porcentagem</b>
<b>Acelerou</b>	24	42%
<b>Desacelerou</b>	5	9%
<b>Oscilou</b>	28	49%

A partir das duas abordagens adotadas podemos concluir que, de maneira geral, os líderes escalonados não alteram significativamente sua velocidade ao longo de sua propagação em direção ao solo. Ainda que frequentemente ele possa acelerar, sua velocidade não muda de maneira significativa, permanecendo, na maioria das vezes, dentro de uma faixa bem definida de valores. Este comportamento macroscópico pode ser uma indicação de que o aumento do potencial elétrico na ponta do líder é frequentemente contrabalançado pelo seu modo de propagação descontínuo. É importante ressaltar, porém, que ainda não é possível afirmar com certeza se esta característica microfísica é responsável pelo comportamento observado.

## **4.2. Líderes contínuos negativos**

### **4.2.1. Distribuição estatística de velocidades**

Nossa amostra de líderes contínuos consiste em 76 casos observados em São José dos Campos (durante os verões entre os anos de 2003 e 2010), Tucson (durante os meses de julho e agosto de 2007) e São Martinho da Serra (durante os meses de fevereiro de 2007 e outubro de 2008). A partir de sua análise foi possível obter 207 velocidades parciais (seguindo a nomenclatura apresentada no início deste capítulo). A Tabela 4.3 apresenta um sumário estatístico desta amostra. Pelo mesmo motivo discutido para os casos de líderes escalonados, apresentamos apenas os valores mínimo e máximo para as

velocidades parciais, evitando uma tendência a valores mais baixos que seria induzida pela inclusão dos casos mais lentos. Novamente, de maneira semelhante ao ocorrido com os líderes escalonados, o caso mais veloz de nossa amostra ( $2,95 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$ ) apresentou apenas uma velocidade parcial, fazendo com que ela fosse igual à sua velocidade média. Por este motivo os valores máximos das velocidades parcial e média na Tabela 4.3 são iguais.

Tabela 4.3 – Estatística da velocidade 2-D dos 76 líderes contínuos negativos. Min indica o valor mínimo, Max o valor máximo, MA a média aritmética e MG a média geométrica.

	Velocidade 2-D ( $\times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ )					
	Amostra	Min	Max	MA	Mediana	MG
Parcial	207	1,91	295	-	-	-
Média	76	3,33	295	46,1	28,5	27,6

A Figura 4.5 mostra o histograma das velocidades médias obtidas para os 76 casos. Com o auxílio do programa *OriginPro 8*, após realizamos o teste estatístico desenvolvido por Shapiro e Wilk (1965) sobre a amostra, concluímos que tanto as medidas de velocidade média quanto de velocidade parcial seguem uma distribuição lognormal no nível de significância de 0,05. Isto indica que existe uma chance superior a 95% de que os eventos analisados possuem uma distribuição de velocidades (tanto parciais quanto médias) lognormal.

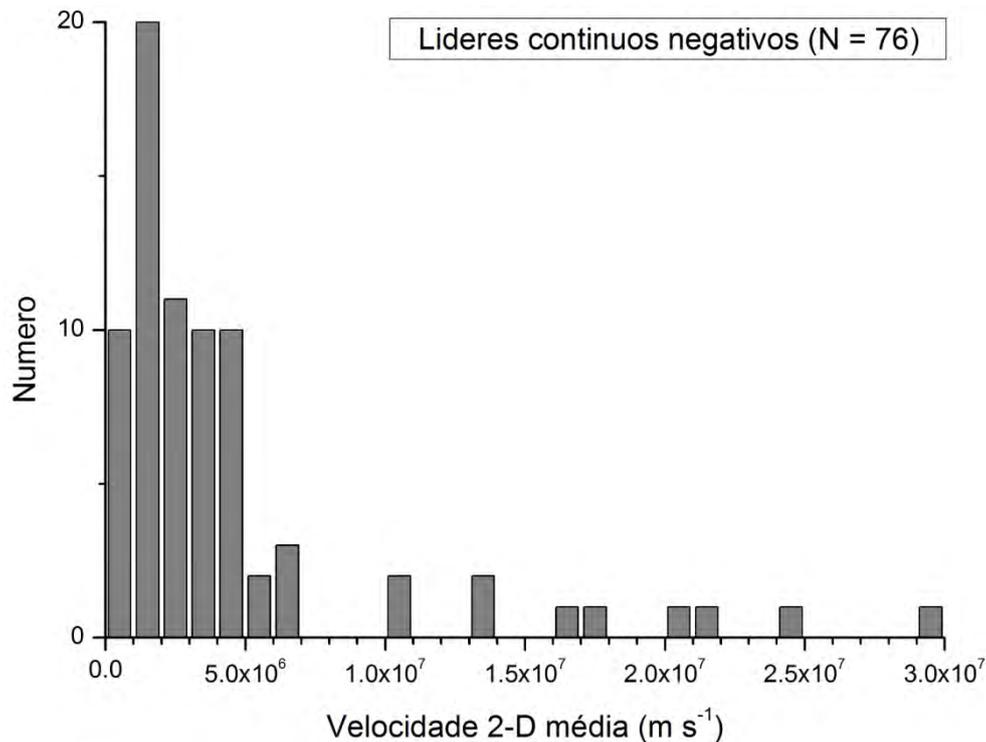


Figura 4.5 – Histograma das velocidades médias dos 76 líderes contínuos negativos analisados.

Ao comparar a distribuição estatística de velocidades de nossa amostra com a literatura, observamos que existe uma grande semelhança aos resultados obtidos por Schonland et al. (1935) a partir de dados de câmera de filme corrido, que também apresentaram um máximo de ocorrência próximo a  $2 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$  e uma média aritmética de  $5,5 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ . Por outro lado, conforme ressaltado por Orville e Idone (1982), outros pesquisadores obtiveram valores mais altos do que os reportados por Schonland et al. (1935), com médias aritméticas da ordem de  $10^7 \text{ m s}^{-1}$  (McEACHRON, 1939; WINN, 1965; BERGER, 1967; HUBERT; MOUGET, 1981; ORVILLE; IDONE, 1982), indicando que as limitações de resolução temporal nos casos desta amostra (entre 4000 e 8000 quadros por segundo) tenham induzido uma tendência à observação de líderes mais lentos. Ainda assim, dois casos apresentaram velocidades acima do limite superior do histograma apresentado na revisão de literatura de Orville e Idone (1982), cujos valores não ultrapassaram  $21\text{-}23 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$  ao compilar os resultados de todos os pesquisadores mencionados anteriormente. Idone et al. (1984) apresentaram cinco casos mais velozes do que o evento com maior velocidade em nossa amostra de líderes naturais ( $29,5 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ ), porém, todos eles foram obtidos em relâmpagos artificiais

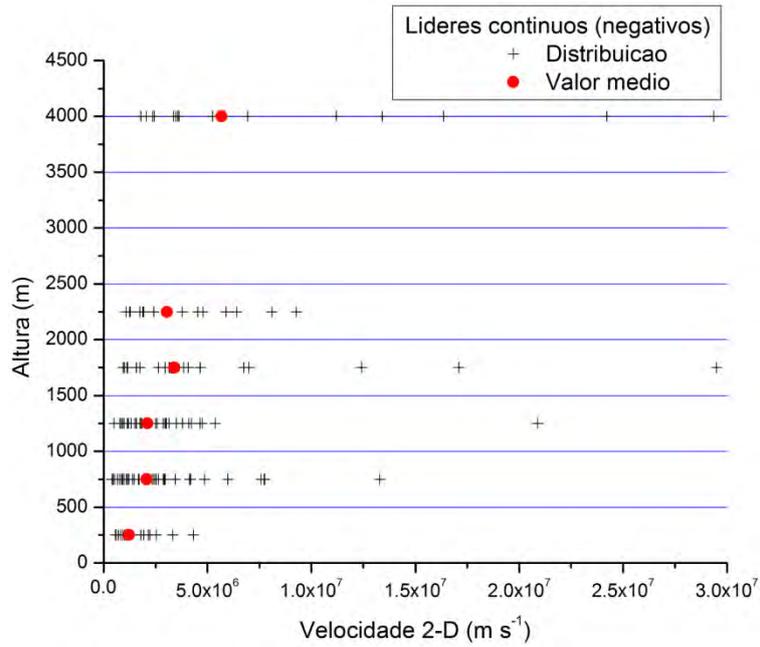
induzidos por foguete. Considerando o outro extremo, ampliamos a faixa de valores mínimos de velocidade, com pouco mais de 10% dos casos com velocidades menores do que  $1 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ , o limite inferior do histograma supracitado que foi apresentado por Orville e Idone (1982).

Ainda assim, existe uma boa concordância entre todos os estudos com relação à faixa de velocidades possíveis para a propagação de um líder contínuo escalonado. Desta forma, conforme já indicado anteriormente por Orville e Idone (1982), pode-se concluir que é de suma importância que qualquer modelo teórico que busque explicar e descrever os processos físicos responsáveis por este fenômeno seja capaz de suportar quaisquer velocidades dentro destes limites.

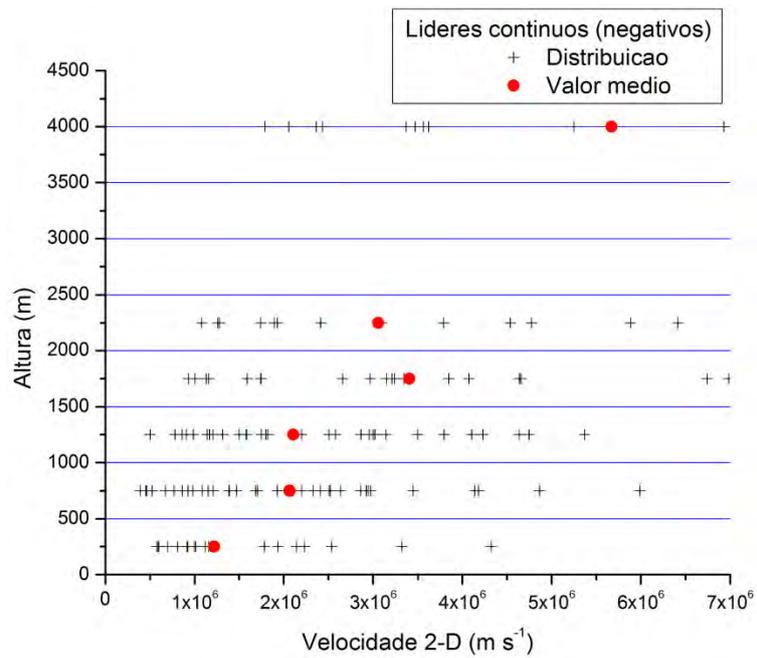
#### **4.2.2. Variação da velocidade de propagação com a altura**

Analizamos a variação da velocidade 2-D dos líderes contínuos seguindo as mesmas abordagens descritas na seção 4.1.3 e utilizadas na análise dos líderes escalonados. Ao contrário do que aconteceu para os líderes escalonados, não partimos de uma hipótese inicial a respeito do comportamento esperado de um líder contínuo haja vista que pouco se sabe a respeito dos processos físicos envolvidos em seu desenvolvimento.

A Figura 4.6 mostra a variação da velocidade 2-D conforme a altura para os 76 líderes contínuos analisados. Nota-se um claro adensamento de medidas de velocidade menores conforme observamos faixas de alturas mais baixas, um forte indício de que os líderes contínuos desaceleram conforme se aproximam do solo. Esta tendência é acompanhada pelos valores médios calculados para cada faixa, sendo realçada na ampliação apresentada na Figura 4.6b. Pode-se argumentar que este comportamento é um efeito estatístico, visto que os casos mais lentos nos permitiram obter medidas em mais faixas distintas de alturas. Ainda que isto seja amenizado pelo procedimento adotado, em que cada caso contribui com apenas uma medida por faixa de altura selecionada (conforme descrito na seção 4.1.3), isto indica que a análise da progressão das velocidades parciais de cada caso individualmente é de grande importância para o caso dos líderes contínuos, conforme será discutido a seguir.



(a)



(b)

Figura 4.6 – (a) Variação da velocidade 2-D com a altura de 76 líderes contínuos (negativos);  
 (b) detalhe da região com valores inferiores a  $7,0 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ .

Para a segunda abordagem, em que avaliamos o comportamento individual dos líderes conforme se aproximam do solo, apenas 55 dos 76 casos foram considerados, visto que

para os 21 restantes apenas uma medida de velocidade parcial pôde ser obtida. A Tabela 4.4 mostra a incidência de cada comportamento considerado. Ainda que quase um terço dos casos tenha acelerado ao longo de sua propagação, em mais da metade da amostra os líderes contínuos desaceleraram conforme se aproximavam do solo, reforçando o resultado fornecido pela primeira abordagem.

Tabela 4.4 – Estatísticas da análise individual da variação de velocidade de 55 líderes contínuos.

<b>Comportamento</b>	<b>Número de casos</b>	<b>Porcentagem</b>
<b>Acelerou</b>	17	31%
<b>Desacelerou</b>	31	56%
<b>Oscilou</b>	7	13%

Este resultado se assemelha ao comportamento observado por Schonland et al. (1935), a partir de observações de câmeras de filme corrido, que não reportaram nenhum caso de líder contínuo que aumentou sua velocidade na parte final de sua trajetória. Já Idone e Orville (1982), utilizando um instrumento semelhante, também observaram um decréscimo de velocidade na maior parte dos casos analisados por eles. Além disso, eles apresentam duas hipóteses sobre o que poderia causar esta desaceleração aparente; primeiramente eles afirmam que as variações observadas podem ser reais e consequentes de diferenças nos parâmetros físicos do canal remanescente que está sendo reionizado pelo líder contínuo (e.g., condutividade, raio, temperatura, densidade de partículas, etc.). Já a segunda hipótese (que, segundo eles, seria mais provável) é a de que a diminuição não é real, sendo causada pelas diferenças inerentes ao se analisar um canal tridimensional a partir de uma imagem bidimensional. Eles especulam que um líder cuja velocidade é aproximadamente constante poderia apresentar uma aceleração ou desaceleração aparente em função da geometria do canal que ele está ionizando novamente. Comparando com as escalas de tempo típicas do intervalo entre descargas de retorno subsequentes, normalmente da ordem de dezenas de milissegundos (SABA et al., 2006a), pode-se esperar que as condições de condutividade do plasma remanescente da descarga de retorno anterior ao líder contínuo devem variar de maneira imperceptível na escala de tempo de sua propagação (alguns milissegundos), acreditamos que a possibilidade da velocidade tridimensional “real” ser constante é fisicamente plausível.

Orville e Idone (1982) realizaram uma primeira análise para avaliar esta possibilidade, comparando o perfil de velocidade em relação à altura para dois relâmpagos em que dois ou mais líderes contínuos se desenvolveram em um mesmo canal. O fato de que estes perfis apresentaram uma grande semelhança indica que a segunda hipótese aparenta ser real ou pelo menos mais influente. Realizamos esta mesma análise para um relâmpago que apresentou cinco descargas de retorno que seguiram o mesmo canal, gerando as curvas de variação da velocidade com a altura para os líderes contínuos das quatro descargas de retorno subsequentes (Figura 4.7). Nota-se que os líderes que produziram as descargas de retorno de ordem 2 e 3 apresentam sua menor velocidade aproximadamente na mesma altura, mas, por ambos terem permitido a estimativa de apenas três velocidades parciais, dificilmente poderiam ser considerados. Já os líderes das descargas de retorno de ordem 4 e 5, cuja propagação pôde ser observada com maiores detalhes, apresentam seu mínimo na mesma altura também, um comportamento bastante semelhante ao observado por Orville e Idone (1982). Uma avaliação detalhada e mais conclusiva só poderá ser realizada a partir de instrumentos que permitam uma reconstrução tridimensional do canal percorrido pelos líderes contínuos (e.g., conjunto de câmeras ou uma única câmera juntamente com LMA), fazendo com que a segunda hipótese (de que a velocidade seria aproximadamente constante) possa ser testada.

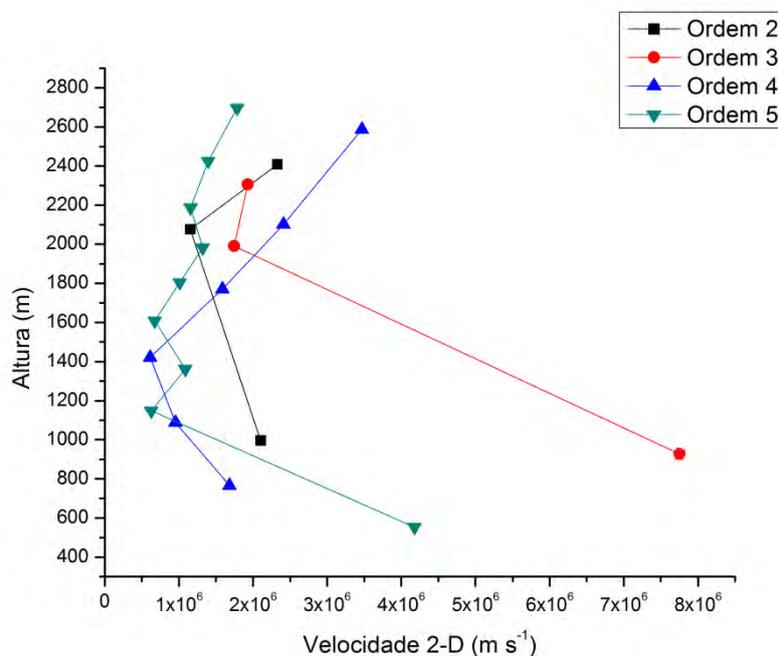


Figura 4.7 – Comparação da variação de velocidade com a altura de quatro líderes contínuos que seguiram o mesmo canal.

### 4.2.3. Velocidade de propagação em função de outros parâmetros

Analizamos também a relação entre a velocidade média de propagação dos líderes contínuos negativos com outros parâmetros associados a eles, como o pico de corrente da descarga de retorno iniciada por cada um deles e as condições relacionadas à ionização e a condutividade remanescentes do canal em que ele se desenvolve.

Para a relação da velocidade do líder contínuo com o pico de corrente da descarga de retorno que o segue partimos de hipóteses semelhantes às apresentadas na seção 4.1.2. A primeira é de que a velocidade do líder estaria relacionada à quantidade de carga disponível para ser transferida para o solo quando a sua propagação é iniciada; neste caso, seria possível obter uma correlação entre os dois parâmetros. A segunda consiste em considerar que a influência de outros parâmetros sobre a propagação do líder contínuo (e.g., condutividade e ionização do canal remanescente, que estaria mais ligada ao tempo desde a descarga de retorno anterior e será avaliada a seguir) possui maior impacto em sua propagação. A Figura 4.8 mostra como estes parâmetros se relacionam, sendo que apenas os 34 casos cujos picos de corrente da descarga de retorno foram estimados pelos sistemas de detecção (entre a amostra de 76 casos considerada inicialmente) puderam ser avaliados. Nota-se que a amostra analisada precisa ser ampliada para abranger um número maior de casos com velocidades médias da ordem de  $10^7 \text{ m s}^{-1}$  e picos de corrente acima de 40 kA. Ainda que trabalhos anteriores tenham apresentado mais casos com velocidades desta ordem (HUBERT; MOUGET, 1981; IDONE et al., 1984; JORDAN et al., 1982), suas amostras também possuíam uma limitação nos picos de corrente, sendo que Jordan et al. (1982) apresentou apenas um caso de relâmpago induzido cuja corrente superou 40 kA. A Figura 4.8 indica que não há um limite superior discernível para as velocidades dos líderes contínuos que iniciam descargas de retorno cujo pico de corrente seja relativamente baixo (20 kA ou menos), visto que os três casos mais rápidos (com velocidades entre  $1,1 \times 10^7$  e  $1,7 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$ ) apresentaram picos de corrente entre 5,7 e 16,7 kA. Da mesma forma que não existe um limite aparente para o pico de corrente de uma descarga de retorno iniciada por um líder mais lento: o caso mais intenso (83,4 kA) foi iniciado por um líder que se propagou a aproximadamente  $3,0 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ . Assim como Jordan et al. (1992), não observamos o comportamento descrito por Idone et al. (1984), que apresentaram uma relação linear entre velocidade do líder contínuo e o pico de corrente da descarga de retorno de 32 casos de relâmpagos induzidos por foguetes com  $R = 0,84$ . Acreditamos que esse

resultado foi influenciado pela alta condutividade na região de vaporização do fio utilizado no experimento. Segundo Fieux et al. (1978), o fio utilizado na série de experimentos na qual o trabalho de Idone et al. (1984) se inclui era feito de aço. Ainda que medidas tenham sido tomadas para diminuir o efeito do vapor gerado pela destruição do fio, o fato de que a condutividade elétrica do aço é cerca de 20 a 22 ordens de grandeza maior do que a do ar na faixa de alturas do experimento (até 500 m, conforme encontrado na Tabela 1 de Dolezalek, 2004, em comparação com os dados de Frederikse, 2004) provavelmente gerou as condições para que a relação linear fosse obtida.

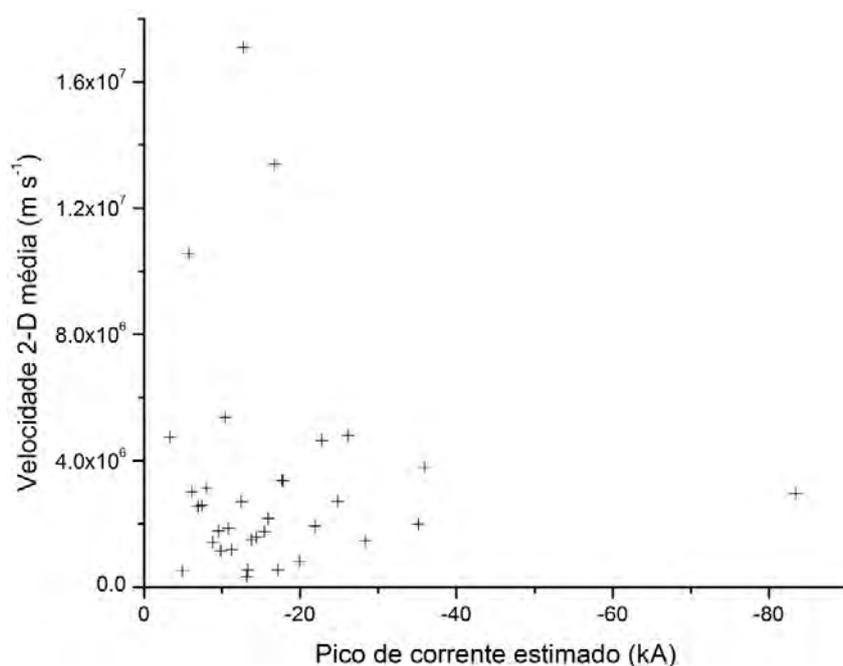


Figura 4.8 – Velocidade bidimensional média de 34 líderes contínuos negativos em função do pico de corrente estimado das descargas de retorno iniciadas por eles.

Sabendo que o líder contínuo se propaga em uma região previamente ionizada por uma ou mais descargas de retorno anteriores, na qual a condutividade é relativamente mais alta do que a vizinhança (por uma diferença de mais de 7 ordens de grandeza, comparando os dados de Dolezalek, 2004, com os apresentados por Yos, 1963), outro parâmetro que pode estar relacionado à sua velocidade de propagação é o intervalo de tempo transcorrido desde a ocorrência da última descarga de retorno. Após a interrupção da corrente elétrica que passa através do canal de plasma de um raio este

começa a resfriar-se, partindo de temperaturas que vão de 20.000 K a 35.000 K (atingidas imediatamente antes da descarga de retorno, segundo Orville, 1968, 1977, e Warner et al., 2011) até temperaturas que se encontram normalmente entre 2000 K e 4000 K (segundo o modelo de Uman e Voshall, 1968). Este processo de resfriamento é acompanhado pela recombinação iônica que, por sua vez, diminui progressivamente a condutividade elétrica nesta região com tempos de decaimento da ordem de dezenas de milissegundos (UMAN; VOSHALL, 1968). Ao mesmo tempo, espera-se que a velocidade de propagação do líder contínuo seja maior quando a condutividade remanescente for maior, e menor conforme ela estiver mais próxima da condutividade do ar não ionizado. Neste contexto, nossa hipótese inicial para esta análise consiste em se observar uma velocidade limite para os casos que ocorrem após intervalos de tempo mais longos desde a descarga de retorno anterior. A Figura 4.9 apresenta como estes dois parâmetros se relacionam para todos os 76 casos de líderes contínuos considerados neste trabalho. Nota-se que nenhum caso que ocorreu após um intervalo mais longo do que 100 milissegundos desde a descarga de retorno anterior apresentou velocidades iguais ou superiores a  $1 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$ , conforme esperado. Para os eventos com intervalos entre 200 e 600 ms este limite é ainda mais baixo ( $5 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ ), indicando que a ionização remanescente no canal de um raio possui um impacto profundo sobre a propagação dos líderes contínuos. Este comportamento sugere a existência de uma espécie de zona de exclusão (semelhante à observada na relação entre pico de corrente e duração de corrente contínua apresentada por Saba et al., 2006b, 2010b), indicando a não existência de líderes com velocidades da ordem de  $10^7 \text{ m s}^{-1}$  precedidos por intervalos de tempo superiores a 100 milissegundos. Análises semelhantes foram realizadas anteriormente para relâmpagos naturais (SCHONLAND et al. 1935; JORDAN et al., 1992) e induzidos (HUBERT; MOUGET, 1981; IDONE et al., 1984) com um número reduzido de casos cujo intervalo de tempo ultrapassa 150 milissegundos. Os nossos resultados são consistentes com os obtidos por eles, que, de maneira geral, observaram uma tendência de que os líderes mais lentos são precedidos por intervalos de tempo mais longos. A única exceção é o estudo desenvolvido por Idone et al. (1984), que observaram uma dependência linear direta entre o intervalo de tempo desde a descarga de retorno anterior e a velocidade de propagação do líder contínuo com  $R = 0.43$  para uma amostra de 32 relâmpagos induzidos por foguetes. Além do coeficiente de correlação ser bastante pequeno a faixa de intervalos analisados

por eles era bastante restrita (até 30 milissegundos), não contradizendo o resultado obtido por nós e outros pesquisadores.

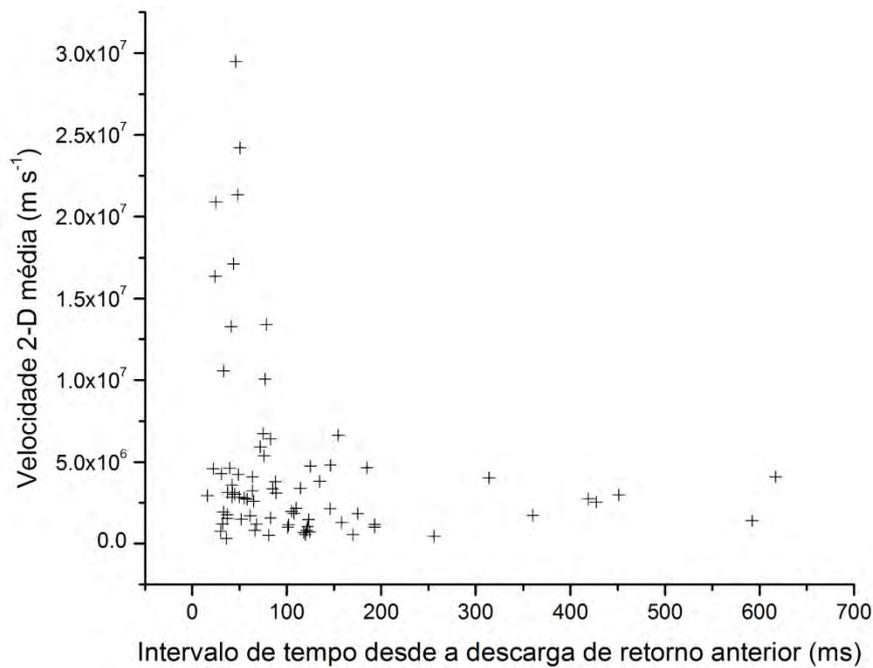


Figura 4.9 – Velocidade bidimensional média de 76 líderes contínuos negativos em função do intervalo de tempo desde a descarga de retorno anterior.

### 4.3. Líderes positivos

#### 4.3.1. Distribuição estatística de velocidades

Uma amostra de 29 líderes positivos observados em São José dos Campos, São Martinho da Serra, Tucson e Rapid City foi analisada a partir de seus registros obtidos com o auxílio de câmeras rápidas. A partir da análise deles foi possível obter 449 medidas de velocidades parciais. A Tabela 4.5 apresenta os parâmetros estatísticos relacionados aos casos selecionados. Da mesma forma que nas análises anteriores (para líderes negativos escalonados e contínuos), apresentamos apenas os valores mínimo e máximo para as velocidades parciais dos líderes positivos estudados.

Tabela 4.5 – Estatística da velocidade 2-D dos 29 líderes positivos. Min indica o valor mínimo, Max o valor máximo, MA a média aritmética e MG a média geométrica.

	Velocidade 2-D ( $\times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ )					
	Amostra	Min	Max	MA	Mediana	MG
Parcial	449	0,08	16,2	-	-	-
Média	29	0,24	11,8	2,76	1,80	1,81

A distribuição das velocidades médias dos 29 casos observados é apresentada no histograma da Figura 4.10. A aplicação do teste estatístico desenvolvido por Shapiro e Wilk (1965) sobre a amostra revela que tanto as medidas de velocidades médias quanto de parciais seguem uma distribuição lognormal no nível de significância de 0,05. Uma análise detalhada do histograma de velocidade médias mostra que aproximadamente 25% da amostra apresentou velocidades médias da ordem de  $10^4 \text{ m s}^{-1}$ , uma parcela consideravelmente maior do que na amostra de líderes escalonados negativos (em que menos de 2% dos casos se encontrou dentro desta faixa). Por outro lado, mais de 90% da amostra apresentou valores inferiores a  $6,0 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ , de maneira semelhante ao que foi mostrado anteriormente para os líderes escalonados. Isto mostra que os dois tipos de líderes possuem essencialmente a mesma faixa de velocidades possíveis, com os positivos apresentando uma tendência maior a desenvolver velocidades menores e um valor mínimo mais baixo. O único trabalho anterior que apresentou estatísticas da velocidade de propagação de líderes positivos naturais foi desenvolvido por Saba et al. (2008, 2010b), utilizando os primeiros casos incluídos na amostra utilizada no presente trabalho. Nosso resultado reforça a conclusão alcançada originalmente por eles de que as velocidades medidas por Berger e Vogelsanger (1966), da ordem de  $10^6 \text{ m s}^{-1}$ , e Les Renardières Group (1977), da ordem de  $10^4 \text{ m s}^{-1}$ , são casos extremos dentro de um espectro bastante amplo de valores possíveis.

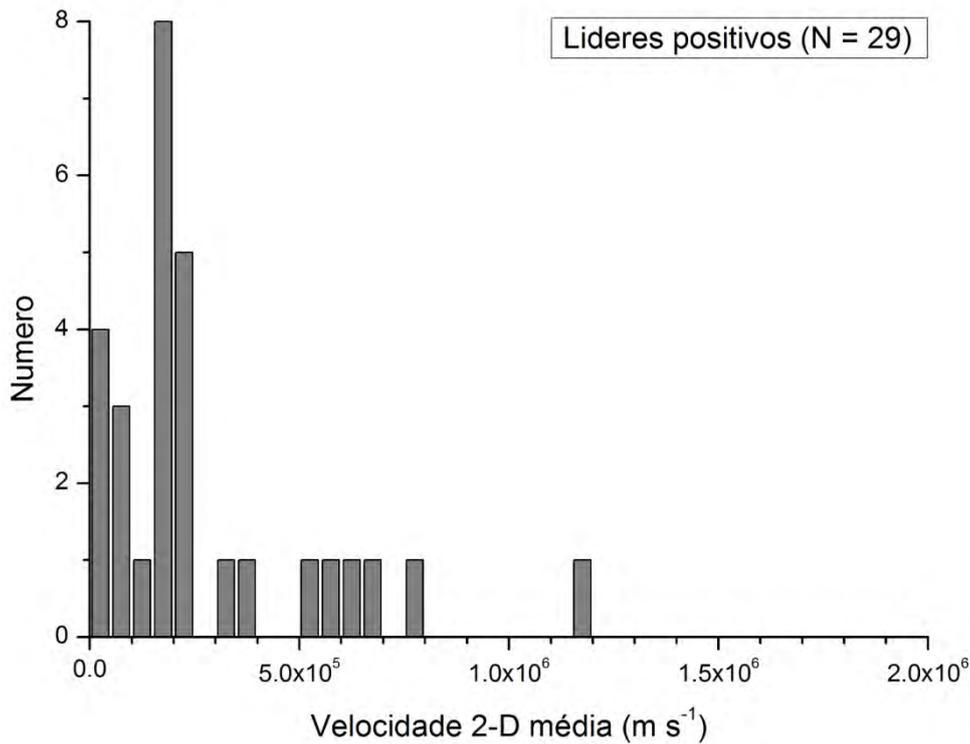
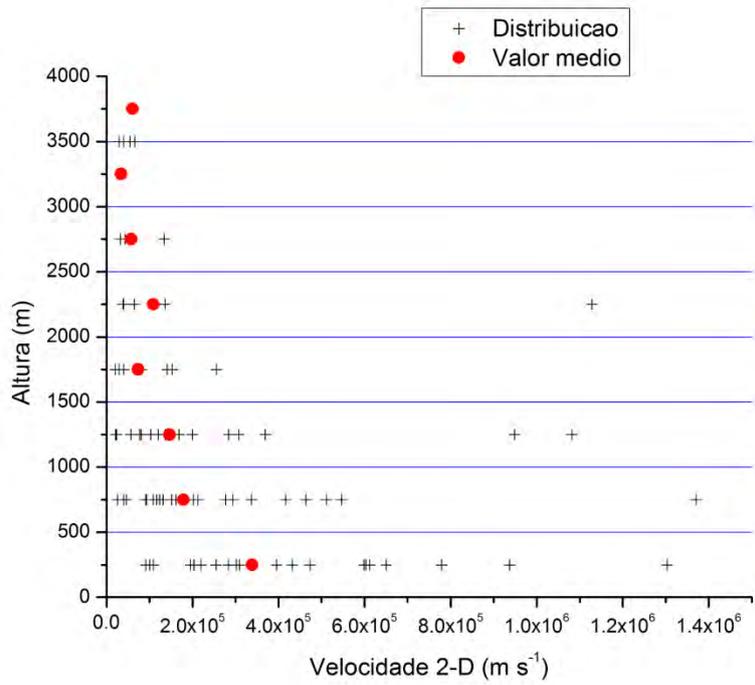


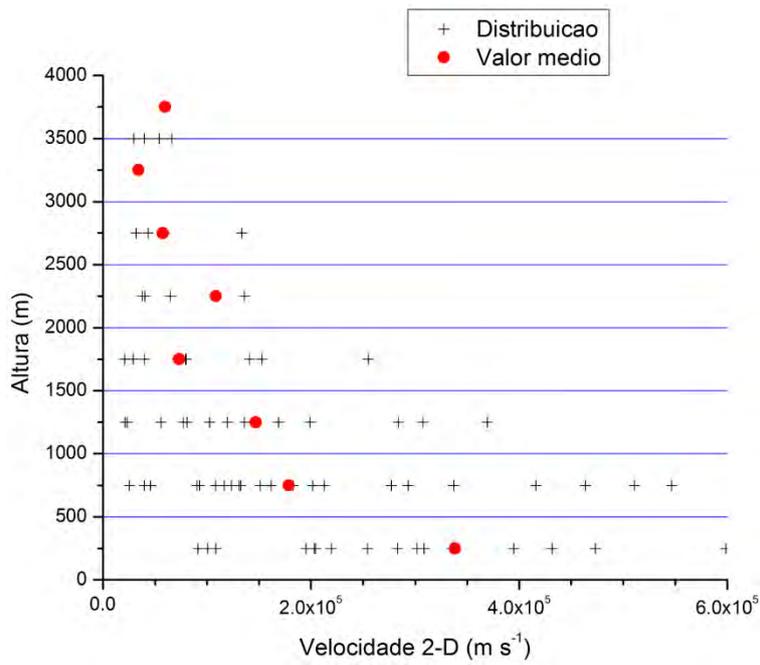
Figura 4.10 – Histograma das velocidades médias dos 29 líderes positivos analisados.

#### 4.3.2. Variação da velocidade de propagação com a altura

As variações da velocidade de propagação com a altura dos líderes positivos foram analisadas utilizando as mesmas abordagens descritas anteriormente e aplicadas aos líderes negativos escalonados (seção 4.1.3) e contínuos (seção 4.2.2). A Figura 4.11 apresenta a distribuição de velocidades em diferentes faixas de alturas para os 29 casos de líderes positivos analisados neste trabalho. Quando analisamos alturas cada vez menores nota-se um aumento do valor máximo em cada faixa, além da distribuição concentrar-se em regiões de velocidades mais elevadas. Ao mesmo tempo, os valores médios aumentam progressivamente conforme a altura diminuiu. Na ampliação da Figura 4.11b este comportamento torna-se mais evidente, sendo possível observar que o valor médio entre 0 e 500 m de altura é uma ordem de grandeza maior do que os valores médios acima de 2000 m.



(a)



(b)

Figura 4.11 – (a) Variação da velocidade 2-D com a altura de 29 líderes positivos; (b) detalhe da região com valores inferiores a  $6,0 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ .

Ao comparar as Figuras 4.3 e 4.11 é possível notar uma diferença sensível de comportamento entre os líderes escalonados (negativos) e positivos. A Figura 4.12 ressalta esta diferença ao apresentar em um mesmo gráfico os valores médios por faixa de altura para os dois tipos de líderes. Enquanto os líderes escalonados oscilam ao redor de um valor médio entre  $2-3 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$  os positivos apresentam um crescimento de uma ordem de grandeza (de  $10^4$  a  $10^5 \text{ m s}^{-1}$ ) ao longo de sua propagação. É importante ressaltar, porém, que ao longo da maior parte de seu desenvolvimento os líderes positivos apresentam velocidades inferiores aos escalonados negativos, e esta assimetria de polaridade pode ter consequências que se manifestam em outros aspectos dos relâmpagos nuvem-solo. Segundo Williams e Heckman (2011), dentro do contexto do modelo de líder bidirecional o fato dos líderes positivos serem mais lentos do que os escalonados negativos em alturas elevadas (e.g., no interior da nuvem) pode ser capaz de explicar o fato de que os NS+ possuem, em geral, apenas uma descarga de retorno com uma corrente contínua longa enquanto os NS- desenvolvem várias descargas de retorno ao longo de sua duração.

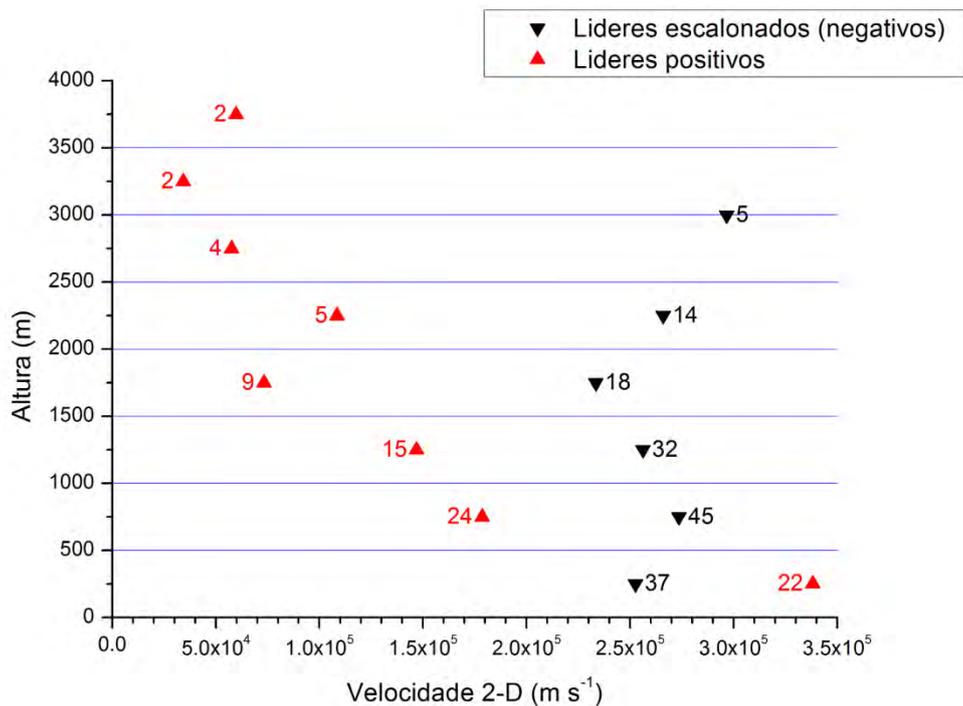


Figura 4.12 – Comparação da variação da média das velocidades dos líderes escalonados (negativos) e positivos por faixa de altura. Os números ao lado de cada ponto indicam a quantidade de medidas disponíveis em cada faixa.

Para a segunda abordagem apenas 28 casos puderam ser considerados pois um deles permitiu a obtenção de apenas uma velocidade parcial, impossibilitando uma avaliação de sua variação conforme o líder se desenvolveu em direção ao solo. A Tabela 4.6 mostra a fração da amostra que apresentou cada um dos comportamentos considerados (acelerou, desacelerou e oscilou). O resultado obtido apresenta boa concordância com a abordagem em que analisamos todos os casos por faixa de alturas: mais de 80% da amostra acelerou ao longo do seu desenvolvimento em direção ao solo, enquanto os outros dois comportamentos possíveis se manifestaram em parcelas aproximadamente iguais. Acreditamos que estes resultados demonstram que a aceleração dos líderes positivos é mais acentuada e perceptível do que em líderes escalonados negativos, cujas velocidades parciais geralmente se encontram dentro de uma faixa relativamente estreita de valores.

Tabela 4.6 – Estatísticas da análise individual da variação de velocidade de 29 líderes positivos.

<b>Comportamento</b>	<b>Número de casos</b>	<b>Porcentagem</b>
<b>Acelerou</b>	23	82%
<b>Desacelerou</b>	2	7%
<b>Oscilou</b>	3	11%

#### **4.3.3. Velocidade de propagação em função de outros parâmetros**

De maneira semelhante ao que foi feito para os líderes negativos (escalonados e contínuos), analisamos também a velocidade média de propagação dos líderes positivos em função da intensidade do pico de corrente da descarga de retorno iniciada por ele. Tomamos como base as mesmas hipóteses iniciais sugeridas inicialmente na seção 4.1.2, em que analisamos o comportamento dos líderes escalonados. A Figura 4.13 apresenta o gráfico relacionando as duas grandezas. De maneira semelhante ao que foi observado para os líderes negativos, aparentemente não existem áreas de exclusão que indiquem limites superiores ou inferiores para combinações específicas entre as duas grandezas. Ainda que todos os casos cujo pico de corrente ultrapassou 80 kA tenham apresentado velocidades da ordem de  $10^5$  ou  $10^6$  m s<sup>-1</sup>, o número de casos registrados ainda é insuficiente para afirmar se existe um valor mínimo de velocidade para os líderes que iniciam descargas de retorno mais intensas. Como não há qualquer indício

de que haja uma boa correlação entre velocidade de propagação do líder positivo e pico de corrente da descarga de retorno, acreditamos que as chances de que a hipótese (1b) esteja correta são relativamente pequenas, assim como foi constatado e discutido em maiores detalhes para o caso dos líderes escalonados (seção 4.1.2). Da mesma forma, as hipóteses (1a) e (2) também não podem ser excluídas para os líderes positivos; análises futuras utilizando sensores de LMA juntamente com campo elétrico podem possibilitar a separação de parte das variáveis envolvidas, complementando a análise do presente trabalho. Como este é o primeiro trabalho a obter e analisar a relação entre as duas grandezas para líderes positivos não é possível realizar uma comparação com a literatura.

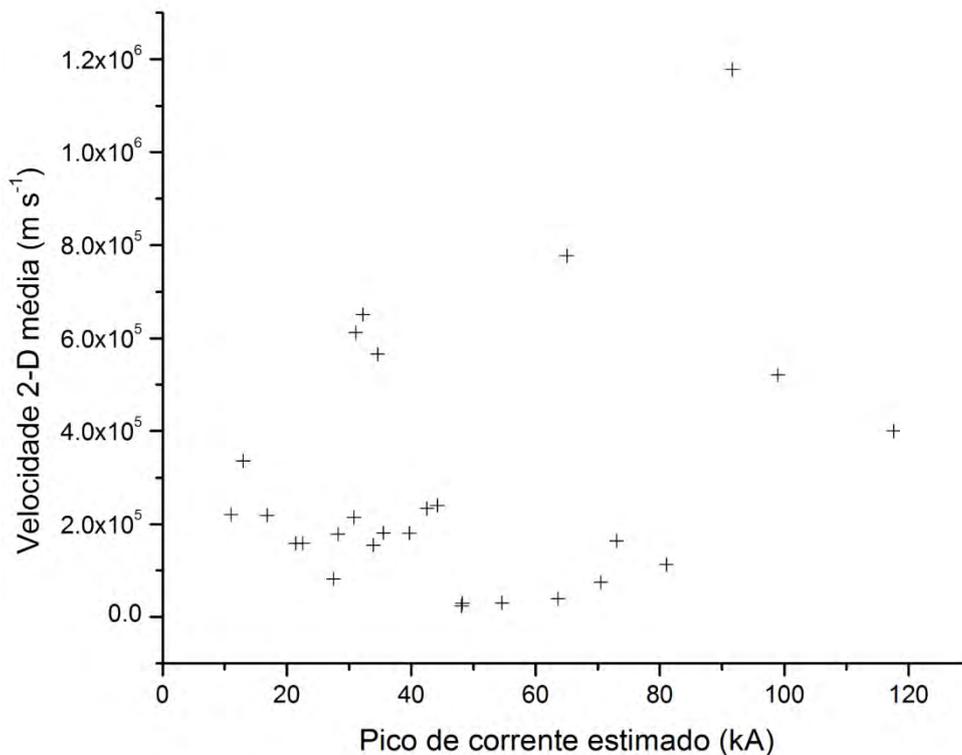
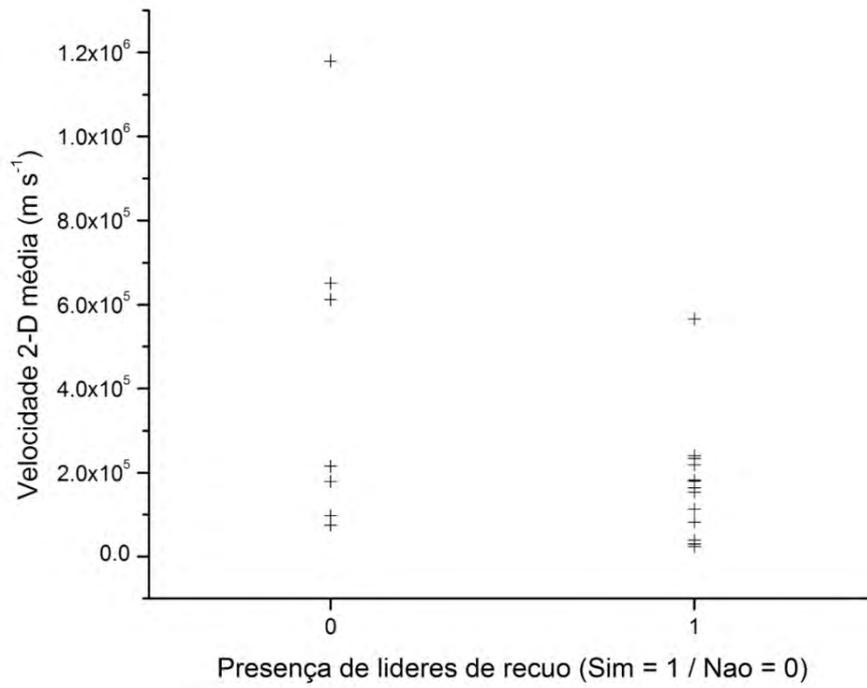


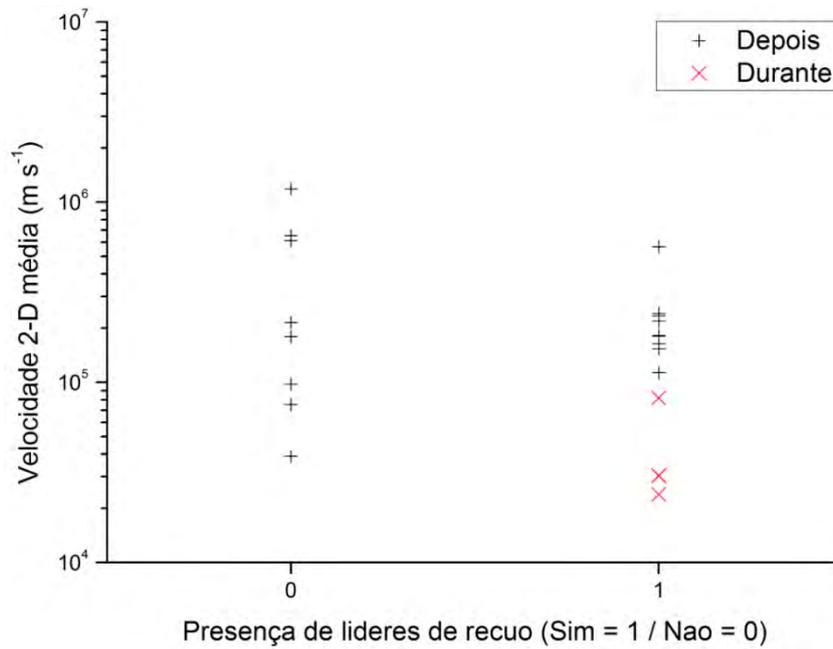
Figura 4.13 – Velocidade bidimensional média de 29 líderes positivos em função do pico de corrente estimado das descargas de retorno iniciadas por eles.

Conforme reportado anteriormente por Saba et al. (2008), parte dos NS+ apresentam a ocorrência de um grande número de líderes de recuo durante o desenvolvimento do líder positivo em direção ao solo. Porém, não foi realizada nenhuma análise que relacionasse as características do líder ou da descarga de retorno produzida por ele à presença de líderes de recuo.

Segundo o modelo apresentado por Mazur e Ruhnke (1993), baseado nos trabalhos seminais de Kasemir (1960), para que um líder de recuo possa ocorrer é estritamente necessário que já tenha acontecido a interrupção da corrente (*cutoff*) ao longo de certo trecho de canal ionizado. Como não é possível realizar uma medida direta da corrente elétrica que se desenvolve ao longo dos canais ramificados de um líder positivo, até o momento não foi realizada nenhuma análise observacional deste comportamento. Entre os parâmetros que podem estar associados à possibilidade de interrupção da corrente existem dois que podemos analisar: a velocidade média de propagação do líder e o pico de corrente da descarga de retorno por ele produzida. Intuitivamente, pode-se esperar que quanto menor for uma das duas variáveis (ou possivelmente ambas), maior a chance de ocorrência da interrupção de corrente. Desta forma, apresentamos uma investigação preliminar abordando esta questão: partindo do modelo apresentado por Mazur e Ruhnke (1993), analisamos a relação entre a ocorrência de líderes de recuo durante a propagação do líder positivo e (i) sua velocidade média de propagação (apresentada na Figura 4.14) e (ii) o pico de corrente estimado da descarga de retorno iniciada por ele (Figura 4.15). Ao analisar a Figura 4.14a nota-se que grande parte dos líderes positivos acompanhados por líderes de recuo desenvolveram-se com velocidades da ordem de  $10^4$  m s<sup>-1</sup>, mas com parcela considerável apresentando valores de até  $3 \times 10^5$  m s<sup>-1</sup>. O único caso cuja velocidade média alcançou  $10^6$  m s<sup>-1</sup> não apresentou líderes de recuo durante seu desenvolvimento. Por outro lado, é importante ressaltar que na maior parte dos casos a velocidade só pôde ser medida após a interrupção da ocorrência dos líderes de recuo, visto que eles se desenvolvem apenas quando o líder positivo apresenta uma luminosidade pouco intensa, frequentemente tênue demais para permitir ter sua velocidade estimada. Desta forma, quase sempre os valores obtidos foram associados à parte final da propagação do líder (na qual, conforme mostrado na seção anterior, este quase sempre apresenta velocidades da ordem de  $10^5$  m s<sup>-1</sup>). Na Figura 4.14b os casos em que foi possível obter a medida de velocidade concomitantemente com o desenvolvimento dos líderes de recuo são mostrados de maneira diferenciada. Elas encontraram-se abaixo de  $1 \times 10^5$  m s<sup>-1</sup>, indicando que os líderes de recuo ocorrem preferencialmente quando o líder se encontra mais lento. Acreditamos que esta análise mostra que é necessário realizar estudos complementares com um número maior de casos, preferencialmente registrados a distâncias menores, nas quais é possível medir satisfatoriamente a velocidade dos líderes ainda durante sua fase inicial menos luminosa e normalmente acompanhada pelos líderes de recuo.



(a)



(b)

Figura 4.14 – Velocidade bidimensional média de 29 líderes positivos em função da ocorrência de líderes de recuo durante sua propagação. Em (b) foi feita a diferenciação entre os casos em que as medidas de velocidade foram obtidas após (em preto) e durante (em vermelho) a ocorrência dos líderes de recuo.

Finalmente, a Figura 4.15 mostra os possíveis valores de pico de corrente tanto para os casos que apresentaram líderes de recuo visíveis quanto para os casos em que eles não foram registrados. Ainda que o número de casos em que não houve a ocorrência de líderes de recuo seja relativamente reduzido, pode-se observar que as duas possibilidades apresentam faixas de intensidades do pico de corrente estimado bastante semelhantes. Ambos apresentam valores que vão desde os menos intensos, entre 20 e 30 kA, até casos que mais intensos, com valores de 80 kA ou mais, abrangendo a faixa mais frequente conforme a análise estatística desenvolvida por Saba et al. (2010b). Desta forma, acreditamos que é possível afirmar que não existe uma corrente máxima bem definida para as descargas de retorno precedidas pela ocorrência de líderes de recuo.

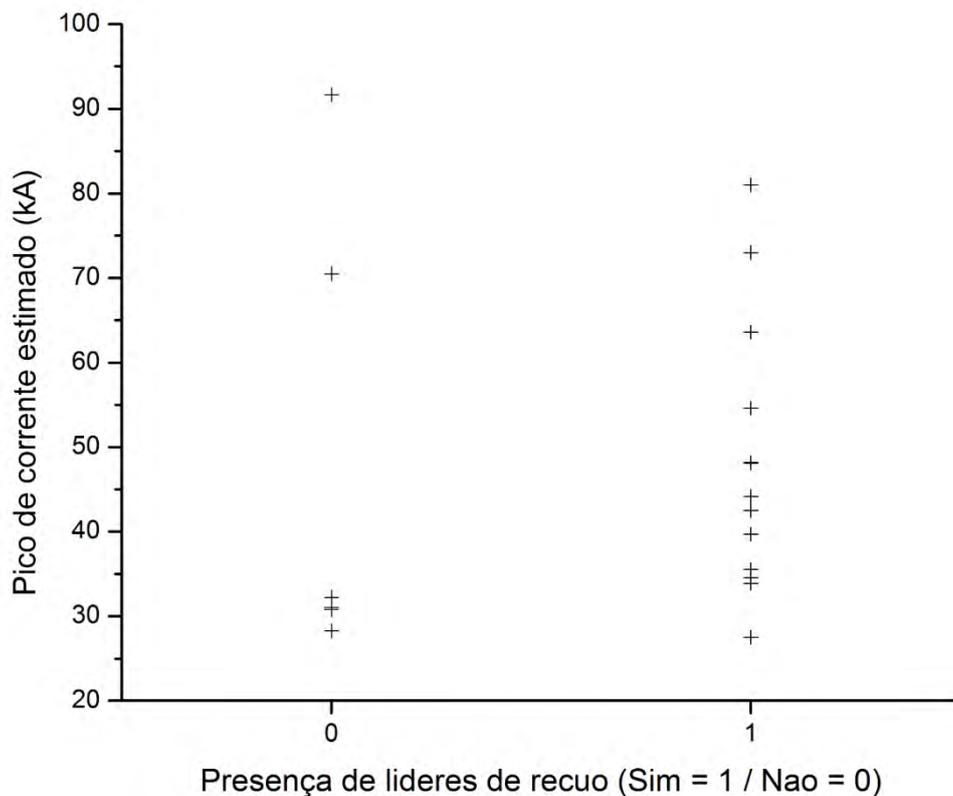


Figura 4.15 – Presença de líderes de recuo durante o desenvolvimento de um líder positivo em função da intensidade do pico de corrente estimado da descarga de retorno iniciada por ele.



## **5 LÍDERES – ESTUDOS DE CASO**

Em adição à análise estatística de uma extensa base de dados de líderes apresentada no capítulo anterior, realizamos também uma série de estudos de caso que tornaram possível saber como se caracteriza um líder de um relâmpago nuvem-solo no tocante à sua assinatura de campo elétrico (lento e rápido), sua velocidade de propagação e a altura em que sua extremidade inferior se encontra. Conforme comentado na revisão bibliográfica deste trabalho, em estudos anteriores instrumentos semelhantes foram utilizados de maneira isolada, dificultando uma caracterização mais detalhada desta classe de fenômeno.

Inicialmente apresentamos e descrevemos alguns casos típicos; em seguida, discutimos alguns casos especiais ou incomuns, discutindo suas diferenças em relação aos eventos mais comuns e, quando possível ou necessário, propondo hipóteses para descrevê-los.

### **5.1. Líderes de relâmpagos nuvem-solo: casos típicos**

#### **5.1.1. Líderes escalonados**

Um conjunto de quinze líderes escalonados foi analisado detalhadamente a partir de seus dados de câmeras de alta resolução temporal e medidas de campo elétrico. Entre eles selecionamos dois casos para descrever detalhadamente no presente trabalho por representarem bem as características em comum observadas em quase todos eles. Outros dois casos, porém, apresentaram um comportamento incomum e serão discutidos em detalhes posteriormente, na seção 5.2.1.

O primeiro caso corresponde ao líder que deu início à primeira descarga de retorno do raio M9R394 (i.e., correspondente ao relâmpago 394 registrado na planilha matriz 9, conforme discutido na seção 3.1.3), ocorrido às 17h25min23s (UT) do dia 8 de fevereiro de 2011 em São José dos Campos e observado com a câmera HS-2 (operando a 4000 quadros por segundo) e os dois sensores de campo elétrico rápido. Segundo os dados fornecidos pela BrasilDat, o ponto de contato deste líder ocorreu a aproximadamente 9,1 km da torre de observação. O raio M9R394 apresentou sete descargas de retorno para o solo, sendo que todas as seis subsequentes tocaram o solo em um mesmo ponto, diferente da primeira (cujo líder foi analisado).

Adotando o instante de tempo  $t = 0$  como correspondente ao horário 17h25min00s (UT), aproximadamente em  $t = 22,914$  s um trem de pulsos de quebra de rigidez foi observado nos dados de campo elétrico rápido durante pouco menos de dois milissegundos, conforme ilustrado na Figura 5.1a. Uma forma de onda típica destes pulsos é apresentada na Figura 5.1b, que consiste em dois ou mais pulsos negativos (mesmo sentido produzido por uma descarga de retorno negativa) seguidos por um pulso positivo de amplitude menor e um decaimento de duração mais longa. Além disso, no caso deste registro a sua amplitude se mostrou bastante superior ao nível de ruído do sistema de medida de campo elétrico.

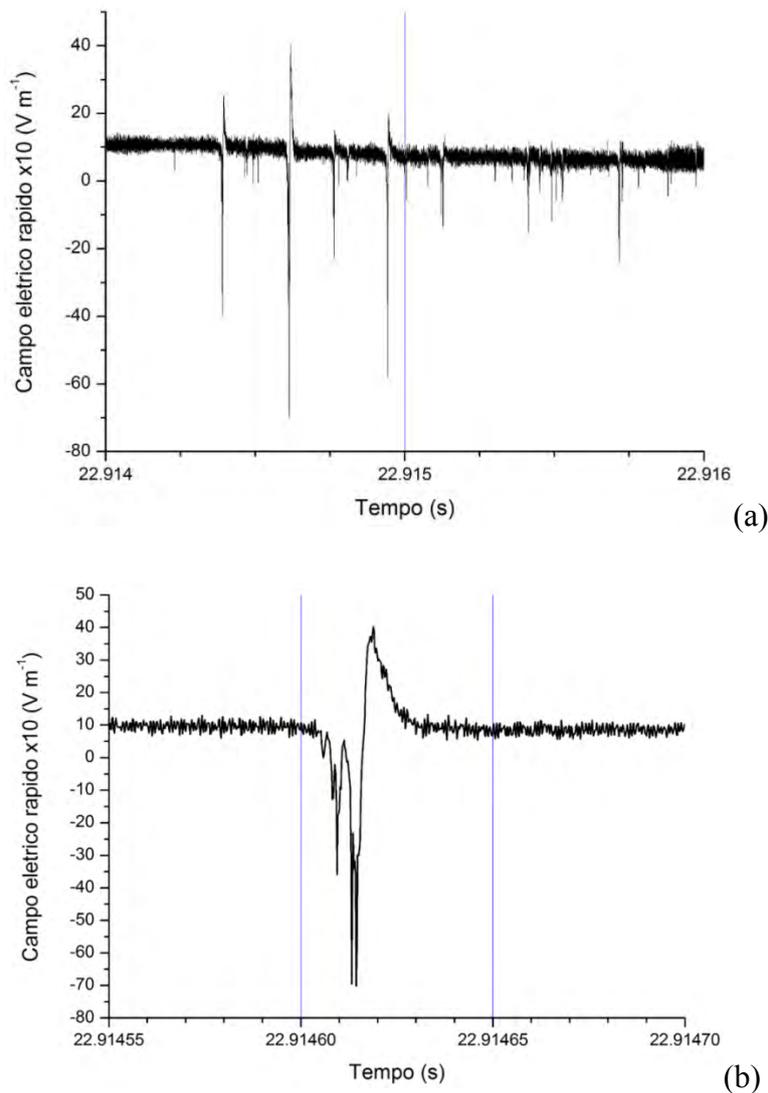


Figura 5.1 – (a) Trem de pulsos de quebra de rigidez associados ao início de um líder escalonado e (b) ampliação da forma de onda de um pulso individual típico.

Os pulsos de quebra de rigidez apresentam grandes diferenças dos associados aos passos do líder escalonado, que possuem uma forma de onda típica semelhante à mostrada na Figura 5.2. Sua amplitude, de maneira geral, é inferior à dos pulsos de quebra de rigidez, e tipicamente apresentam apenas um pulso negativo, com eventuais reflexões positivas de amplitude bastante pequena (para o evento analisado, por exemplo, em poucos pulsos ela se tornou identificável acima do nível de ruído do sistema de medida). Os pulsos associados aos passos foram observados apenas após  $t = 22,980$  s, apenas isoladamente ou em pequenos grupos. A partir de  $t = 22,995$  s uma grande quantidade de pulsos de passos pôde ser observada, cerca de um milissegundo antes do líder escalonado se tornar visível através da câmera de alta resolução temporal. Desta forma, para este evento, houve um intervalo de tempo de aproximadamente 80 milissegundos entre os pulsos de quebra de rigidez e a extremidade inferior do líder escalonado se tornar visível pela câmera de alta resolução temporal.

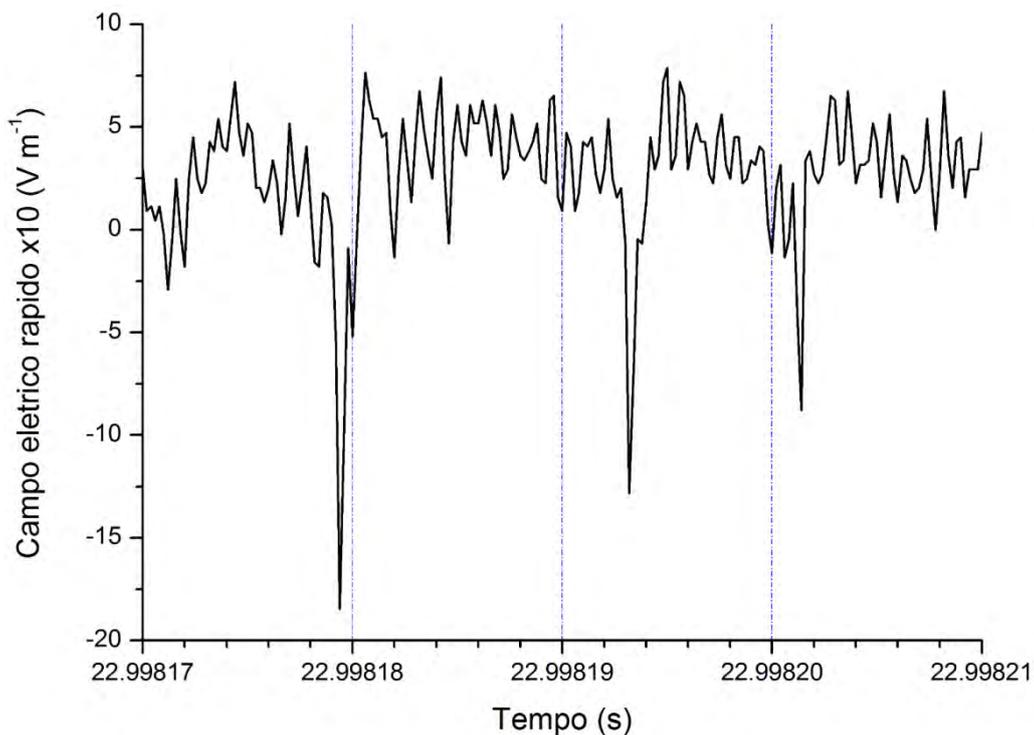


Figura 5.2 – Forma de onda dos pulsos de campo elétrico associados à formação de passos individuais de um líder escalonado.

Após o líder tornar-se visível foi possível realizar uma análise da relação entre a evolução temporal da altura de sua extremidade inferior, sua velocidade bidimensional

de desenvolvimento, e a forma de onda obtida pelo sensor de campo elétrico rápido, apresentada na Figura 5.3. Por volta do instante  $t = 23,000$  s não existem dados de campo elétrico disponíveis devido a uma limitação do sistema de aquisição de campo elétrico quando dados são exportados para arquivos de texto, no qual os valores referentes à transição entre segundos consecutivos não é transferida. Ao obter o perfil de velocidades observamos que a última medida apresentou um valor consideravelmente mais elevado que os anteriores; acreditamos que este comportamento esteja relacionado com o processo de conexão entre o líder escalonado e um líder conectante que teve início em seu ponto de contato com o solo, um processo ocasionalmente denominado “salto final” (em inglês, *final jump*). Porém, nenhum processo distinguível foi observado no registro de campo elétrico rápido associado a esta etapa final da propagação do líder, que continuou apresentando normalmente os pulsos associados a passos individuais. A única mudança de comportamento foi uma aparente alteração no nível geral do campo, que pode ser observada logo após  $t = 23,001$  s, mas cuja ocorrência se dá quase um milissegundo antes da conexão ocorrer e, por este motivo, dificilmente está relacionada a ela.

Uma questão importante que se pode discutir ao analisar a Figura 5.3 se refere à variação do “nível” do campo elétrico, sobre o qual os pulsos individuais se sobrepõem. Ao analisar a Figura 5.3a em relação à 5.3c nota-se que o campo elétrico rápido apresenta poucas variações até que a extremidade inferior do líder se encontre a aproximadamente 1500 m do solo. Segundo o critério utilizado em estudos baseados apenas em medidas de campo elétrico (e.g., BEASLEY et al., 1982; RAKOV; UMAN, 1990) estes pesquisadores teriam erroneamente determinado esse instante ( $t = 22,998$  s) como o início da propagação do líder, um erro que se repetiria em boa parte dos eventos analisados, afetando profundamente quaisquer análises estatísticas relacionadas à duração da sua forma de onda. Esse comportamento também contradiz o previsto pelo modelo eletrostático desenvolvido por Thottappillil et al. (1997), do qual se esperaria uma variação de campo elétrico maior desde o início da propagação do líder. Pode-se argumentar que não só a altura da extremidade inferior do líder influencia o nível do campo elétrico produzido por ele mas também sua velocidade de propagação, porém, não encontramos nenhum modo de avaliar essa relação sem que fosse necessário desenvolver um novo modelo. Thottappillil et al. (1997) adotaram uma velocidade de propagação constante em seu modelo, não permitindo uma comparação mais detalhada.

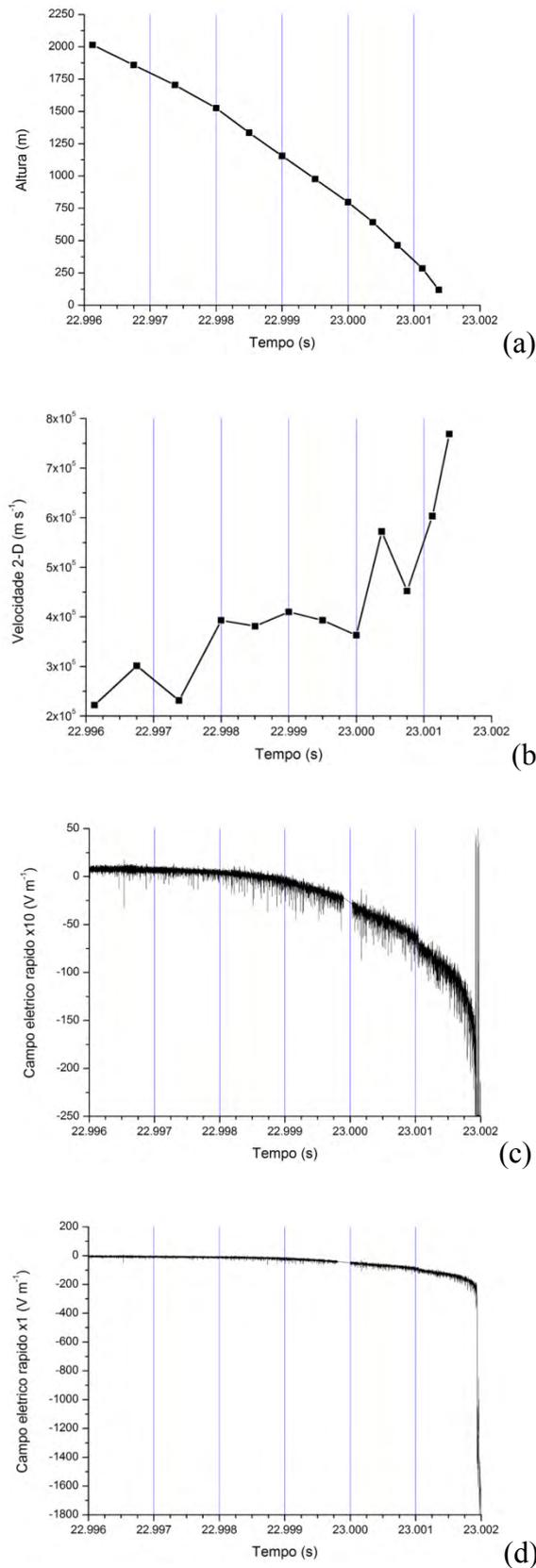


Figura 5.3 – Variação temporal da (a) altura da extremidade inferior de um líder escalonado (pertencente ao raio M9R394), (b) sua velocidade bidimensional de propagação, e da forma de onda de campo elétrico rápido com dois ganhos, (c) maior e (d) menor.

Analisando a Figura 5.3c pode-se perguntar se existe alguma variação da amplitude dos pulsos individuais do líder escalonado conforme ele se desenvolve em direção ao solo. Dois fatores poderiam induzir um aumento na amplitude deste pulsos conforme o líder se aproxima do solo: a maior proximidade aos instrumentos de observação e a aceleração do líder (que ocorre no caso selecionado) caso esta seja consequência da intensificação do processo de formação dos passos individuais. Para analisar este comportamento nós medimos a amplitude dos pulsos (normalizados em relação ao pulso de maior intensidade) em instantes de tempo associados a diferentes alturas. A Figura 5.4 corresponde à relação obtida para o líder já apresentado (M9R394), para o qual não foi observada nenhuma relação clara. Pode-se notar, porém, que existe uma aparente mudança de patamar a partir de 1500 m de altura: em níveis mais elevados os pulsos apresentaram amplitudes relativas entre 0,1 e 0,4; quando o líder se encontrou a menos que 1500 m do solo, porém, as amplitudes passaram a oscilar entre 0,4 e 1,0. Ao mesmo tempo, porém, nota-se que nas etapas finais (abaixo de 750 m) as amplitudes começam a diminuir, aproximando-se da intensidade observada nas etapas iniciais. Desta forma, não acreditamos que haja uma evolução característica dos pulsos individuais associada ao desenvolvimento do líder. Se existe alguma relação com a sua velocidade de propagação ela se apresenta aos passos individuais, um comportamento impossível de se analisar utilizando a instrumentação disponível para o presente trabalho. Estudos de relâmpagos induzidos utilizando câmeras cuja resolução temporal alcança centenas de milhares de quadros por segundo, como os desenvolvidos recentemente por Biagi et al. (2009, 2010), poderiam avaliar este comportamento de maneira eficiente, fornecendo maiores informações sobre o processo de desenvolvimento dos líderes escalonados.

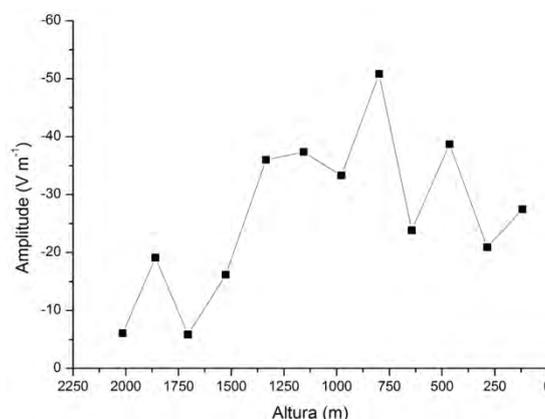


Figura 5.4 – Variação da amplitude normalizada dos pulsos associados a passos individuais do líder escalonado em função da altura da sua extremidade inferior.

Apresentamos um segundo caso de líder escalonado responsável pela iniciação da segunda descarga de retorno (que apresentou um canal até o solo diferente da primeira) do evento M9R344 para o qual foi possível obter medidas de campo elétrico lento, permitindo que ela fosse comparada com os demais parâmetros (analisados também no caso anterior), conforme mostrado na Figura 5.5. Ele ocorreu às 17h55min42s (UT) do dia 31 de janeiro de 2011 em São José dos Campos, a uma distância de 10,51 km da torre de observação. Nas curvas de campo elétrico rápido *versus* tempo (Figuras 5.5c e 5.5d) nota-se uma variação relativamente lenta (com duração próxima a um milissegundo) em  $t = 42,6325$  s que não pôde ser associada a uma variação na velocidade de desenvolvimento (Figura 5.5b), que permanece aproximadamente constante. Essa variação foi observada na forma de onda dos líderes contínuos que antecederam as quatro descargas de retorno que seguiram o mesmo canal ionizado por este líder escalonado. Desta forma, acreditamos que ela está associada de alguma maneira à morfologia do canal, conforme será discutido novamente na seção 5.1.2. Com a exceção da variação mencionada anteriormente, a forma de onda do líder escalonado (M9R344) é fundamentalmente semelhante à do caso apresentado anteriormente (M9R394), o que mostra que elas seguem um padrão bem comportado para uma distância aproximadamente igual dos instrumentos (9,1 km e 10,51 km), independentemente da tempestade ou da forma do canal. Uma análise comparativa entre os registros de campo elétrico rápido (Figuras 5.5c e 5.5d) e o lento (Figura 5.5e) mostra também que este também foi capaz de demonstrar a evolução do líder de maneira bastante clara conforme ele se aproxima do solo. Da mesma maneira que o campo rápido, não existe uma relação aparente entre a taxa de variação do campo lento e a velocidade de propagação do líder, visto que o primeiro começa a variar mais rapidamente após  $t = 42,635$  s, enquanto a velocidade do líder ainda se encontrava oscilando entre  $1 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$  e  $2 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ .

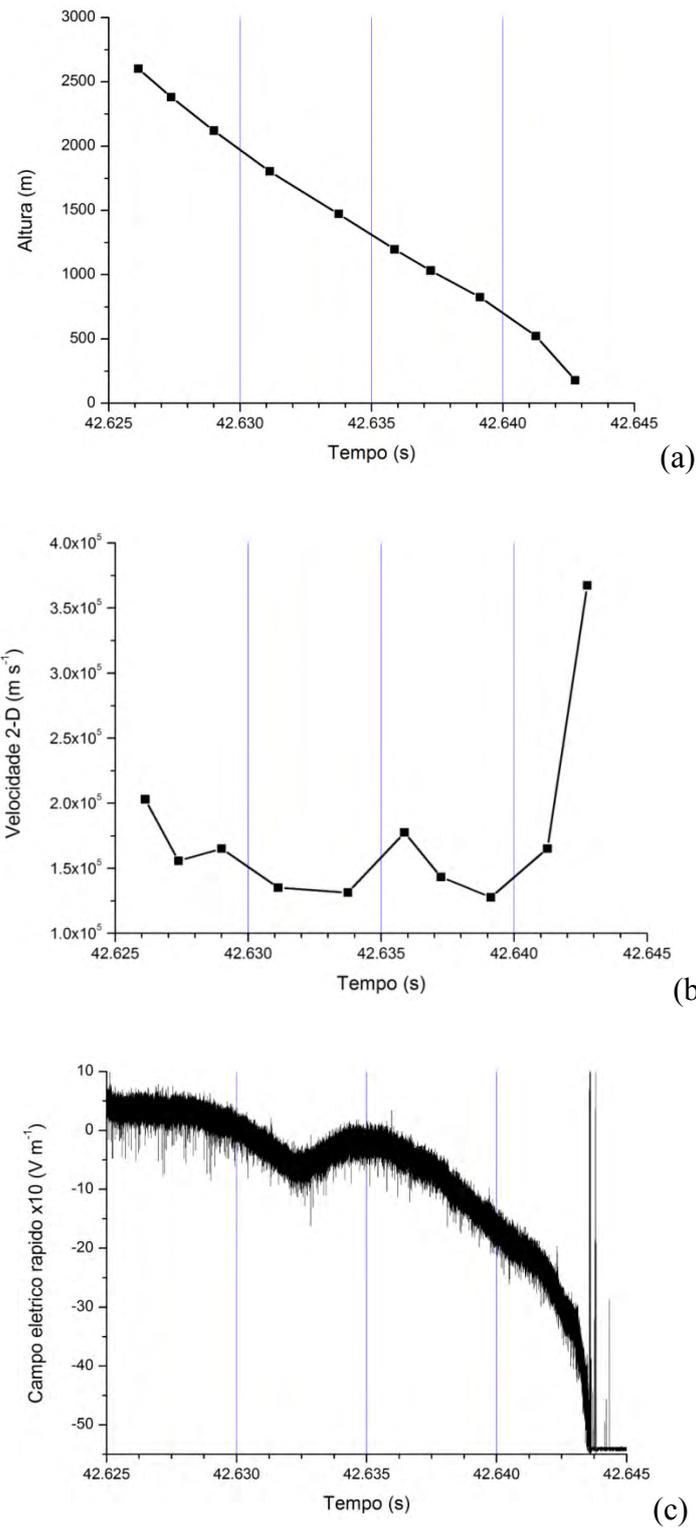


Figura 5.5 – Variação temporal da (a) altura da extremidade inferior de um líder escalonado, (b) sua velocidade bidimensional de propagação, e da forma de onda de campo elétrico rápido com dois ganhos, (c) maior e (d) menor.

(continua)

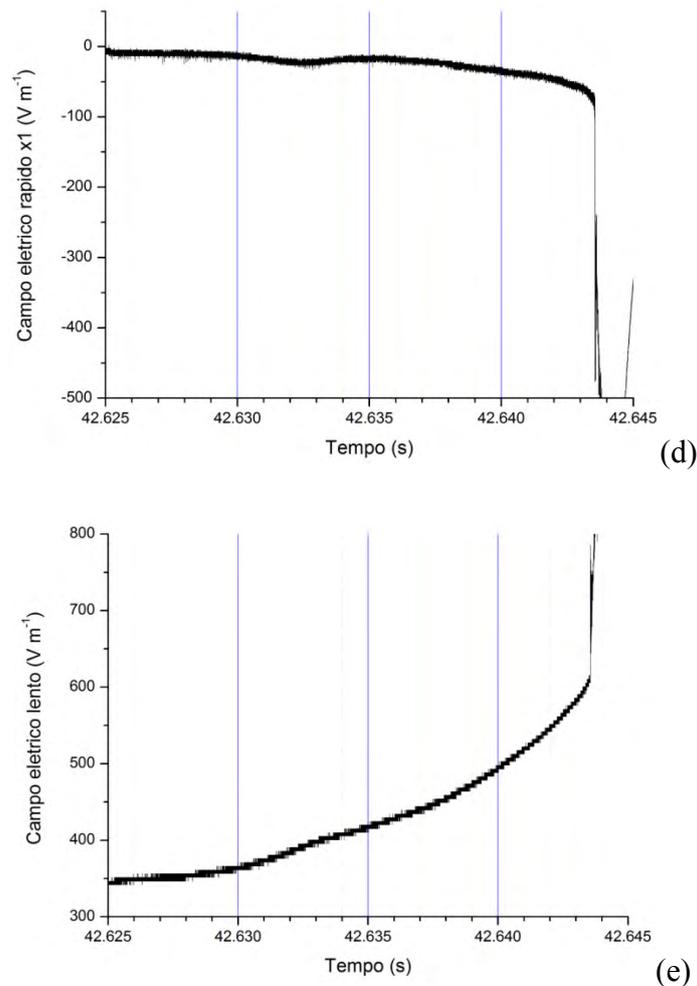


Figura 5.5 – Conclusão.

### 5.1.2. Líder contínuo negativo

Os líderes contínuos de sete diferentes raios negativos foram analisados detalhadamente, entre os quais cinco possibilitaram a análise de mais de um líder que seguiu um mesmo canal, permitindo uma avaliação de como suas características mudaram conforme a ordem da descarga de retorno aumenta. O primeiro caso selecionado para ser apresentado em detalhes corresponde ao líder que iniciou a terceira descarga de retorno do raio M9R344. Desta forma, ele segue o mesmo canal que o líder escalonado apresentado no segundo estudo de caso da seção 5.1.1, com um ponto de contato localizado a aproximadamente 10,51 km da torre de observação. Devido à sua elevada velocidade de propagação, de aproximadamente  $8,26 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ , não foi possível obter curvas que mostrassem a evolução de sua altura e velocidade em relação

ao tempo, como foi feito para os casos de líderes escalonados apresentados na seção anterior. Desta forma, apenas as curvas de campo elétrico rápido e lento são apresentadas na Figura 5.6.

O líder contínuo torna-se visível apenas após o instante  $t = 42,676$  s, porém, uma variação de relativamente lenta (com duração da ordem de milissegundo) ocorre cerca de 4 milissegundos antes, com uma forma bastante semelhante ao que acompanha o líder escalonado responsável por iniciar a descarga de retorno anterior (descrito na seção anterior, 5.1.1). O mesmo processo se repete nas três descargas de retorno seguintes, com intervalos de tempo distintos até o líder tornar-se visível, e com durações também variáveis. Como esta característica foi única a este raio, acreditamos que esta assinatura no campo elétrico foi de alguma forma produzida pela morfologia do canal. Como no caso do líder escalonado esta variação ocorre quando o líder já se encontra visível (conforme mostrado na Figura 5.5), acreditamos que ela está associada a uma parcela de canal oculta pela nuvem de tempestade.

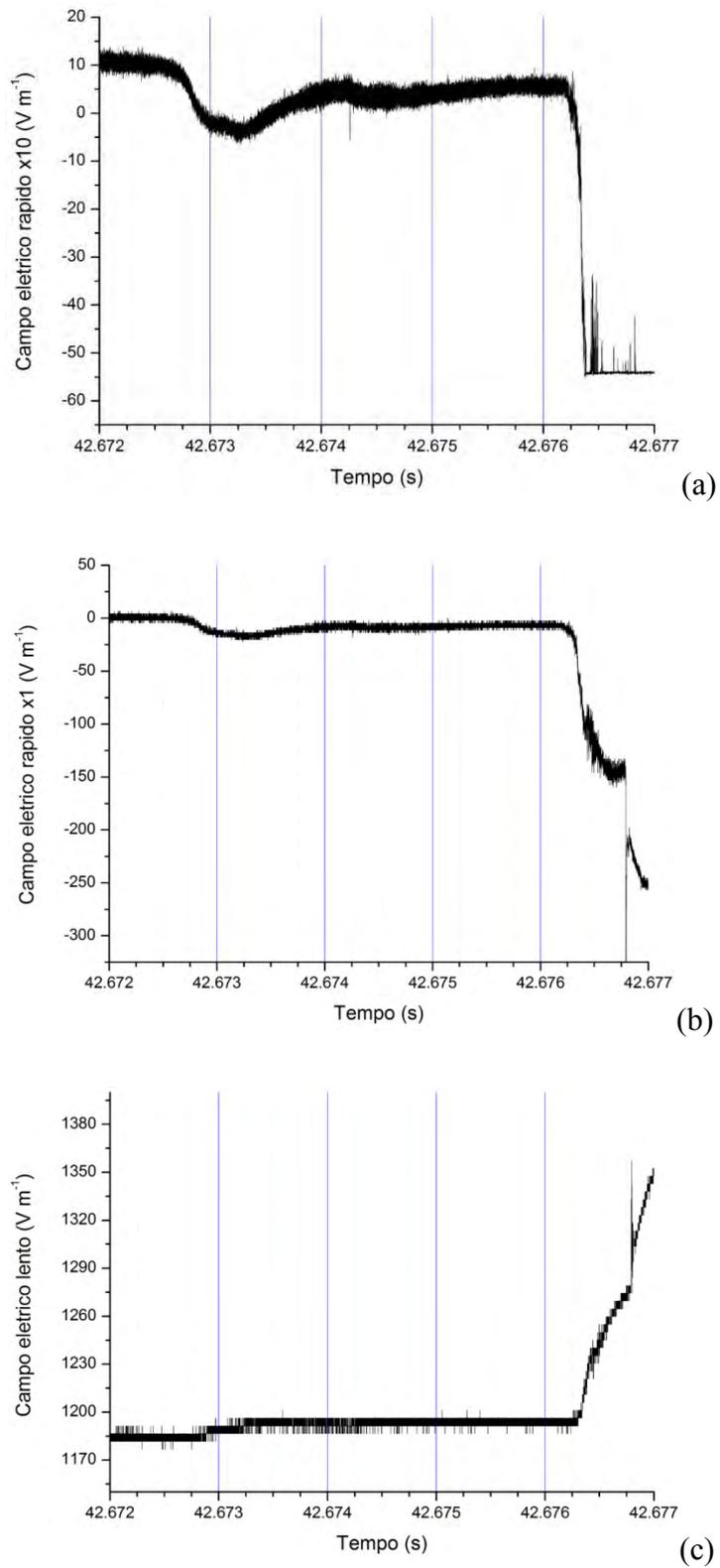


Figura 5.6 – Variação temporal da forma de onda de campo elétrico rápido com dois ganhos, (a) maior e (b) menor, e do (c) campo elétrico lento de um líder contínuo (pertencente ao raio M9R344).

Como o líder só se torna visível após  $t = 42,676$  s, a Figura 5.7 mostra uma versão ampliada das curvas de campo elétrico deste trecho do registro, até ocorrer o contato com o solo e a produção da descarga de retorno. Nota-se que tanto o registro de campo elétrico rápido com menor ganho (Figura 5.7b) quanto o de campo elétrico lento (Figura 5.7c) apresentam aspectos bastante diferentes das curvas associadas a líderes escalonados. Enquanto neste o nível geral do campo aumenta constantemente até o contato com o solo ser efetuado, no líder contínuo a taxa de variação do campo elétrico diminuiu até ficar aproximadamente plana para, então, o contato ser realizado. Este fato mostra que, mesmo para uma morfologia de canal praticamente idêntica, líderes escalonados e contínuos apresentam formas de onda consideravelmente distintas. Ainda que o campo elétrico de um líder contínuo normalmente apresenta uma estrutura fina com um grande número de pulsos ao longo de seu desenvolvimento, não foi possível encontrar uma forma de onda típica como acontece com os líderes escalonados.

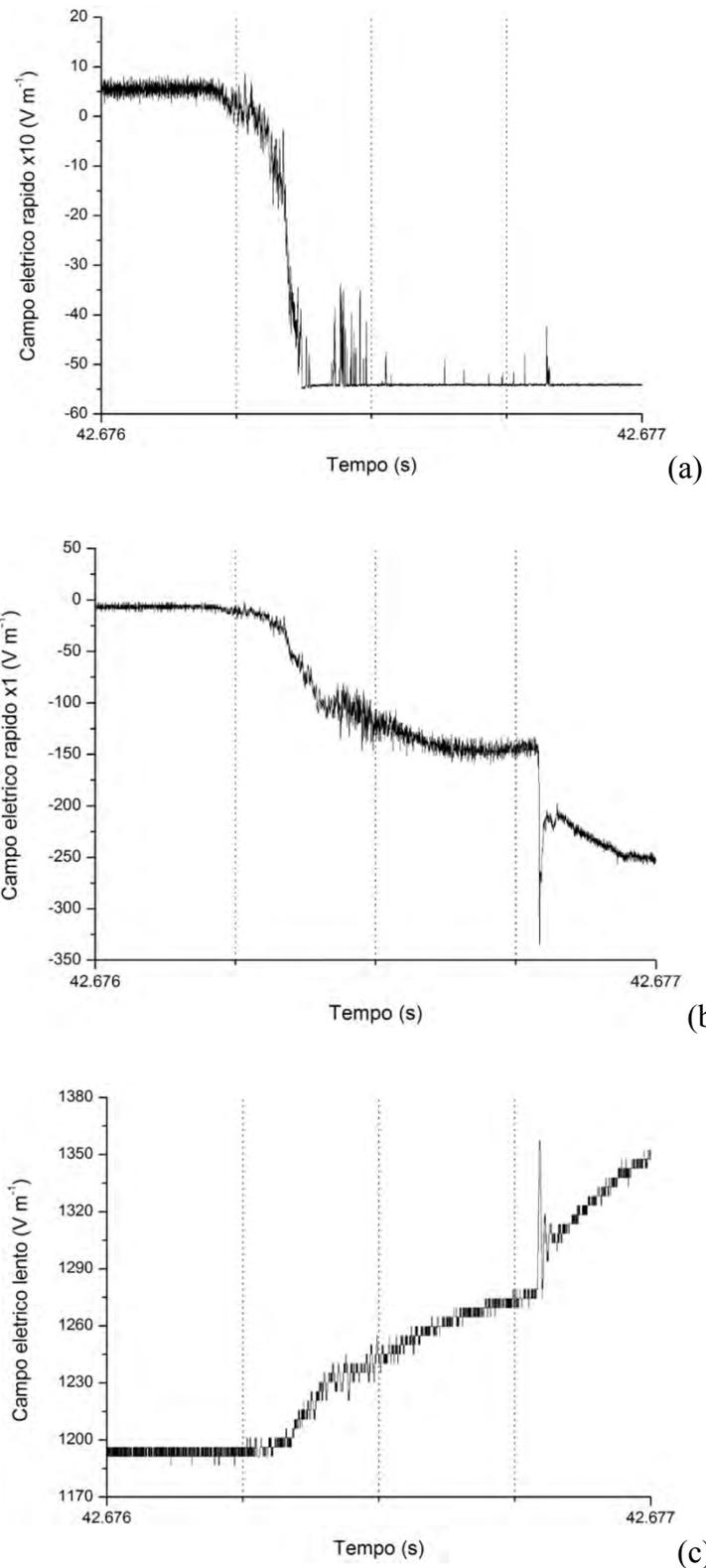


Figura 5.7 – Variação temporal da forma de onda de campo elétrico rápido com dois ganhos, (a) maior e (b) menor, e do (c) campo elétrico lento de um líder contínuo (pertencente ao raio M9R344), mostrando os detalhes do trecho correspondente ao período em que sua propagação torna-se visível pela câmera rápida.

Além das diferenças em relação aos líderes escalonados, todos os estudos de caso de líderes contínuos realizados indicam também que não existe uma forma de onda típica associada ao seu desenvolvimento. Este fato pode ser ilustrado ao compararmos o caso apresentado na Figura 5.8 (correspondente à forma de onda do campo elétrico rápido associado à quarta descarga de retorno do raio M9R394) com o ilustrado anteriormente na Figura 5.7. Os dois raios se encontravam a distâncias entre 9 e 11 km da torre de observação e, ainda assim, apresentaram comportamentos bastante distintos. Enquanto todos os quatro líderes contínuos das descargas de retorno subsequentes do raio M9R354 (que ocorreram a 9,1 km dos instrumentos) apresentaram uma variação negativa, os cinco líderes contínuos do raio M9R394 deslocaram o campo elétrico medido para cima até a ocorrência da descarga de retorno. Em todos os cinco líderes do raio M9R394 sua extremidade inferior tornou-se visível ou simultaneamente ou logo após o início da variação positiva do campo elétrico rápido.

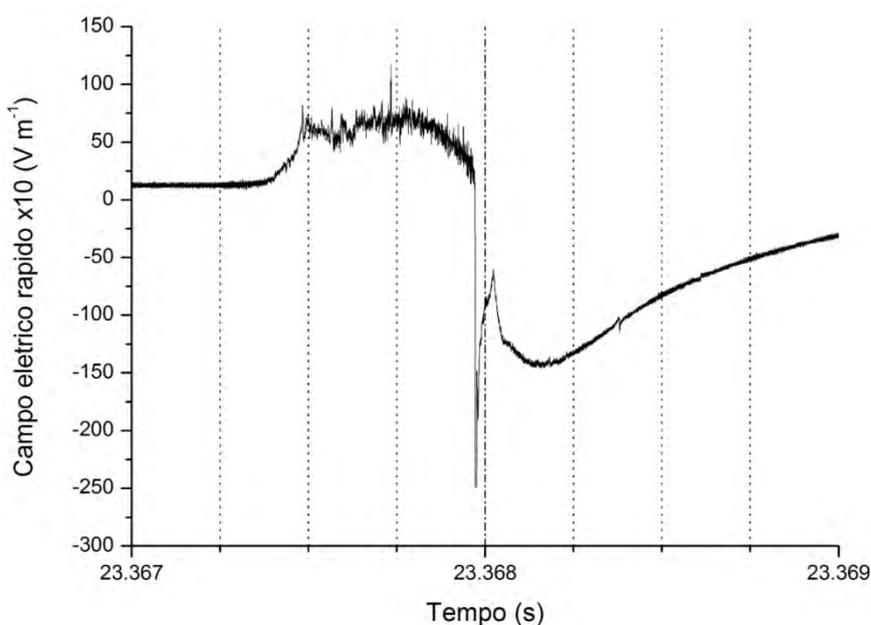


Figura 5.8 – Assinatura do campo elétrico rápido associado ao líder contínuo que iniciou a quarta descarga de retorno do raio M9R394.

Em nenhum estudo de caso foi possível identificar qualquer tipo de pulso ou trem de pulsos que antecede o desenvolvimento de um líder contínuo, ao contrário do que ocorreu com os líderes escalonados. Nenhuma forma de onda de campo elétrico pôde ser associada aos *streamers* observados por outros pesquisadores (e.g., MAZUR et al.,

1995; SHAO et al., 1995), cuja ocorrência normalmente antecede os líderes contínuos. Conforme será descrito em seções posteriores, pulsos de curta duração (da ordem de microssegundos) foram observados em associação a líderes de recuo (seção 5.1.4), líderes escalonados  $\beta_2$  (seção 5.2.2) e componentes-M negativas (seção 6.1), o que nos permitiu apresentar hipóteses para inseri-los dentro do contexto geral do líder bidirecional. O mesmo não ocorreu com a amostra analisada de líderes contínuos que, do ponto de vista de observações de campo elétrico, ou são iniciados por processos distintos ou ocorrem em um regime de condutividade bastante distinto, i.e., enquanto componentes-M e líderes  $\beta_2$  são associados a canais ativos (durante a corrente contínua e durante o desenvolvimento de um líder escalonado, respectivamente) os líderes contínuos se iniciam quando já aconteceu a interrupção da corrente elétrica no canal do raio. Em trabalhos futuros o uso de dados de LMA (que mapeiam os processos que ocorrem no interior da nuvem) em adição às câmeras de alta resolução temporal e sensores de campo elétrico permitirão uma discussão mais detalhada acerca da estrutura dos relâmpagos e sua formação.

Em estudos anteriores, Krehbiel et al. (1979) e Proctor et al. (1988) mostraram que existe uma tendência (em média) de que haja um aumento na extensão do canal de um raio conforme sucessivas descargas de retorno ocorrem, uma observação que hoje é usualmente conciliada ao modelo bidirecional. Por outro lado, Rakov e Uman (1990) utilizam o argumento da extensão do canal com a ordem da descarga de retorno para explicar o aumento da média geométrica da distribuição da duração do líder contínuo de mais de 150 descargas de retorno subsequentes. Nós acreditamos, porém, que uma análise estatística de uma amostra tão grande irá ocultar este comportamento, visto que cada raio irá desenvolver uma morfologia de canal completamente diferente, fazendo com que suas medidas de campo elétrico não possam ser comparadas de maneira satisfatória. Desta forma, analisamos a duração do líder contínuo das descargas de retorno subsequentes de cinco raios distintos (M9R109, M9R344, M9R394, M9R574 e M9R613) em função da ordem da descarga de retorno. Estas correlações são apresentadas na Figura 5.9. Se os líderes contínuos ocorressem a distâncias cada vez maiores do ponto de iniciação original do raio, todos os casos apresentariam uma tendência ao crescimento da duração do líder contínuo. Porém, não encontramos um comportamento uniforme entre os cinco casos analisados: em três as durações oscilam conforme a ordem da descarga aumenta, em um a duração diminuiu após o primeiro

líder contínuo e em outro ela aumenta conforme a ordem avança. Considerando que existem fortes evidências para a extensão do canal conforme o aumento da ordem da descarga de retorno (e.g., KREHBIEL et al., 1979; PROCTOR et al., 1988), acreditamos que nem sempre os líderes contínuos irão iniciar seu desenvolvimento a partir de sua extremidade mais distante do ponto de origem do raio. Além disso, estudos anteriores indicam que tanto *streamers* quanto líderes de recuo costumam ocorrer em locais erráticos conforme o tempo avança (SHAO et al., 1995; SABA et al., 2008); desta forma, se os líderes contínuos estiverem realmente associados à sua ocorrência, não é de se esperar que eles necessariamente sempre ocorram em pontos cada vez mais distantes, como sugerido pela análise apresentada por Rakov e Uman (1990).

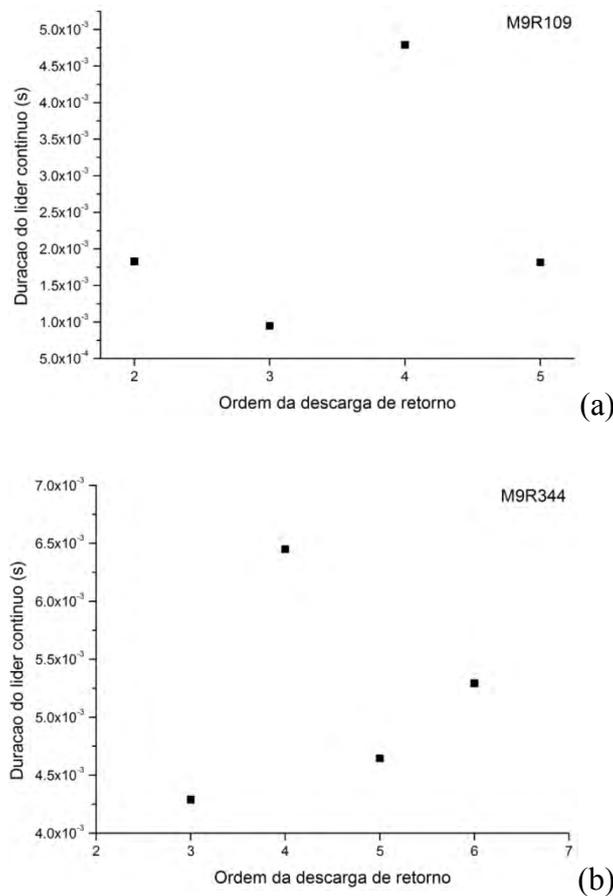


Figura 5.9 – Duração do líder contínuo em função da ordem da descarga de retorno iniciada por ele para cinco raios analisados neste trabalho.

(continua)

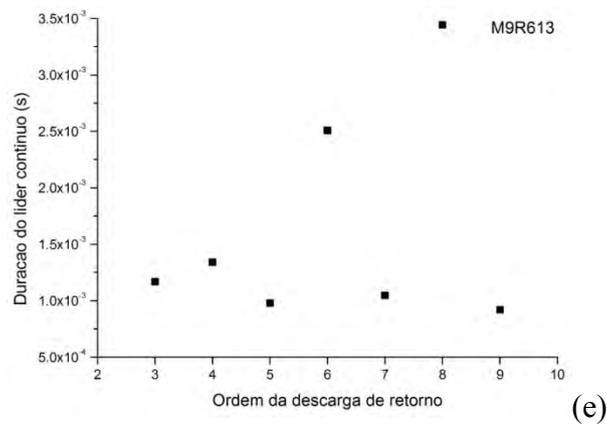
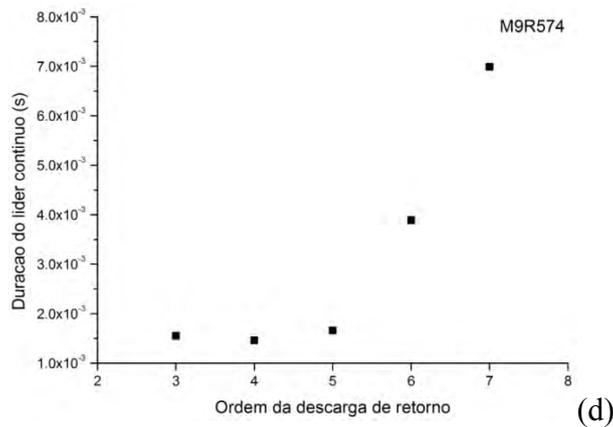
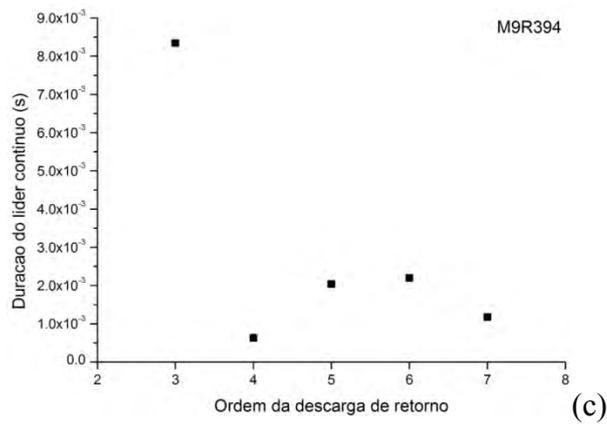


Figura 5.9 – Conclusão.

### 5.1.3. Líder positivo

Um conjunto de três líderes positivos foi analisado, e entre eles apenas um (M9R545) foi selecionado para ser apresentado em detalhes no presente trabalho. Este evento ocorreu no dia 15 de fevereiro de 2011, às 20h09min29s (UT), em São José dos Campos, a uma distância de aproximadamente 23,75 km da torre de observação. A

variação temporal da altura da extremidade inferior do líder, velocidade bidimensional de propagação, e do campo elétrico rápido e lento é apresentada na Figura 5.10. Pode-se notar que o nível médio do campo elétrico rápido e lento possuem um aspecto bastante semelhante ao observado nos líderes escalonados (seção 5.1.1), permanecendo aproximadamente constante até a extremidade do líder alcançar alturas inferiores a 1600 m. A partir deste ponto a intensidade do campo aumenta progressivamente até o contato com o solo ser concluído, quando se dá a ocorrência da descarga de retorno. É importante afirmar que, talvez devido à distância relativamente grande entre os instrumentos e o ponto de contato deste raio, não foi possível observar os pulsos de quebra de rigidez relatado anteriormente por da Silva et al. (2011), cuja forma de onda se assemelha bastante ao que observamos em líderes escalonados, mas com a polaridade invertida.

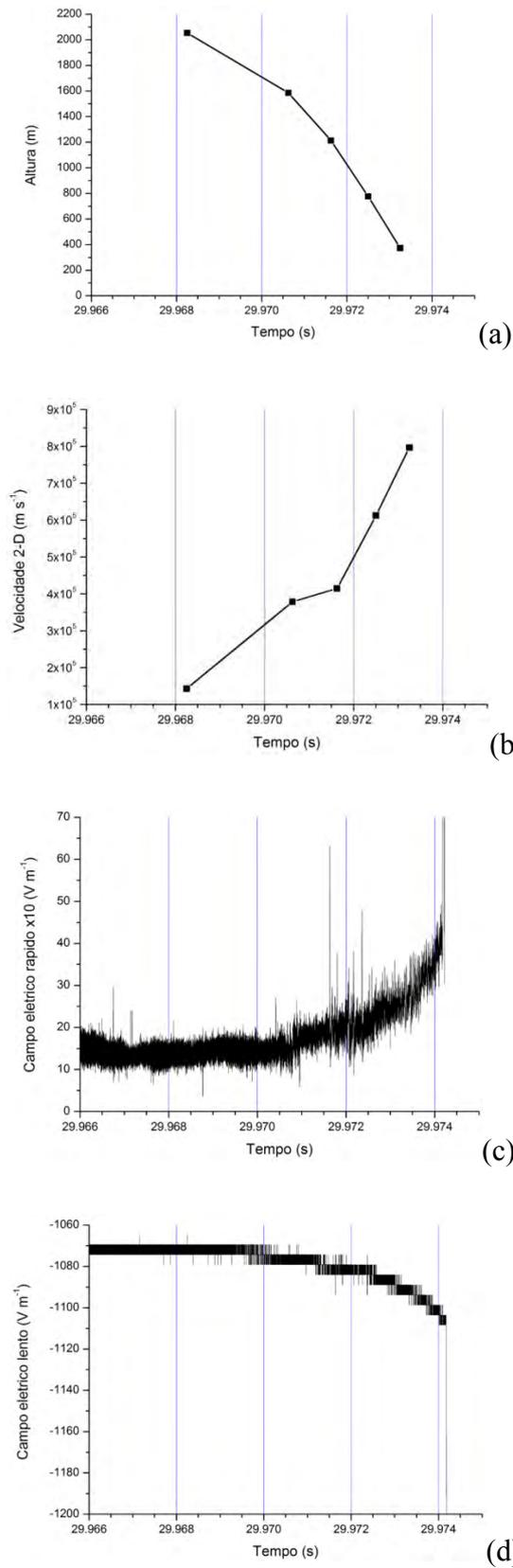


Figura 5.10 – Variação temporal da (a) altura da extremidade inferior de um líder positivo, (b) sua velocidade de propagação, e de medidas de campo elétrico (c) rápido e (d) lento.

Apesar da distância relativamente grande entre o ponto de contato deste caso e a torre de observação (aproximadamente o dobro dos casos de líderes negativos analisados), o que causou uma baixa relação sinal-ruído, uma série de pulsos individuais puderam ser resolvidos em vários momentos distintos. A Figura 5.11 mostra quatro deles, incluindo o mais intenso observado durante o desenvolvimento do líder, que ocorreu pouco antes do instante  $t = 29,972$  s. Suas durações são cerca de uma ordem de grandeza mais longas do que as durações típicas dos pulsos individuais dos líderes escalonados. Não é possível afirmar, porém, se eles estão associados à formação de passos individuais visto que a duração de cada pulso é da mesma ordem de grandeza do intervalo de tempo entre passos observado recentemente por Biagi et al. (2011) nos líderes positivos ascendentes produzidos por foguetes.

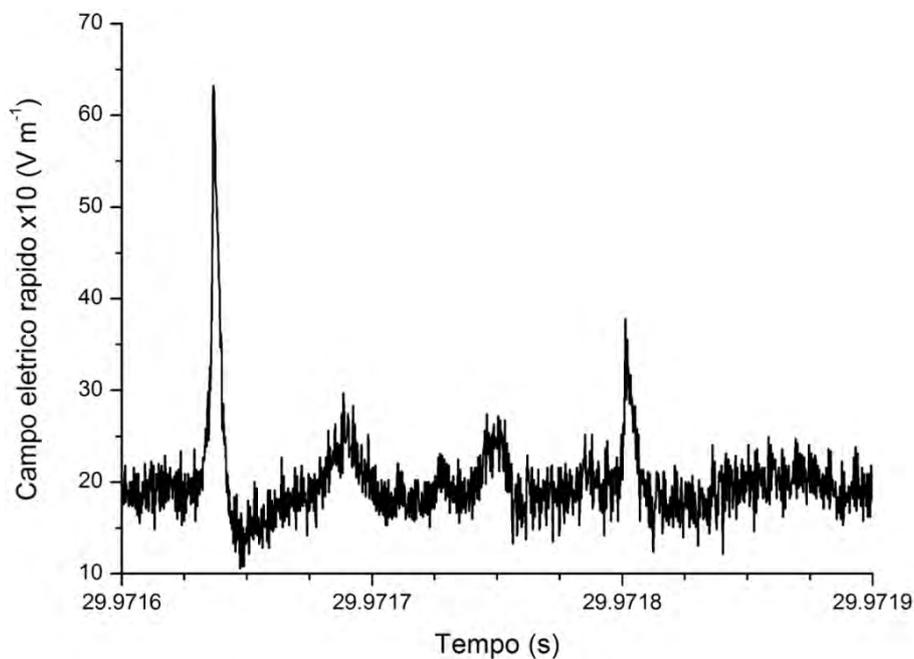


Figura 5.11 – Assinatura de campo elétrico de pulsos que acompanham o desenvolvimento de um líder positivo.

As características comuns observadas entre as formas de onda do campo elétrico de líderes escalonados (negativos) e positivos indica que sua distribuição de cargas elétricas ao longo de seu desenvolvimento deve ser semelhante, em oposição ao que foi observado anteriormente para os líderes contínuos (negativos). Por outro lado, os pulsos registrados pelo sensor de campo elétrico possuem uma duração muito mais longa do que os observados em líderes escalonados (negativos), o que não nos permite afirmar se

líderes positivos de relâmpagos naturais se propagam de maneira discreta, como foi observado por Biagi et al. (2011) em líderes positivos ascendentes iniciados em foguetes. Com a observação de eventos a distâncias menores dos instrumentos de observação será possível apresentar uma análise mais conclusiva a esse respeito.

#### **5.1.4. Líder de recuo**

Ao longo do registro do raio M9R468, ocorrido em São José dos Campos no dia 11 de fevereiro de 2011 às 22h25min30s (UT), uma grande quantidade de líderes de recuo semelhantes aos descritos anteriormente por Saba et al. (2008) pôde ser observada. Após identificar visualmente alguns deles, foi possível observar uma relação entre a sua ocorrência e a produção de pulsos de curta duração (da ordem de alguns microssegundos até dezenas de microssegundos) registrados através dos sensores de campo elétrico rápido e cuja amplitude se encontra bem acima do nível de ruído do sistema de medida. Não foi possível identificar a direção de propagação ou a velocidade de nenhum destes eventos, pois parte de sua extensão se encontrou fora da visada da câmera HS-2. A Figura 5.12 apresenta uma comparação quadro-a-quadro entre o registro em vídeo e a curva fornecida pelo sensor de campo elétrico rápido. Pode-se notar que existe uma variação lenta (com uma duração de quase 2 milissegundos) e, sobre ela, a ocorrência de diversos pulsos de curta duração (mencionados anteriormente). Um ou mais pulsos cuja amplitude mostrou-se mais elevada são associados diretamente à ocorrência de líderes de recuo individuais, como é o caso dos quadros (c) e (e), em particular. Neste exemplo é difícil saber com certeza se pode haver dois ou mais pulsos associados a um único evento luminoso, visto que parte deles pode ter sido produzida em decorrência de líderes de recuo que não se encontram dentro da visada da câmera ou cuja intensidade foi insuficiente para ser registrado por ela. Um outro evento é apresentado a seguir.

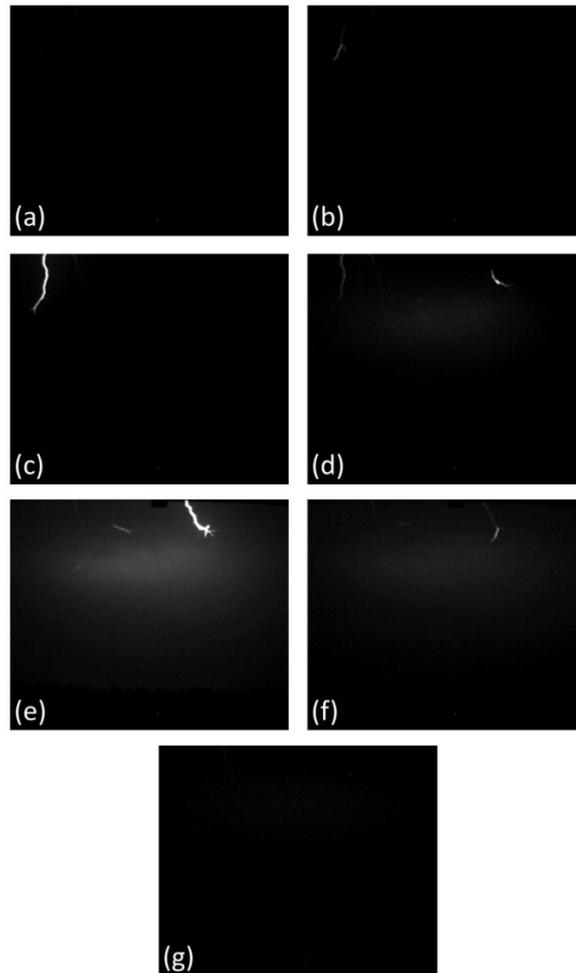
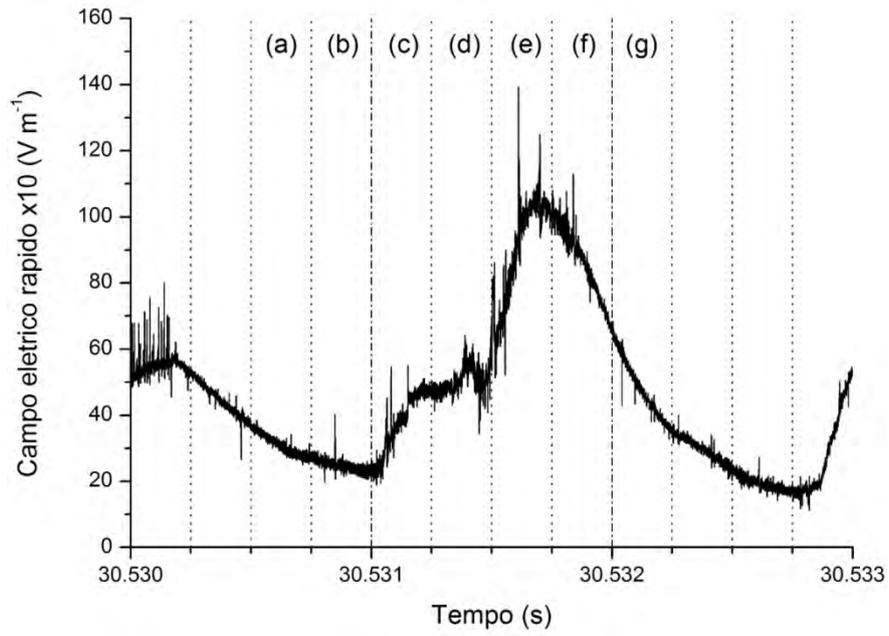


Figura 5.12 – Assinatura registrada pelo sensor de campo elétrico rápido associada à ocorrência de líderes de recuo (observados através da câmera HS-2).

Aproximadamente 17 milissegundos após a ocorrência dos líderes de recuo apresentados anteriormente, uma nova variação relativamente lenta (com duração de pouco mais de um milissegundo) foi registrada pelo sensor de campo elétrico rápido e, sobre ela, novos pulsos de curta duração puderam ser associados a líderes de recuo observados através da câmera HS-2, conforme mostrado na Figura 5.13. Neste caso a resolução temporal da câmera foi insuficiente para determinar se os quadros (b) e (c) correspondem a apenas um líder de recuo com duração mais longa ou a dois líderes de recuo diferentes que se desenvolveram no mesmo trecho de canal previamente ionizado. De qualquer forma, o padrão se repete, indicando que pelo menos uma parte dos líderes de recuo podem produzir assinaturas de campo elétrico que podem ser medidas, um fato que complementa o resultado anterior de Saba et al. (2008).

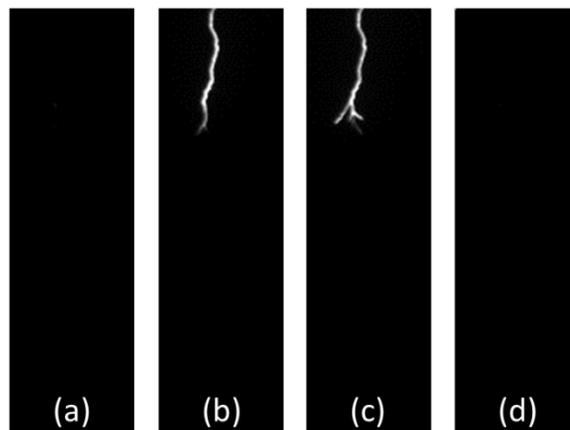
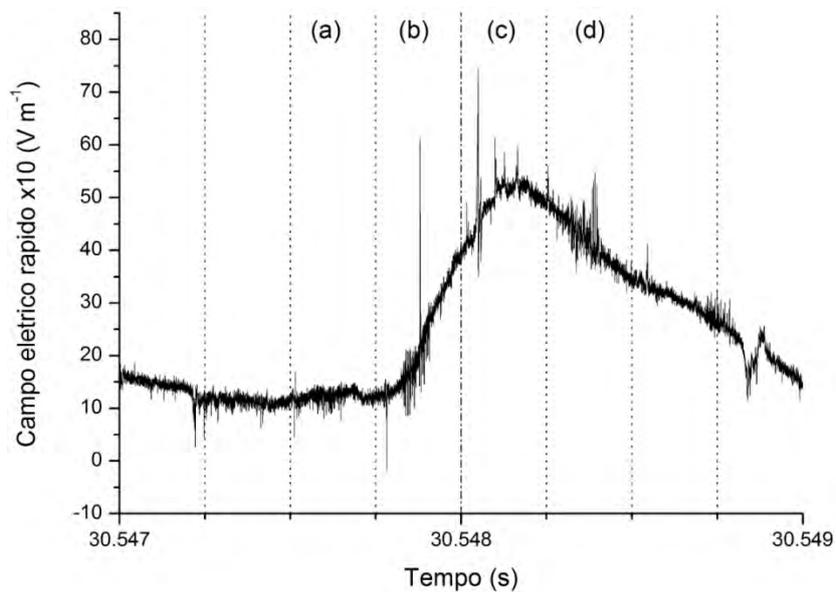
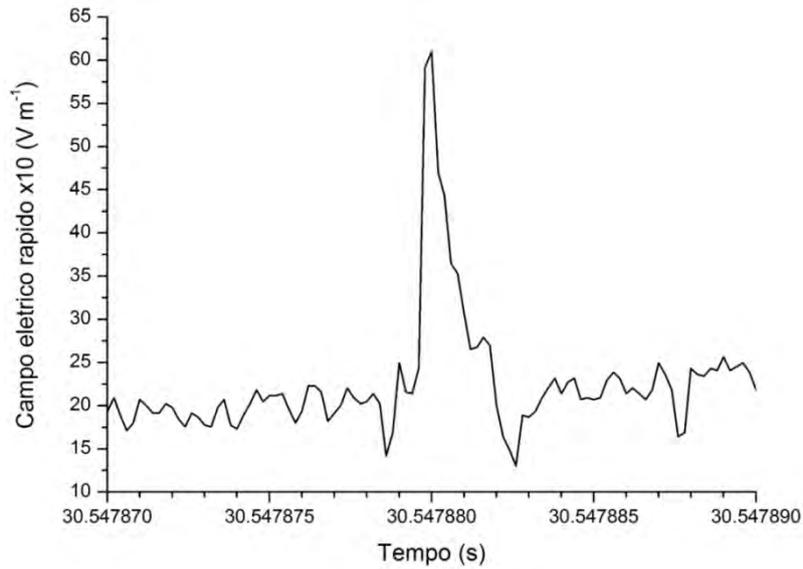
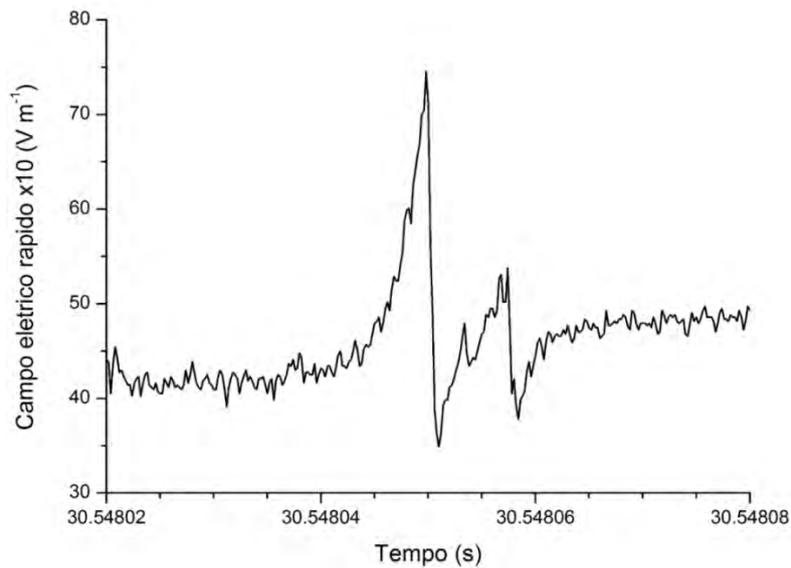


Figura 5.13 – Outro exemplo de líderes de recuo cuja ocorrência, registrada pela câmera HS-2, está associada a pulsos medidos através do sensor de campo elétrico rápido.

Os dois pulsos de maior amplitude observados na Figura 5.13, correspondentes aos quadros (b) e (c), são apresentados em detalhes na Figura 5.14. Nota-se que os pulsos associados aos líderes de recuo podem ser tanto unipolares quanto bipolares, apresentando durações de alguns microssegundos. Eles se assemelham bastante aos pulsos observados por Rakov et al. (1992) em descargas K a partir de dados isolados de campo elétrico. Acreditamos que essa semelhança reforça a hipótese apresentada por outros pesquisadores de que os líderes de recuo e as descargas K são, na realidade, o mesmo fenômeno (SHAO et al., 1995; MAZUR, 2002; SABA et al., 2008, MAZUR; RUHNKE, 2011). A região de ocorrência destes pulsos poderia ser estimada em trabalhos futuros através de uma rede de sensores de campo elétrico rápido, aplicando o método de mapeamento por tempo de chegada. Teoricamente, esta análise nos permitiria ter uma ideia melhor da relação entre cada pulso individual e a ocorrência dos líderes de recuo registrados pela câmera.



(a)



(b)

Figura 5.14 – Ampliação da forma de onda de dois pulsos associados aos líderes de recuo mostrados na figura anterior, sendo (a) um unipolar e (b) um bipolar.

## 5.2. Eventos incomuns: estudos de caso

Durante a realização dos estudos de caso de líderes escalonados foi possível identificar alguns eventos cujo comportamento incomum tornou necessária a sua apresentação em detalhes no presente trabalho. Todos eles se encaixaram na descrição das categorias de

líderes tipo  $\beta$  propostos por Schonland (1938) e Schonland et al. (1938), consideradas como obsoletas por alguns pesquisadores (e.g., BEASLEY et al., 1982) mas ainda utilizada por outros (e.g., NAG; RAKOV, 2009).

### 5.2.1. Líderes negativos tipo $\beta$ (ou $\beta_1$ )

Dois dos quinze líderes escalonados estudados apresentaram um comportamento que se encaixava na descrição do tipo  $\beta$  apresentada por Schonland (1938), ou tipo  $\beta_1$  se considerarmos a subdivisão gerada pouco tempo depois por Schonland et al. (1938). De maneira semelhante ao que foi descrito por eles, o líder escalonado que antecede a primeira descarga de retorno do raio M9R378 (selecionado para ser descrito em detalhes), ocorrido em São José dos Campos no dia 2 de fevereiro de 2011 às 18h01min45s (UT) a cerca de 14,55 km da torre de observação. Ele inicia seu desenvolvimento com uma velocidade de aproximadamente  $1,2 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$  a uma altura próxima de 5000 m, emitindo uma luminosidade particularmente intensa para um líder escalonado em desenvolvimento. Cerca de um milissegundo depois sua velocidade é reduzida a pouco menos da metade, quando sua extremidade inferior já se encontrava a cerca de 3500 m do solo, e a intensidade luminosa do líder também é amenizada. Durante o restante de seu desenvolvimento a velocidade do líder oscila entre  $2 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$  e  $4 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ . A Figura 5.15 mostra a variação temporal da altura da extremidade inferior do líder, sua velocidade bidimensional de propagação, e das medidas fornecidas pelos sensores de campo elétrico rápido (com dois ganhos) e lento. Pode-se notar que simultaneamente ao início do desenvolvimento do líder (que é perfeitamente visível, fora da nuvem) ocorre uma variação relativamente lenta (com duração superior a um milissegundo) no campo elétrico produzido, observável através do sensor de campo elétrico rápido. Sobrepostos a esta variação, observamos diversos pulsos de quebra de rigidez, semelhantes ao observados em líderes escalonados comuns (seção 5.1.1). Parte deles é mostrada em detalhes na Figura 5.16a para melhor visualização. Alguns apresentaram uma intensidade tão grande que acabaram não só causando a saturação do sensor de campo elétrico rápido com ganho maior (Figura 5.15c), mas também foram registrados pelo sensor de campo elétrico lento (Figura 5.15e), que normalmente atenua variações de alta frequência.

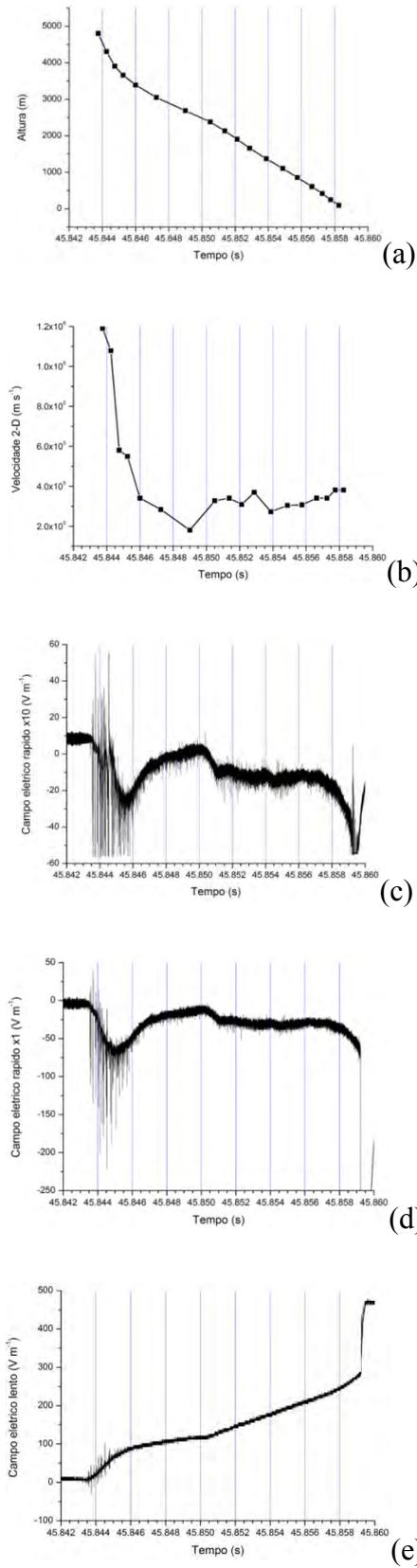


Figura 5.15 – Variação temporal da (a) altura, (b) velocidade de propagação, assinatura de campo elétrico rápido de ganhos (c) alto e (d) baixo, e (e) variação registrada pelo sensor de campo elétrico lento associada a um líder escalonado tipo  $\beta_1$ .

Os pulsos de campo elétrico que compõem a estrutura fina da assinatura produzida pelo líder, bipolares e de estrutura mais complexa, mudam progressivamente para os pulsos normalmente associados a passos individuais dos líderes escalonados comuns, com estrutura primariamente unipolar (mostrado na Figura 5.16b). Isto se dá logo após o instante  $t = 45,845$  s, quando a velocidade de propagação do líder já diminuiu para valores da ordem de  $10^5$  m s<sup>-1</sup>. Mesmo após a transição a amplitude dos pulsos individuais decai progressivamente, em aparente sincronismo com a diminuição da velocidade do líder. O desenvolvimento prossegue normalmente, com o campo elétrico variando da mesma maneira que em um líder escalonado normal.

Partindo da revisão bibliográfica realizada para o presente trabalho, acreditamos este é o primeiro relato de um líder escalonado em que é possível mostrar que seu desenvolvimento em direção ao solo se inicia juntamente com a ocorrência dos pulsos de quebra de rigidez. Acreditamos que a grande diferença observada na assinatura de campo elétrico produzida por ele em relação à sua velocidade de propagação sugerem que os líderes tipo  $\beta$  não são simplesmente casos do tipo  $\alpha$  no qual sua etapa inicial de desenvolvimento é visível externamente à nuvem, como sugerido por Beasley et al. (1982). Ainda que eles também sejam líderes escalonados e não se tratam de um fenômeno separado, as diferenças encontradas em sua fase inicial de desenvolvimento podem justificar uma classificação separada.

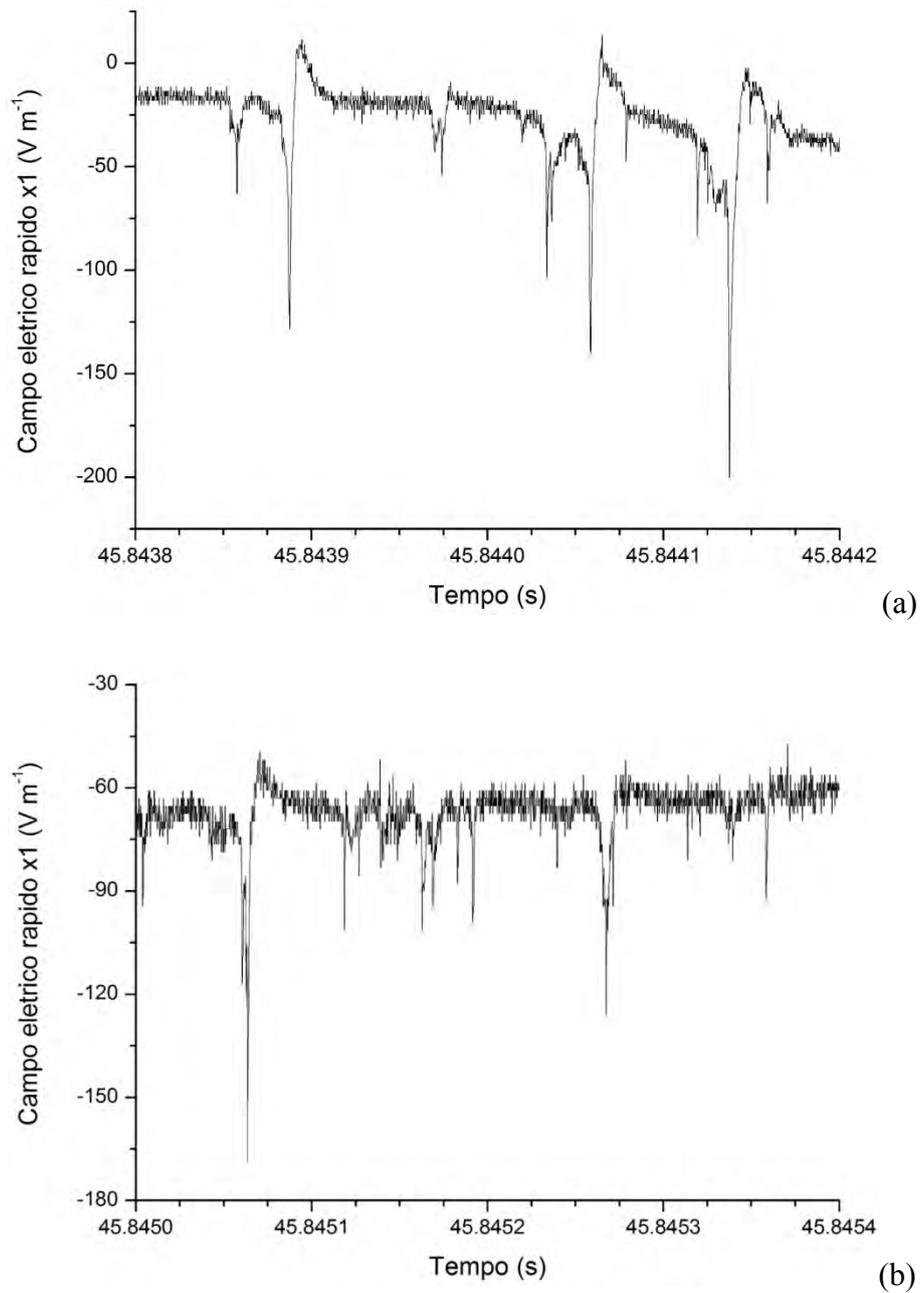


Figura 5.16 – (a) Ampliação dos pulsos produzidos no início da propagação do líder tipo  $\beta_1$ ; e (b) transição entre a assinatura de quebra de rigidez dielétrica e de passos individuais de um líder escalonado.

### 5.2.2. Líderes negativos tipo $\beta_2$

Contabilizados separadamente dos demais líderes escalonados, identificamos sete casos (quatro observados em Tucson e três em São José dos Campos) que apresentaram um comportamento bastante semelhante ao descrito por Schonland et al. (1938) como sendo

do líder tipo  $\beta_2$  (descrito em detalhes na seção 2.5). Em todos eles foi possível identificar, em um ou mais momentos, um processo luminoso bastante rápido (com velocidades da ordem de  $10^7 \text{ m s}^{-1}$ ) e de curta duração que se propaga a partir da nuvem em direção à extremidade inferior do canal já ionizado pelo líder. A Figura 5.17 mostra um exemplo de registro deste tipo de fenômeno a 4000 quadros por segundo, exemplificando cada um de seus estágios. Estudos de caso detalhados foram feitos para cada um dos sete eventos identificados, sendo que um deles foi selecionado para ser apresentado integralmente neste trabalho. Uma série de características comuns foi observada em todos, conforme será discutido em uma seção subsequente. Tendo como base tais características juntamente com o conhecimento atual do modelo bidirecional para formação de relâmpagos, apresentamos uma hipótese para descrever os processos físicos envolvidos neste tipo especial de líder.

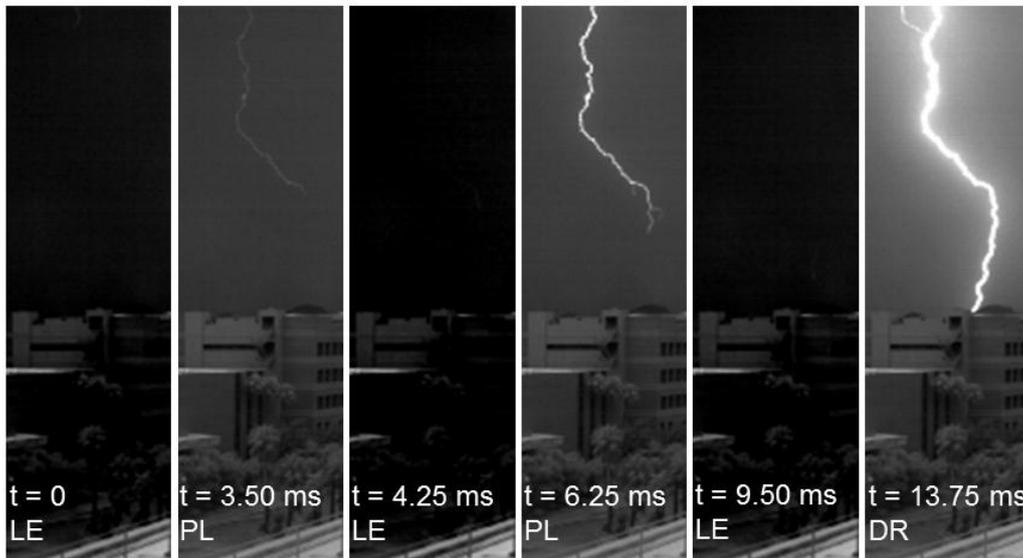


Figura 5.17 – Exemplo de registro de um líder escalonado do tipo  $\beta_2$ . LE indica os trechos em que ele se propaga como um líder escalonado normal, PL mostra a ocorrência dos processos luminosos que se propagam até sua extremidade inferior e DR marca o instante de ocorrência da descarga de retorno.

### 5.2.2.1. Estudo de caso

O evento selecionado para ser descrito detalhadamente ocorreu no dia 13 de fevereiro de 2011, às 18h44min10s (UT) em São José dos Campos. Ele deu início a uma descarga de retorno bifurcada, sendo que o canal mais próximo ao local de observação foi o

primeiro a tocar o solo no instante  $t = 484,115$  ms, tomando o tempo  $t = 0$  como sendo o início do segundo em que todo o processo ocorre, e foi detectado pela BrasilDat (com pico de corrente estimado de 12 kA e ponto de contato localizado a 5,90 km dos instrumentos). O segundo contato com o solo aconteceu por volta de  $t = 484,265$  ms, registrado pela câmera um quadro após o primeiro.

A Figura 5.18 apresenta dados sincronizados da altura da ponta do líder e sua velocidade 2-D de propagação (fornecidas pela análise de fotogrametria do registro em vídeo), luminosidade do canal (obtida através do algoritmo desenvolvido) e medidas de campo elétrico rápido. O processo luminoso ocorre entre os instantes  $t = 479,750$  ms e  $t = 480,000$  ms no trecho de canal mais próximo (podendo também ser visto no trecho mais distante durante o mesmo período). De maneira semelhante ao que ocorreu nos outros dois casos em que dados de campo elétrico estavam disponíveis, o sensor de campo elétrico lento não apresentou qualquer resposta à ocorrência dos processos luminosos, fornecendo uma curva típica de um líder escalonado normal.

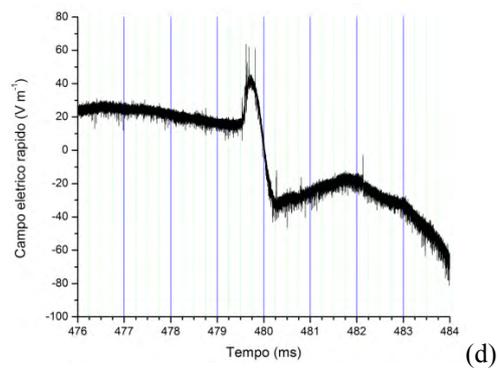
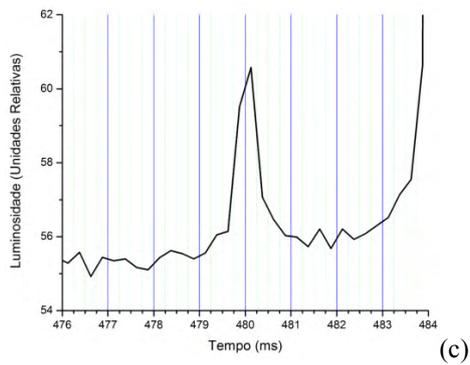
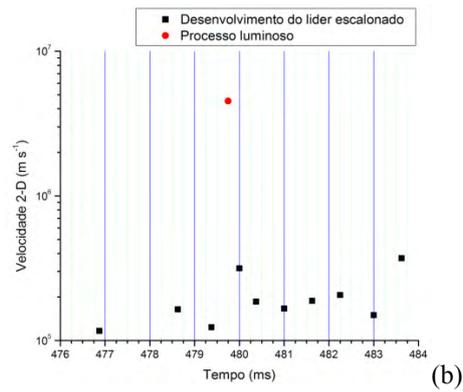
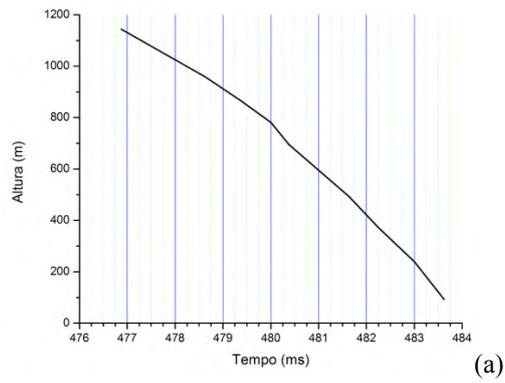


Figura 5.18 – Caracterização de um líder  $\beta_2$  através da comparação da evolução temporal de: (a) altura da extremidade inferior do líder; (b) velocidade 2-D de propagação; (c) luminosidade; e (d) campo elétrico rápido.

Uma comparação mais detalhada entre o registro obtido através da câmera de alta resolução temporal (em quadros seccionados) e o registro de campo elétrico rápido é apresentada na Figura 5.19. O processo luminoso torna-se visível no quadro (d), quando acontece um aumento da luminosidade do canal, com o processo de líder escalonado prosseguindo nos quadros seguintes (e a intensidade luminosa do canal retornando ao patamar original). Nota-se que a sequência dos quadros (c), (d) e (e) indicam que alguns pulsos de curta duração (da ordem de microssegundos) precedem a aparição do processo luminoso que se desenvolve em direção à extremidade inferior do canal já desenvolvido pelo líder escalonado. Isto indica que os pulsos estão relacionados à gênese do processo luminoso, e não à sua propagação ao longo do canal. O mesmo comportamento foi observado nos outros eventos analisados (que não são apresentados no presente trabalho), o que sugere que existe um processo físico em comum entre eles, responsável por este fenômeno. A análise dos quadros (d) e (e) com o auxílio da técnica de fotogrametria tornou possível obter uma estimativa da velocidade mínima de propagação do processo luminoso igual a  $4,53 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ , dentro da faixa observada para líderes contínuos e de recuo. Neste evento ocorreram seis pulsos individuais entre os instantes  $t = 484,500 \text{ ms}$  e  $t = 484,850 \text{ ms}$ , i.e., durante os quadros (c) e (d), cuja duração pôde ser estimada. Seus valores se encontram entre 2,6 e 14,2 microssegundos com uma média de 6,1 microssegundos. Todos os demais casos apresentaram pulsos cuja duração se encontrou dentro desta faixa.

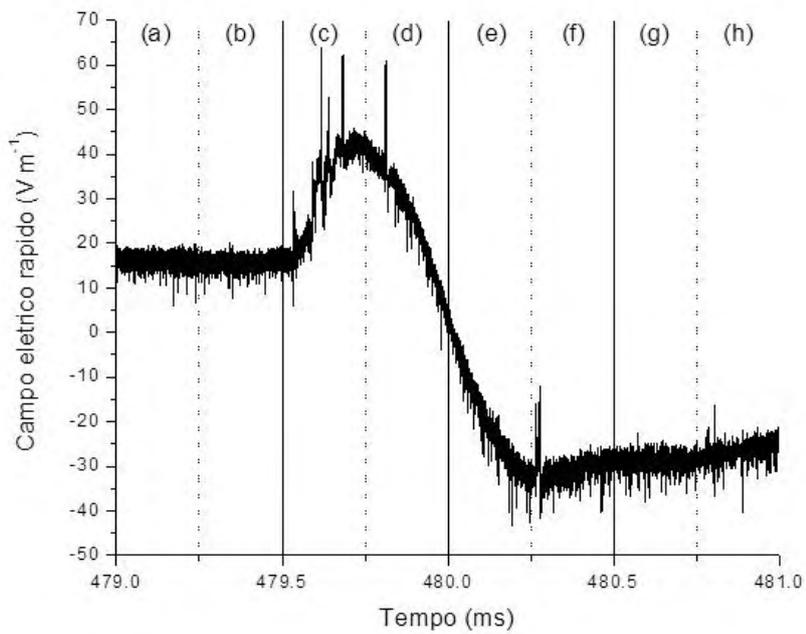
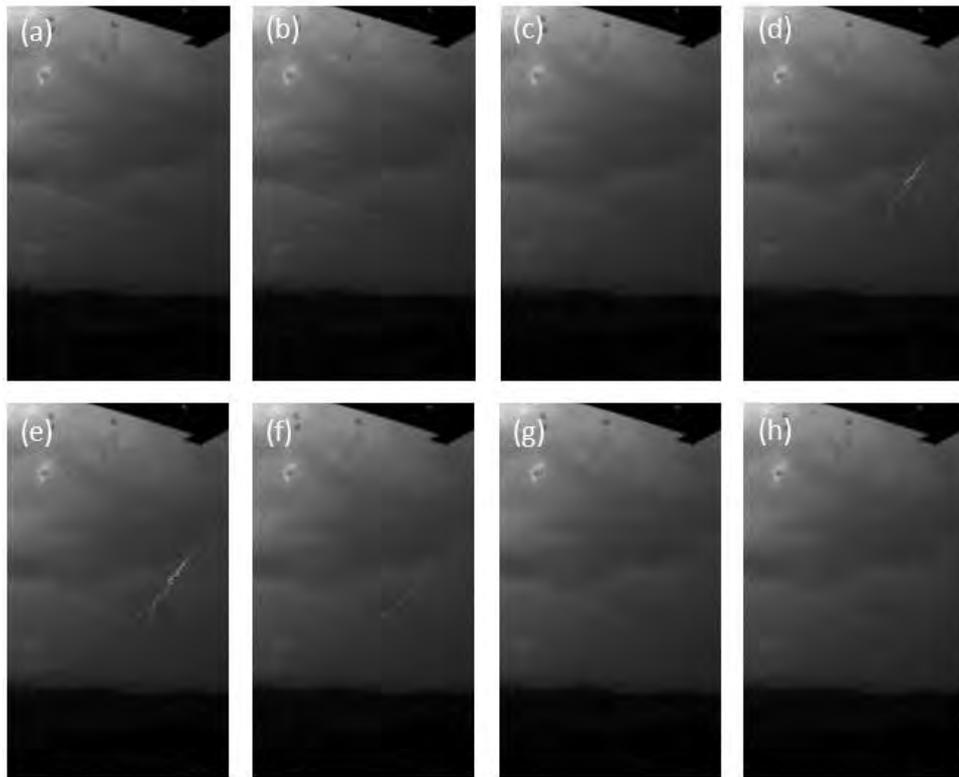


Figura 5.19 – Comparação detalhada entre o desenvolvimento do processo luminoso que acompanha um líder  $\beta_2$  e a assinatura de campo elétrico rápido associada a ele.

### 5.2.2.2. Características gerais

A Tabela 5.1 apresenta um resumo das principais características dos sete líderes  $\beta_2$  analisados no presente trabalho. Nela TUS significa Tucson, SJC São José dos Campos, DR descarga de retorno, NDR o número total de descargas de retorno do raio em que o líder foi observado, D a distância entre os instrumentos e ponto de contato (sendo que um asterisco indica que o valor foi obtido a partir de uma descarga de retorno que seguiu o mesmo canal),  $I_p$  o pico de corrente estimado para a descarga de retorno, LE líder escalonado,  $V_m$  velocidade média 2-D, NPL número de processos luminosos observados, PL processo luminoso, NC novo canal e MC mesmo canal. Enquanto que nenhum dos quatro casos observados em Tucson possui apenas o registro da câmera de alta resolução temporal HS-2, todos os três eventos registrados em São José dos Campos possuem dados tanto da HS-2 quanto dos sensores de campo elétrico. Durante seus períodos de desenvolvimento como líderes escalonados normais, todos eles apresentaram velocidades de desenvolvimento entre  $0,22 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$  e  $7,10 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ , i.e., dentro da faixa de valores mais comuns reportadas na seção 4.1.1 do presente trabalho. De maneira semelhante ao que foi reportado por Schonland et al. (1938), não houve um comportamento típico dos líderes após a ocorrência de cada processo luminoso: alguns casos apresentaram uma aceleração, outros desaceleraram, e uma parcela não apresentou uma tendência clara. Desta forma, pode-se argumentar que a ocorrência destes fenômenos não afeta o desenvolvimento global do líder.

Tabela 5.1 – Resumo das características gerais dos sete casos de líderes analisados no presente trabalho.

Caso	Local	Ordem da DR	NDR	D (km)	$I_p$ (kA)	LE: $V_m$ ( $10^5 \text{ m s}^{-1}$ )	NPL	PL: $V_m$ ( $10^5 \text{ m s}^{-1}$ )
1	TUS	1	8	12.3	-13	3.47	2	104
2	TUS	1	3	31.5*	*	0.46	4	38.3
3	TUS	2 (NC)	5	29.6	-14.5	1.53	2	106
4	TUS	2 (MC)	3	12.3*	*	10.8	1	94.9
5	SJC	2 (NC)	3	14.6*	*	2.37	2	114
6	SJC	1	2	5.90	-12.0	1.99	1	45.3
7	SJC	5 (NC)	9	17.5*	*	1.84	3	91.7

Todas as estimativas de velocidade média e velocidade mínima dos processos luminosos observados se encontraram entre  $1,73 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$  e  $1,39 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$ , compatíveis não só com a única estimativa de velocidade mínima apresentada por Schonland et al. (1938),  $2 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ , mas também com as velocidades de líderes contínuos negativos (seção 4.2.1) e de líderes de recuo que se propagam através de trechos de canal ionizados anteriormente por líderes positivos (BROOK; OGAWA, 1977; RICHARD et al., 1986; SABA et al., 2008). Em adição a esta semelhança, os pulsos que precedem cada processo luminoso apresentou características e durações bastante semelhantes ao que observamos em alguns líderes de recuo (seção 5.1.4) e ao que alguns pesquisadores relataram acompanhar uma parcela considerável das variações M (que acompanham a ocorrência de componentes-M) e descargas K (KRIDER et al., 1975; BILS et al., 1988; THOTTAPPILLIL et al., 1990; RAKOV et al., 1992). Acreditamos que esta semelhança é vital para a fundamentação da hipótese apresentada na próxima seção.

Schonland et al. (1938) sugerem que cada um dos processos luminosos que ocorrem durante o desenvolvimento de um líder  $\beta_2$  poderiam ser responsáveis por transferências de carga elétrica capazes de afetar as características do raio como um todo. Segundo a sua descrição, com isso: (i) o pico de corrente de descargas de retorno iniciada por ele seria menos intensa, e (ii) o raio seria ou simples ou apresentaria poucas descargas de retorno. Os eventos estudados no presente trabalho não estão de acordo com a afirmação (i), visto que os três casos detectados (ver Tabela 5.1) apresentaram picos de corrente bastante próximos à média e à mediana observadas para descargas de retorno negativas (BIAGI et al., 2007; FLEENOR et al., 2009). Por outro lado, a afirmação (ii), apresentada por Schonland et al. (1938), não é corroborada pela amostra por nós estudada. Conforme pode ser visto na Tabela 5.1, um dos casos analisados iniciou um raio com sete descargas de retorno subsequentes no mesmo canal, enquanto que em outros casos foram observadas até quatro descargas de retorno subsequentes após a ocorrência de um líder  $\beta_2$ .

Para os casos 5, 6 e 7 a disponibilidade de dados de campo elétrico permitiu uma análise mais detalhada de seis processos luminosos. Com apenas uma exceção entre os seis, todos eles foram precedidos por pulsos de curta duração registrados pelo sensor de campo elétrico rápido. Em apenas um evento (associado ao Caso 7) a relação temporal entre o pulso e a propagação do processo luminoso não pôde ser resolvida devido à

resolução temporal da câmera, o que fez com que o pulso tenha ocorrido dentro da faixa temporal coberta pelo quadro em que o processo luminoso é registrado. Acreditamos, porém, que isto se deu pela extensão relativamente pequena do canal no momento de ocorrência do processo luminoso, visto que o líder ainda se encontrava no início de seu desenvolvimento. Vale ressaltar que os dois processos luminosos que se seguiram a este apresentaram a mesma relação temporal observada em todos os outros.

### **5.2.2.3. Hipótese sobre a natureza dos processos luminosos**

Conforme mostrado através do estudo de caso selecionado para o presente trabalho, os pulsos relacionados a cada processo luminoso envolvido nos líderes  $\beta_2$  possuem uma grande semelhança com o que observamos em líderes de recuo (seção 5.1.4) e com os pulsos encontrados em descargas K associadas a relâmpagos IN e NS (KRIDER et al., 1975; BILS et al., 1988; THOTTAPPILLIL et al., 1990; RAKOV et al., 1992). Ao mesmo tempo, as velocidades de propagação encontradas para estes fenômenos são compatíveis com as observadas em líderes de recuo visíveis que se propagam em trechos de canal ionizados por líderes positivos (SABA et al., 2008). Acreditamos que estas similaridades sugerem que a natureza e a origem de cada processo luminoso podem ser descritas através do conceito de líder bidirecional.

Propomos uma hipótese que consiste no desenvolvimento de um ou mais líderes de recuo que se propagam através de trechos de canal ionizados previamente pela região positiva do líder bidirecional que se desenvolve no interior da nuvem. De maneira semelhante ao que foi observado por Saba et al. (2008) e Mazur e Ruhnke (2011), estes líderes de recuo se propagam de maneira retrógrada (i.e., em direção à região de origem do relâmpago), podendo se conectar a um trecho de canal ainda ativo. Após a ocorrência desta conexão tem início o processo luminoso observado através das câmeras de alta resolução. Ele segue a mesma direção e sentido de propagação iniciado pelo líder de recuo e, se for intenso o suficiente, irá atravessar a região de origem do raio e propagar-se ao longo do trecho de canal que se encontra abaixo da nuvem, alcançando a extremidade inferior do canal já ionizado pelo líder escalonado. Esta hipótese é ilustrada através da Figura 5.20, na qual: (a) o líder bidirecional começa a ionizar um canal ascendente no interior da nuvem por intermédio de um líder positivo ao mesmo tempo em que desenvolve um canal em direção ao solo através de um líder escalonado; (b) em certo instante, antes do desenvolvimento do líder escalonado ser concluído, líderes de

recuo se iniciam em ramificações inativas do líder positivo, propagando-se em direção à região de origem da descarga; (c) após conectarem-se com um trecho ativo do canal do líder bidirecional, os líderes de recuo dão início ao processo luminoso que eventualmente se desenvolve o suficiente para atravessar a região de origem do raio e penetrar no trecho desenvolvido pelo líder escalonado do canal bidirecional, alcançando a sua extremidade inferior e produzindo o pulso de luz observado através da câmera; e (d) uma vez que a propagação do líder de recuo e do processo luminoso é concluída as duas extremidades do líder bidirecional continuam a se desenvolver até que o líder escalonado toque o solo e a descarga de retorno ocorra.

Acreditamos que esta hipótese é capaz de explicar não só os casos reportados no presente trabalho mas também o caso registrado por Mazur et al. (1995), em seu estudo de relâmpagos através de interferometria e uma câmera de alta resolução temporal (1000 quadros por segundo). Conforme mencionado na revisão bibliográfica, eles apresentam um caso de NS- no qual o canal desenvolvido pelo líder contínuo-escalonado que precedeu a terceira descarga teve sua luminosidade (registrada pela câmera) intensificada três milissegundos antes do líder tocar o solo. Mazur et al. (1995) afirmam que esta intensificação luminosa foi precedida pela ocorrência de *streamers* muito rápidos no interior da nuvem (registrados pelo interferômetro) que se desenvolveram em direção à extremidade superior do canal desenvolvido. Se nossa hipótese estiver correta estes *streamers* são os líderes de recuo cuja ocorrência está relacionada aos pulsos de campo elétrico observados (e que se assemelham aos observados em líderes de recuo visíveis, descritos na seção 5.1.4) e que, após se conectar a um trecho de canal positivo ainda ativo, propaga-se em direção à extremidade inferior do líder negativo.

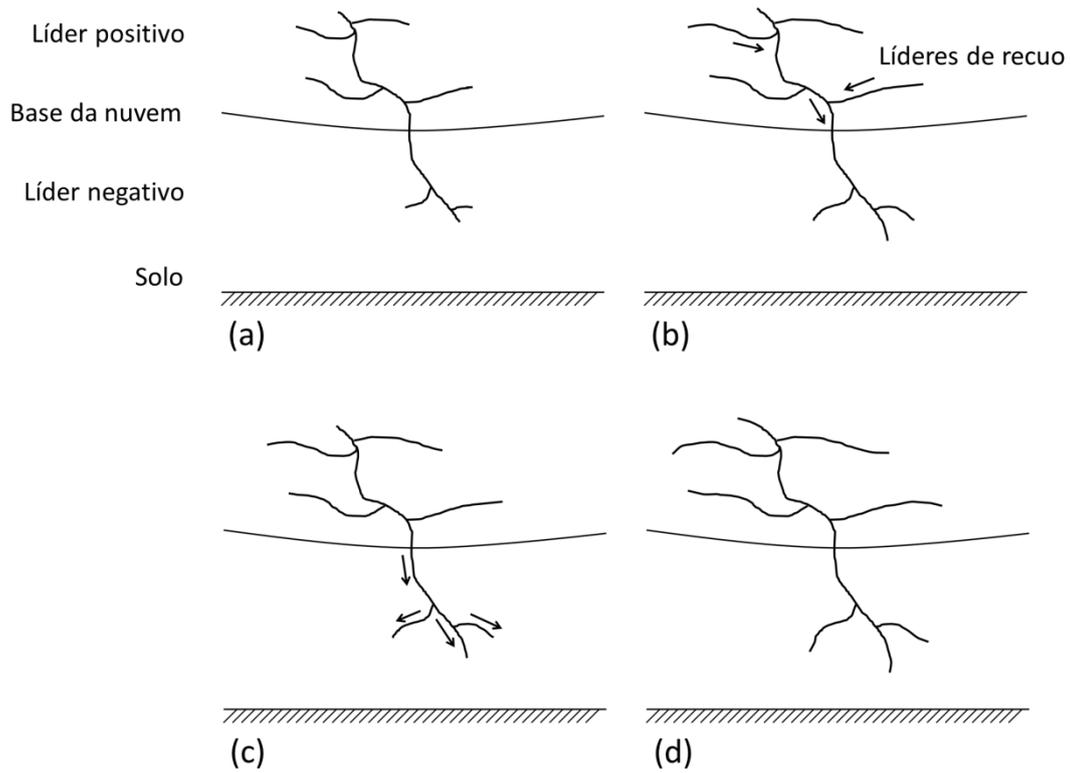


Figura 5.20 – Modelo proposto para descrever a natureza dos processos luminosos observados durante o desenvolvimento de líderes  $\beta_2$ .



## 6 COMPONENTES-M – ANÁLISES E DISCUSSÕES

Neste capítulo apresentamos diversos estudos de caso relacionados a componentes-M ocorridas durante o período de corrente contínua tanto de relâmpagos nuvem-solo negativos quanto positivos. Em dois trabalhos anteriores (CAMPOS et al., 2007, 2009) abordamos este fenômeno de um ponto de vista puramente estatístico, apresentando distribuições de diversos parâmetros temporais e de ocorrência. No presente trabalho, porém, é dado um enfoque mais fenomenológico e descritivo, buscando avaliar os modelos existentes atualmente na literatura que tentam explicar os processos físicos responsáveis pelas componentes-M e suas características.

### 6.1. Componentes-M produzidas em relâmpagos nuvem-solo negativos

Um total de 11 correntes contínuas de relâmpagos NS– foram analisadas detalhadamente. Ao longo de seu desenvolvimento mais de 30 componentes-M individuais puderam ser identificadas. Para que um evento fosse classificado como tal era necessário ocorrer a intensificação luminosa do canal (identificada a partir das curvas de luminosidade *versus* tempo obtidas através dos vídeos) acompanhada de uma variação registrada por pelo menos um dos sensores de campo elétrico. A análise e classificação deste conjunto de dados nos permitiu determinar o comportamento típico de uma componente-M negativa, juntamente com alguns casos especiais, discutidos separadamente.

#### 6.1.1. Caracterização da forma de onda típica

A maior parte das componentes-M negativas analisadas apresentaram uma forma de onda semelhante à ilustrada na Figura 6.1, retirada do raio M9R109. De maneira geral elas apresentaram uma variação positiva inicial, de longa duração (normalmente próxima a um milissegundo), ao longo da qual ocorrem pulsos mais curtos, cuja duração normalmente é de alguns microssegundos e que se assemelham aos estudados por Rakov et al. (1992) em relâmpagos naturais. Pode-se notar que ocorre o aumento da luminosidade do canal na parte final da variação de longa duração, quando o campo elétrico também começa a se intensificar negativamente. O pico de luminosidade é atingido quase simultaneamente com o pico de campo elétrico, ainda que em alguns casos eles sejam deslocados por até 250 microssegundos provavelmente devido à limitação de velocidade da câmera HS-2 (cuja resolução temporal é de 125

microssegundos com 8000 quadros por segundo, ou de 250 microssegundos com 4000 quadros por segundo). Após as duas grandezas atingirem seu valor de pico, elas retornam ao seu nível original, de forma quase simultânea. Considerando que variações de luminosidade estão associadas a variações de corrente no canal do relâmpago, é importante notar que esta correspondência entre campo elétrico e corrente foi previsto pelo modelo de onda refletida proposto por Rakov et al. (1995, 2001) e descrito em linhas gerais na revisão bibliográfica do presente trabalho.

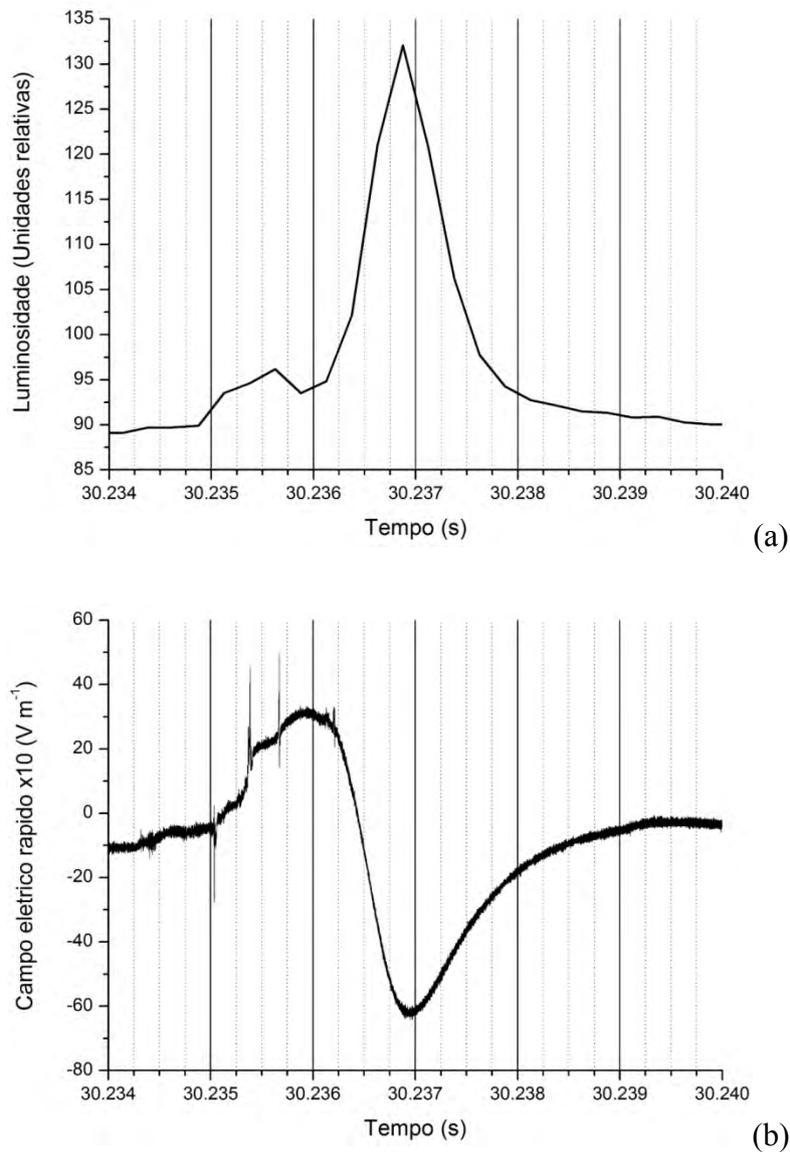


Figura 6.1 – Registro de (a) luminosidade e (b) campo elétrico rápido de uma componente-M negativa.

Uma análise detalhada dos pulsos que antecedem as componentes-M (mostrados em detalhes na Figura 6.2) mostra que eles podem apresentar uma grande semelhança àqueles cuja ocorrência estava associada aos líderes de recuo (seção 5.1.4) e líderes escalonados tipo  $\beta_2$  (seção 5.2.2). Acreditamos que esta semelhança é uma evidência a favor do modelo proposto por Mazur e Ruhnke (2011), que sugerem que as componentes-M são iniciadas por líderes de recuo que se conectam a uma ramificação do canal positivo (localizado no interior da nuvem) do líder bidirecional, propagando-se em direção ao solo. De maneira semelhante ao que foi observado nos processos luminosos dos líderes  $\beta_2$ , os pulsos de curta duração antecedem o aumento de luminosidade (e, conseqüentemente, corrente) das componentes-M, indicando que eles estão associados à sua iniciação enquanto que a variação mais longa (cujo pico coincide com o pico de luminosidade) está associada à sua propagação em direção ao solo. Rakov et al. (2001) avaliaram seu modelo ao analisar um evento de relâmpago induzido por foguete. Além das medidas de campo elétrico realizadas próximo ao ponto de contato (a distâncias de 15 e 30 m), eles obtiveram as variações de campo elétrico a cerca de 45 km da base de lançamento do foguete. Este registro indicou um pulso bipolar bastante semelhante ao que observamos, antecedendo o pico de corrente da componente-M por um intervalo de aproximadamente 100 microssegundos. É importante mencionar também o trabalho recente de Beasley et al. (2011), que tentaram encontrar um padrão na emissão de radiação em VHF observada com o auxílio de uma rede de sensores LMA logo antes da ocorrência de uma componente-M (observada através de uma câmera de alta resolução temporal capaz de registrar 10 mil quadros por segundo). Eles não encontraram qualquer padrão temporal específico na ocorrência de fontes de VHF em relação às componentes-M, ainda que tais fontes tenham sido observadas a distâncias horizontais cada vez maiores em relação ao ponto de contato com o solo. A comparação da ocorrência dos pulsos que precedem as componentes-M com dados de LMA tornaria possível averiguar se existe uma correspondência entre eles. Além disso, o uso de uma rede de sensores de campo elétrico rápido tornaria possível estimar a localização do ponto onde estes pulsos são produzidos, permitindo uma comparação com os dados de LMA para então, finalmente, buscar uma caracterização mais detalhada dos processos físicos que antecedem a ocorrência de uma componente-M. Estas análises deverão ser realizadas em trabalhos futuros.

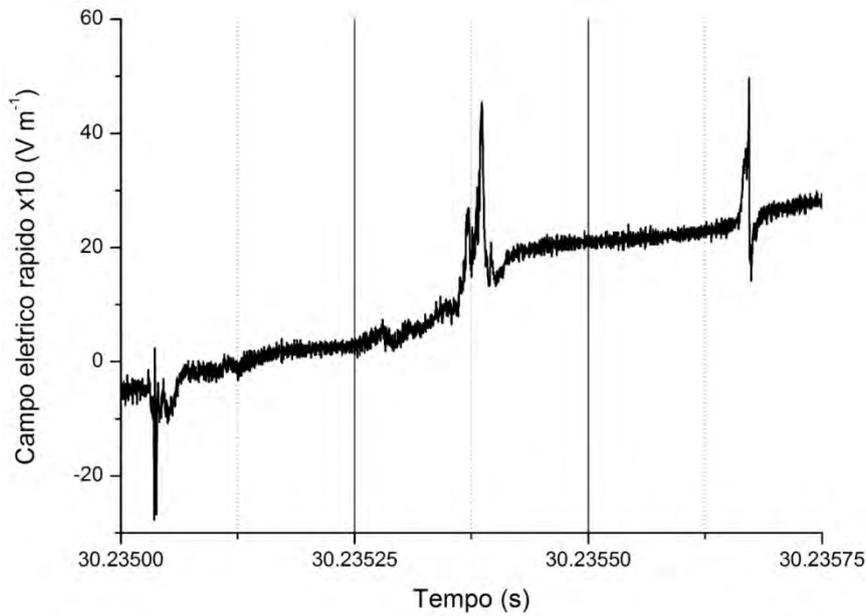


Figura 6.2 – Ampliação dos pulsos de curta duração que antecedem uma componente-M negativa.

Selecionamos duas componentes-M do raio M9R436 que ocorreram próximas uma da outra e as apresentamos na Figura 6.3. Para ela foi possível obter também dados de campo elétrico lento, o que nos permitiu notar que a variação registrada por ele é associada à parte “frontal” da componente-M, i.e., quando a luminosidade (e, por consequência, a medida de campo elétrico rápido) está aumentando. No período em que a luminosidade retorna ao seu valor inicial o campo elétrico lento não varia apreciavelmente, mostrando apenas a variação natural que ocorre ao longo de uma corrente contínua. Da mesma maneira que no caso apresentado anteriormente, o registro de campo elétrico rápido de cada componente-M apresenta pulsos com durações da ordem de microssegundos logo antes da variação mais lenta associada ao aumento de luminosidade (e corrente) do canal.

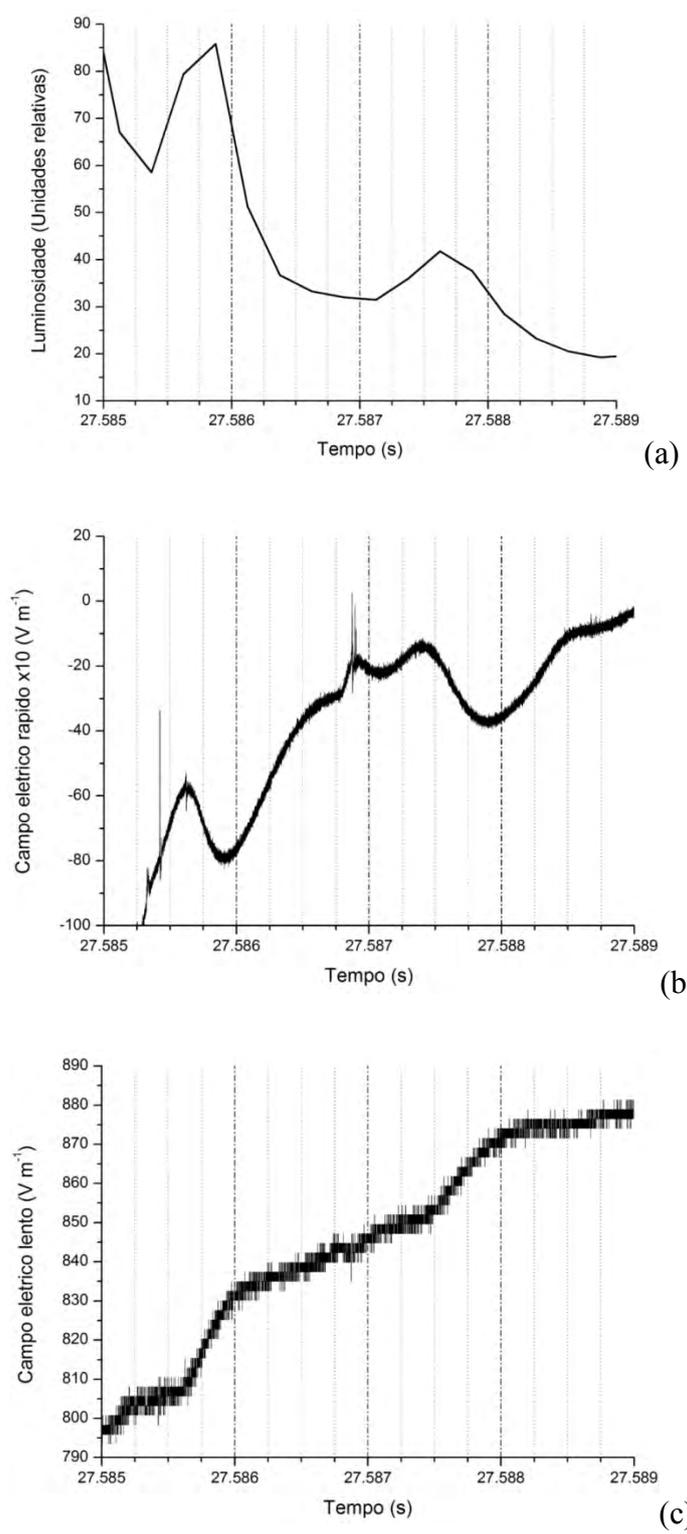
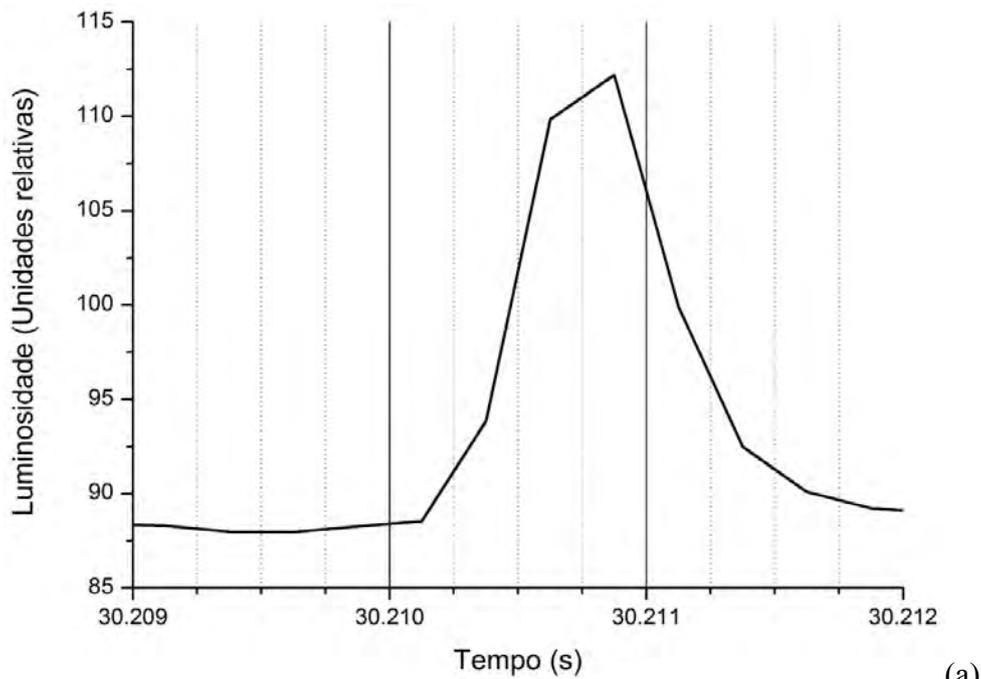


Figura 6.3 – Variação temporal da (a) luminosidade, dos campos elétricos (b) rápido e (c) lento de duas componentes-M negativas.

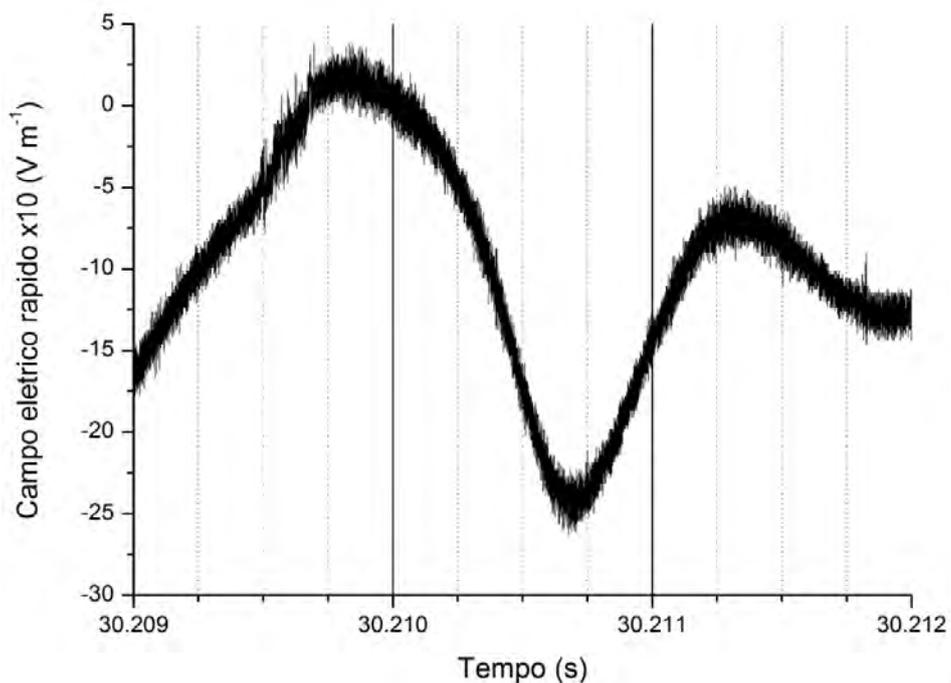
A comparação detalhada entre dados de luminosidade e sensores de campo elétrico apresentada no presente trabalho nos leva a concluir que tanto os modelos de Rakov et al. (1995, 2001) quanto Mazur e Ruhnke (2011) descrevem satisfatoriamente dois aspectos diferentes das componentes-M de relâmpagos negativos: enquanto Rakov et al. (1995, 2001) conseguem prever de maneira eficiente a relação entre corrente e campo elétrico das componentes-M, Mazur e Ruhnke (2011) foram capazes de inseri-las no contexto do líder bidirecional, apresentando uma interpretação coerente com observações anteriores de interferometria (e.g., SHAO et al., 1995). Apresentar uma discussão mais detalhada desta questão e propor um modelo capaz de conciliar os dois aspectos são objetivos importantes, mas se encontram além do escopo do presente trabalho.

### **6.1.2. Análise de alguns casos especiais**

Apesar da forma de onda apresentada na seção anterior corresponder ao observado na maior parte das componentes-M analisadas, outros dois comportamentos possíveis foram observados em alguns casos, e são descritos nesta seção. O primeiro tipo apresenta uma variação de campo elétrico de longa duração bastante semelhante às das componentes-M mais comuns. A única diferença é a ausência completa dos pulsos que antecedem o aumento na luminosidade do canal, conforme mostrado no exemplo da Figura 6.4. Três casos com este comportamento foram observados, sendo que um ocorreu apenas três milissegundos após a descarga de retorno (correspondendo ao exemplo selecionado) e os outros dois, associados à corrente contínua de outro raio, ocorreram um após o outro cerca de 20 milissegundos depois da descarga de retorno. Acreditamos que as chances de que os pulsos apresentaram amplitude abaixo da sensibilidade do sensor de campo elétrico rápido são pequenas, visto que o exemplo apresentado ocorreu durante a mesma corrente contínua que o primeiro exemplo da seção anterior (no qual os pulsos eram bastante evidentes). Acreditamos que a sua origem seja diferente da maior parte das componentes-M, não envolvendo a ocorrência de um ou mais líderes de recuo. Se isto for verdade, segundo a argumentação apresentada por Mazur e Ruhnke (2011), este evento não seria considerado uma componente-M.



(a)

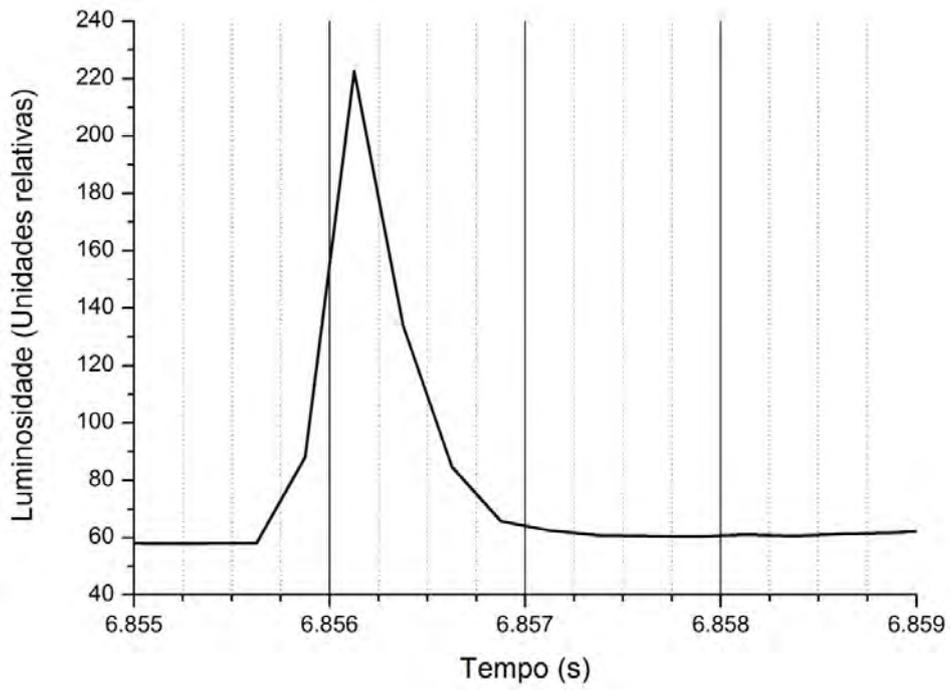


(b)

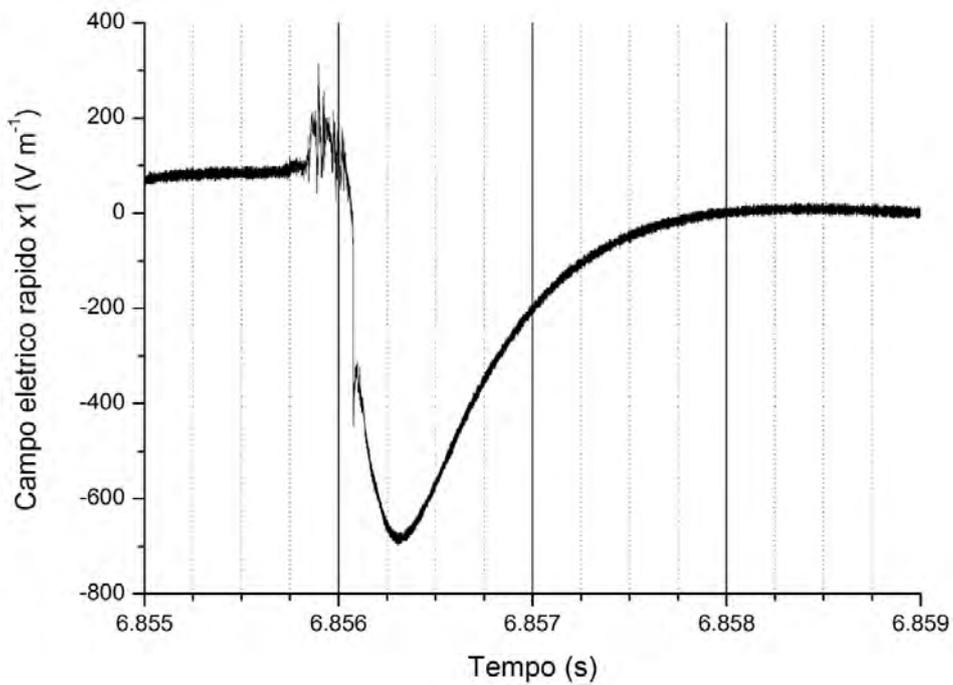
Figura 6.4 – Exemplo de componente-M negativa cujo início não é associado à presença de pulsos com durações de microssegundos.

Em uma das correntes contínuas estudadas observamos duas componentes-M cuja forma de onda se assemelhou bastante à de um líder contínuo, conforme mostrado na Figura 6.5. Apesar da luminosidade do canal não ter cessado antes de sua ocorrência, o tempo de subida do campo elétrico observado foi bastante curto (inferior a 40 microssegundos), comparável à de uma descarga de retorno subsequente. Três casos

semelhantes foram apresentados anteriormente por Saba et al. (2010a). A BrasilDat os identificou como descargas de retorno cujo pico de corrente estimado se encontrou entre 6,1 e 24,2 kA, enquanto que os dois eventos observado no presente trabalho não foram detectados. Acreditamos que esta tênue interface entre componente-M e descarga de retorno subsequente sugere que a ausência de pulsos antes do desenvolvimento de um líder contínuo está associada a uma diferença de regime de condutividade. Componentes-M e um os processos luminosos de um líder  $\beta_2$  ocorrem em canais ativos, em que ainda existe o fluxo de corrente elétrica e a ionização faz com que haja uma condutividade elevada, e são precedidos pelos pulsos. Por outro lado, os líderes contínuos (e as componentes-M com tempo de subida muito curto) ocorrem em situações nas quais ou a corrente do canal foi completamente interrompida ou já se encontra bastante reduzida, bem como a condutividade remanescente, e não costumam ser precedidos por pulsos bem definidos. Infelizmente não foi possível observar se os casos de líderes de recuo analisados na seção 5.1.4 conectam-se a um canal ativo quando produzem os pulsos, o que nos impossibilita de avaliar esta hipótese de maneira mais conclusiva.



(a)

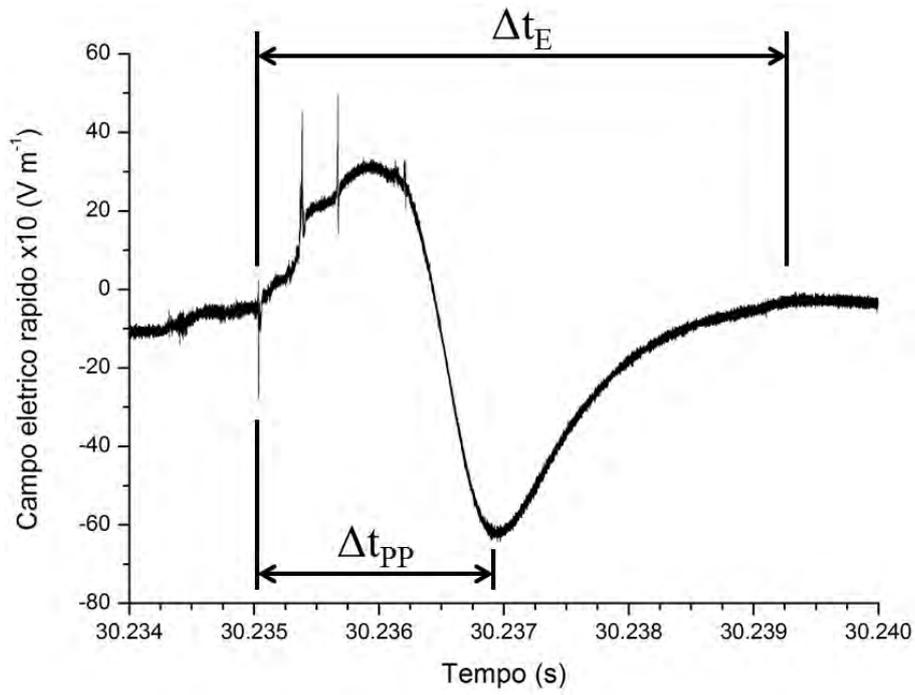


(b)

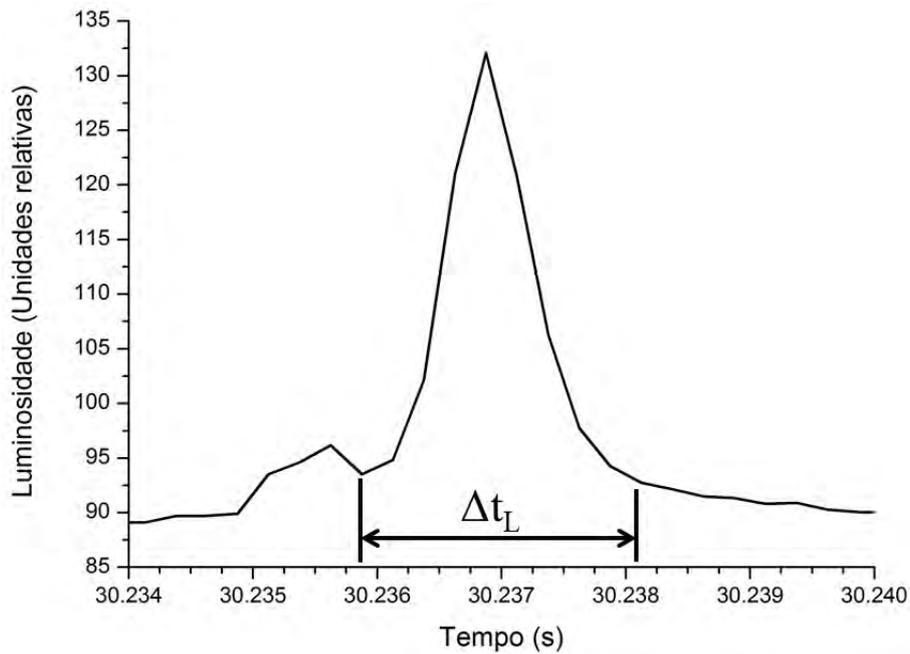
Figura 6.5 – Exemplo de componente-M cujo tempo de subida, da ordem de dezenas de microssegundos, é comparável ao de uma descarga de retorno.

### **6.1.3. Influência do tempo desde a descarga de retorno sobre as características das componentes-M**

A análise desenvolvida recentemente por Beasley et al. (2011) indicou que fontes de VHF que surgem durante o período de corrente contínua de um relâmpago NS– tendem a ocorrer a distâncias horizontais progressivamente maiores (em relação ao ponto de contato com o solo). Se os líderes de recuo que acreditamos estar envolvidos na iniciação das componentes-M também ocorrem a distâncias cada vez maiores da origem do raio, i.e., tem início nas extremidades mais distantes da parte superior do líder bidirecional, é natural esperar que certos parâmetros temporais das componentes-M apresentem um crescimento conforme o tempo avança ao longo de uma mesma corrente contínua. Uma análise preliminar deste comportamento foi realizada para a quarta descarga de retorno do raio M9R162, que apresentou uma corrente contínua que durou cerca de 340 milissegundos. Apenas cinco componentes-M puderam ser identificadas e consideradas nesta análise, que avaliou a evolução de três parâmetros básicos (ilustrados na Figura 6.6): o tempo entre o início dos pulsos de curta duração que antecedem a componente-M e o seu pico de campo elétrico ( $\Delta t_{pp}$  na Figura 6.6a); a duração da forma de onda completa da componente-M, desde os pulsos até o campo elétrico retornar ao seu valor original (indicado por  $\Delta t_E$  na Figura 6.6a); e a duração do aumento da luminosidade do canal ( $\Delta t_L$  na Figura 6.6b). Medimos os três parâmetros para cada uma das cinco componentes-M e seus valores foram correlacionados ao tempo transcorrido desde a descarga de retorno.



(a)



(b)

Figura 6.6 – Ilustração dos três parâmetros analisados ao longo de uma mesma corrente contínua: (a) tempo entre o início dos pulsos de curta duração e o pico de campo elétrico ( $\Delta t_{PP}$ ) e a duração da forma de onda completa da componente-M ( $\Delta t_E$ ), e (b) a duração do aumento da luminosidade do canal ( $\Delta t_L$ ).

A Figura 6.7 apresenta os resultados para cada um dos três parâmetros. Infelizmente a quinta componente-M analisada ocorreu mais de 100 milissegundos depois das quatro primeiras, o que tornou impossível avaliar casos cuja ocorrência se deu em intervalos intermediários. Ainda assim, todos os três parâmetros aumentaram entre as quatro componentes-M iniciais e a última observada. Por outro lado, se considerarmos apenas as que aconteceram a 40 milissegundos ou menos da descarga de retorno, apenas o tempo entre os pulsos e o pico da forma de onda do campo elétrico (Figura 6.7b) e a duração do pulso de luminosidade (Figura 6.7c) apresentaram uma tendência ao aumento (enquanto a duração da forma de onda completa, apresentada na Figura 6.7a, oscilou ao redor de 2,25 ms). Voltamos a afirmar que a análise de um número maior de eventos e a realização de um estudo combinando os instrumentos utilizados no presente trabalho e na análise desenvolvida por Beasley et al. (2011) poderão ser capazes de ampliar o conhecimento acerca da iniciação das componentes-M e a sua relação com o período da corrente contínua em que ela ocorre.

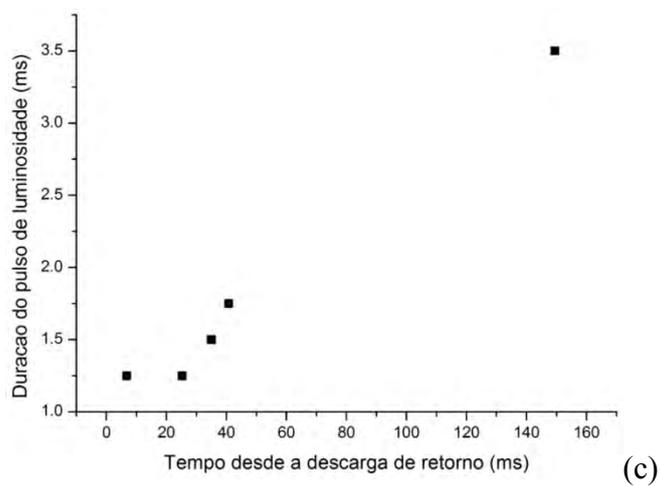
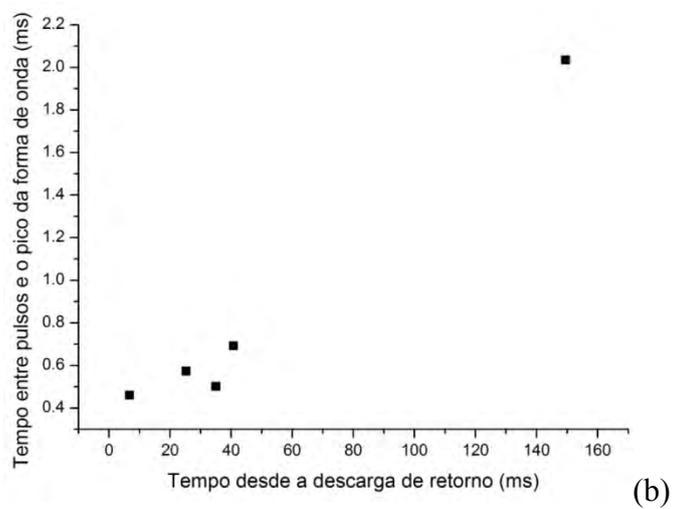
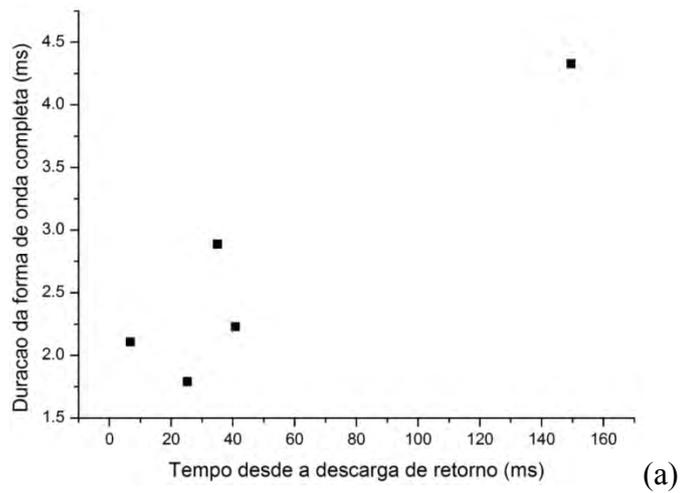


Figura 6.7 – Evolução dos parâmetros temporais das componentes-M: (a) tempo entre o início dos pulsos de curta duração e o pico de campo elétrico; (b) duração da forma de onda completa da componente-M; e (c) duração do pulso de luminosidade do canal.

## **6.2. Componentes-M produzidas em relâmpagos nuvem-solo positivos**

Seis correntes contínuas iniciadas por relâmpagos NS+ foram analisadas, durante as quais quinze componentes-M puderam ser identificadas e estudadas detalhadamente. Entre elas selecionamos quatro casos para apresentar detalhadamente neste trabalho. É importante ressaltar, porém, que ao contrário do que ocorreu com sua contraparte negativa, não foi possível notar nenhum padrão ou forma de onda típica entre as componentes-M positivas. Apenas um comportamento foi observado em mais de um caso, mas não chegou a compor a maioria entre os eventos que analisamos.

O primeiro caso ocorreu durante a corrente contínua de um NS+ registrado no dia 4 de janeiro de 2010 às 20h20min12s (UT) em São José dos Campos. A Figura 6.8 apresenta suas curvas de luminosidade e campo elétrico rápido em função do tempo. Nota-se que a intensificação luminosa do canal começa e termina juntamente com a forma de onda registrada pelo sensor de campo elétrico. Ao contrário do que observamos nos casos negativos, a resolução temporal da câmera não nos permite determinar com certeza se os pulsos de curta duração observados ocorrem quando a luminosidade já começou a aumentar ou se eles têm início antes disso. Os picos das duas grandezas também não são atingidos juntos, em oposição ao que observamos nos três casos seguintes.

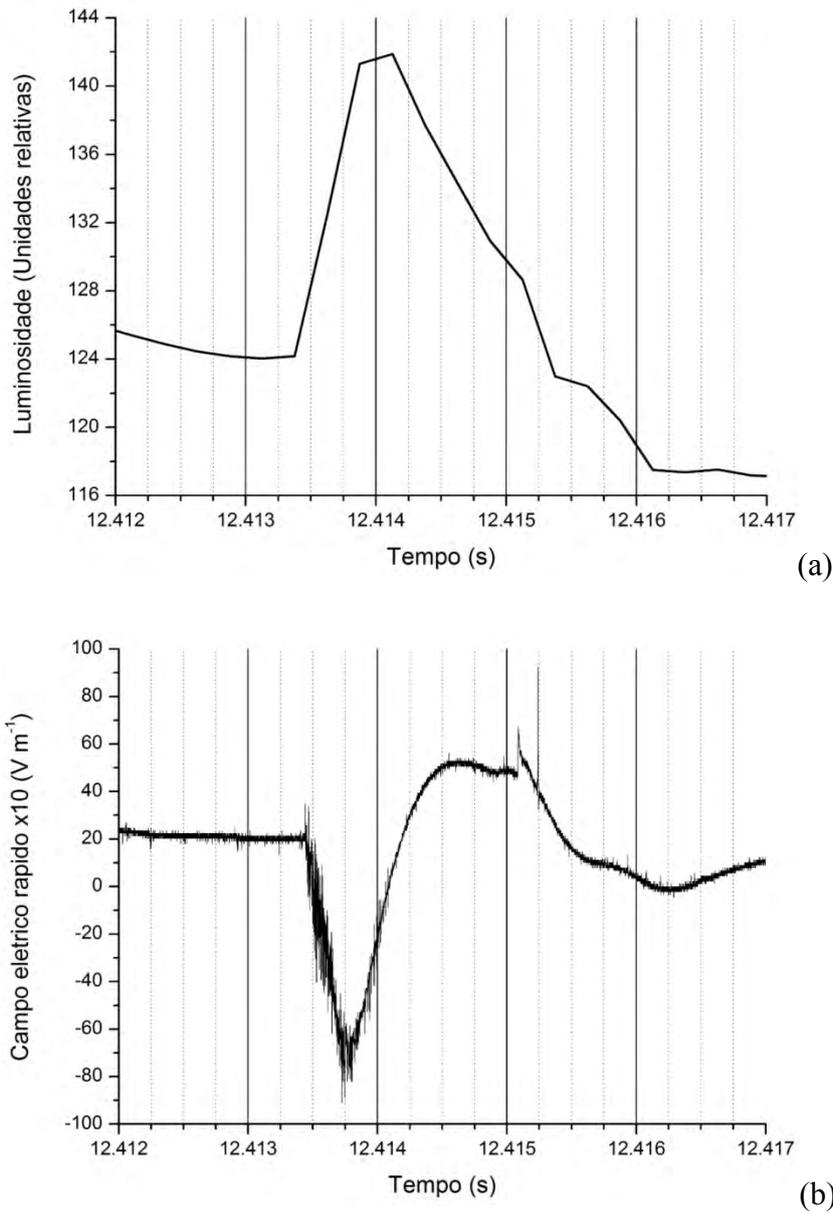


Figura 6.8 – Curvas de (a) luminosidade e (b) campo elétrico rápido para uma componente-M positiva.

O segundo registro inclui duas componentes-M que ocorreram a cerca de 10 milissegundos uma da outra. A Figura 6.9 mostra suas curvas de luminosidade e campo elétrico rápido em função do tempo. Diferentemente do que foi observado na maior parte das componentes-M negativas, nestas pode-se notar uma série de pulsos de curta duração (da ordem de microssegundos) que ocorrem ininterruptamente ao longo de seu desenvolvimento, antes, durante e depois da luminosidade começar a aumentar e seu valor de pico ser atingido. Este último, por sua vez, é atingido simultaneamente pelo

campo elétrico da primeira componente-M, enquanto que a luminosidade da segunda apresenta uma defasagem de quase 3 milissegundos em relação ao campo elétrico.

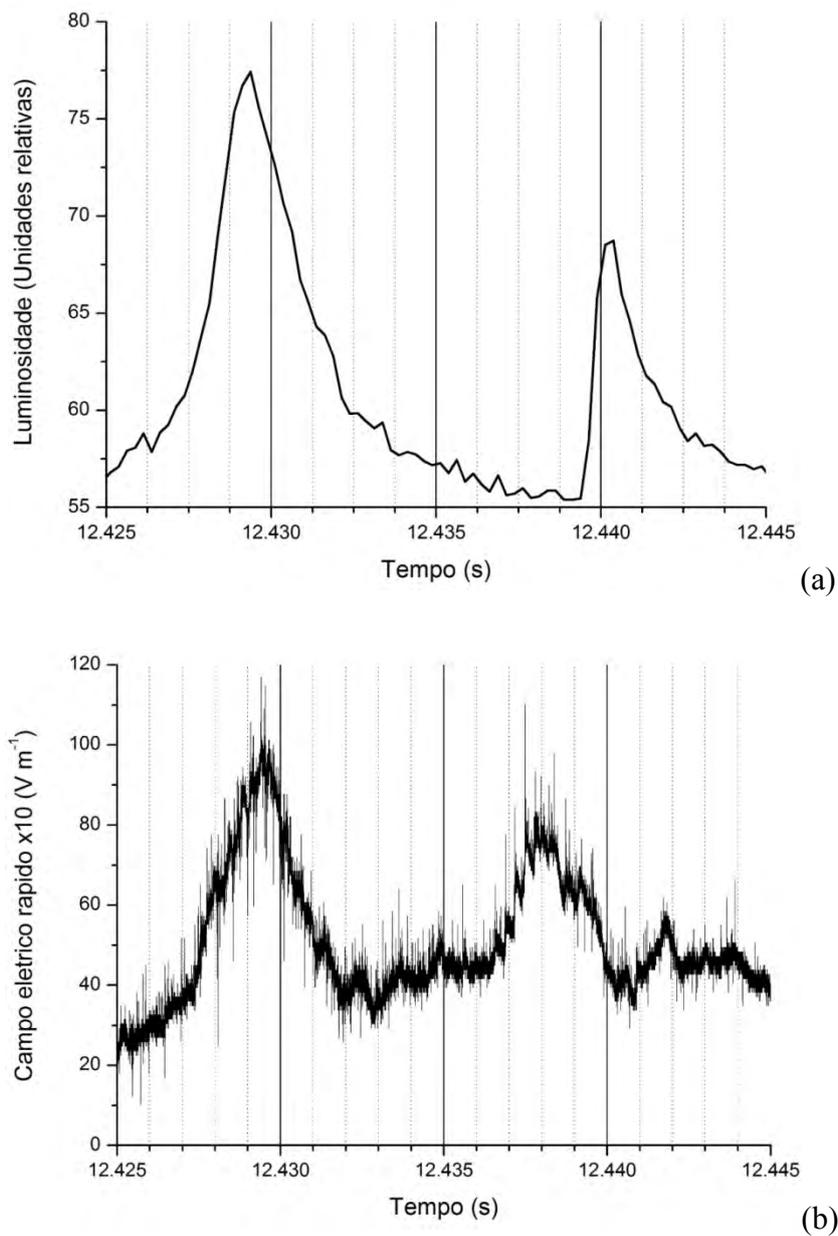


Figura 6.9 – Curvas de (a) luminosidade e (b) campo elétrico rápido em função do tempo para duas componentes-M positivas.

Ao contrário dos dois primeiros, o terceiro caso analisado (apresentado na Figura 6.10) pôde ser observado com o auxílio do sensor de campo elétrico lento. É possível notar que o início da intensificação da luminosidade e do campo elétrico rápido coincidem, da mesma forma que o seu pico, cuja diferença é de aproximadamente 250 ms (estando, desta forma, no limite da resolução temporal da câmera a 4000 quadros por segundo). De maneira semelhante ao que foi observado duas das componentes-M negativas apresentadas (seção 6.1.1 e Figura 6.3), a variação de campo elétrico lento deste caso acompanha apenas a subida dos demais parâmetros, não apresentando qualquer variação (além da inerente à corrente contínua) durante a segunda metade da componente-M, quando tanto a luminosidade quanto o campo elétrico rápido diminuem. Da mesma maneira que no caso anterior, pode-se notar a ocorrência de diversos pulsos de curta duração ao longo de todo o desenvolvimento da componente-M.

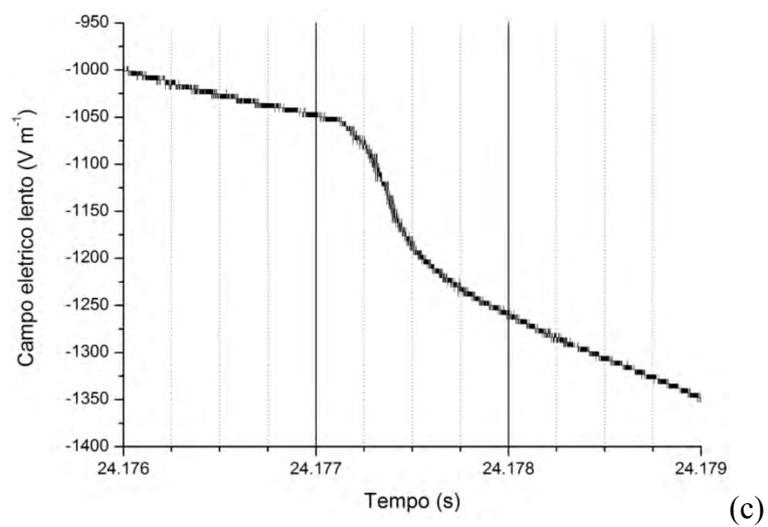
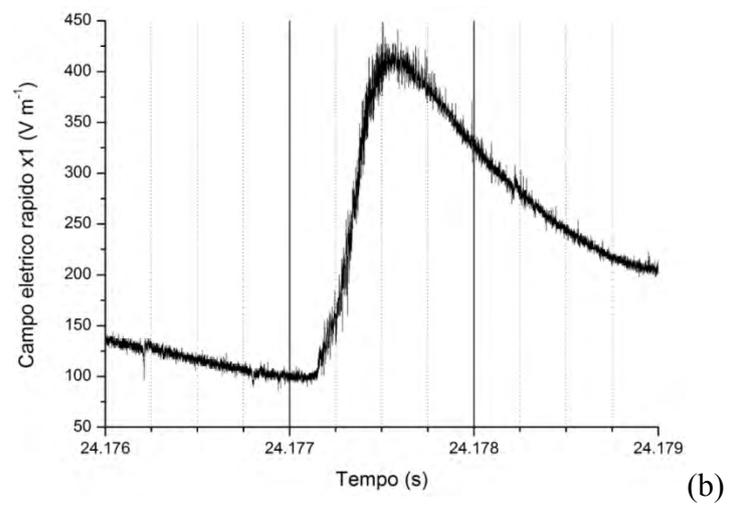
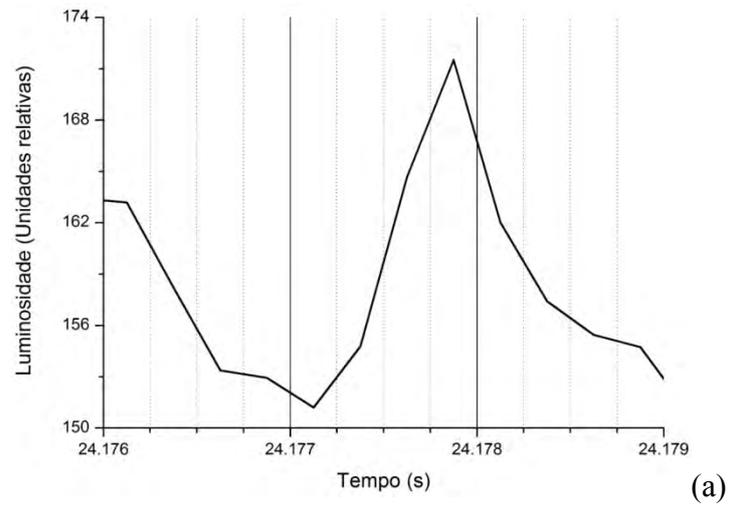


Figura 6.10 – Curvas de (a) luminosidade e (b) campo elétrico rápido e (c) lento em função do tempo para uma componente-M positiva.

O quarto e último caso, apresentado na Figura 6.11, difere bastante dos anteriores devido à amplitude bastante elevada dos pulsos que se sobrepõem à variação mais lenta produzida pela componente-M em si. Novamente os picos de luminosidade e campo elétrico rápido coincidem com uma diferença da ordem da duração de um quadro obtido pela câmera (125 microssegundos, visto que, neste caso, ela estava operando a 8000 quadros por segundo).

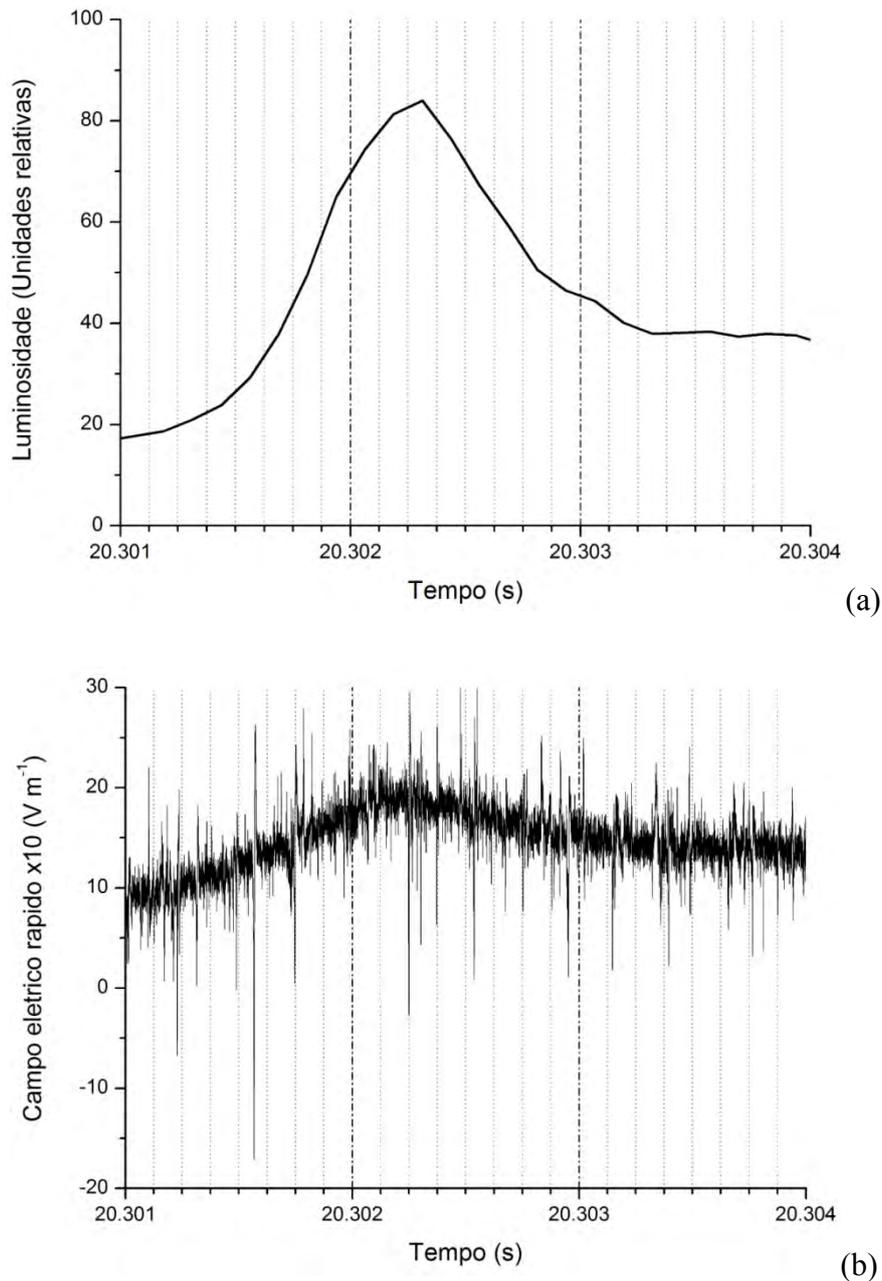


Figura 6.11 – Variação temporal dos dados de (a) luminosidade e (b) campo elétrico rápido de uma componente-M positiva.

As principais diferenças observadas entre as componentes-M positivas e negativas analisadas no presente trabalho indicam que elas consistem em processos físicos distintos. Ainda que a análise de dados de luminosidade isolados, como foi feito por Campos et al. (2009), sugira uma fenomenologia semelhante, a adição das medidas de campo elétrico rápido mostra que existem diferenças profundas entre elas. A ausência da variação lenta acompanhada de pulsos de curta duração, ao contrário do que foi observado nos casos negativos, nos faz acreditar que a iniciação das componentes-M positivas se dá através de outros meios. Se considerarmos a definição proposta por Mazur e Ruhnke (2011), em que uma componente-M é um processo iniciado pela conexão de um líder de recuo com o canal ativo de um relâmpago nuvem-solo que produz um aumento na sua corrente elétrica (e, conseqüentemente, luminosidade), as análises de campo elétrico das componentes-M positivas indicam que elas não poderiam ser assim denominadas por consistirem em um processo físico diferente. Por outro lado, pode-se argumentar que componente-M é o processo luminoso e de aumento da corrente elétrica, independentemente da sua natureza fenomenológica. Neste caso, tanto componentes-M negativas quanto positivas existiriam, com a diferença se restringindo ao processo físico responsável por sua gênese. Finalmente, nossos resultados dão suporte à discussão conduzida por Mazur (2002) com relação à aparente inexistência de líderes de recuo positivos, visto que não foi possível observar nenhuma manifestação análoga aos líderes de recuo negativos durante a iniciação das componentes-M positivas. O próximo passo para se obter informações relacionadas à natureza das variações de luminosidade observadas nos NS+ é a realização de observações utilizando câmeras de alta resolução temporal, sensores de campo elétrico e uma rede LMA. Este último seria capaz de nos fornecer informações não só a respeito dos processos que ocorrem no interior da nuvem antes, durante e depois da ocorrência de uma intensificação luminosa (registrada através da câmera), mas também dos pulsos que observamos ao longo de toda a duração de alguns casos.

## 7 CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS FINAIS

Ao longo do presente trabalho apresentamos uma série de análises com o objetivo de definir as principais características dos líderes (escalonados, contínuos, positivos e de recuo) e componentes-M (associadas tanto aos relâmpagos nuvem-solo negativos quanto aos positivos).

Através de uma análise estatística foi possível mostrar que líderes escalonados negativos e líderes positivos apresentam velocidades médias dentro de uma mesma faixa (entre  $10^4$  e  $10^6$  m s<sup>-1</sup>). Apesar desta semelhança, os líderes positivos possuem uma tendência a se propagar mais lentamente, com uma incidência dez vezes maior de eventos com velocidades da ordem de  $10^4$  m s<sup>-1</sup>. Foi possível mostrar também que 82% dos líderes positivos aumenta sua velocidade em uma ordem de grandeza (de  $10^4$  para  $10^5$  m s<sup>-1</sup>) conforme se aproximam do solo. Os líderes escalonados, por outro lado, geralmente permanecem com velocidades da ordem de  $10^5$  m s<sup>-1</sup>, apresentando ou velocidades parciais que oscilam ao redor do valor de sua velocidade média ou acelerações que não chegam a alterar a ordem de grandeza de sua velocidade inicial. Ainda que a razão microfísica exata para esta assimetria de polaridade permaneça desconhecida (conforme discutido por Williams, 2006), Williams e Heckman (2011) estudam suas implicações em problemas de estabilidade do canal dos raios positivos e negativos. Seu modelo atual indica que esta diferença é responsável pela maior tendência das descargas de retorno positivas de serem simples e desenvolverem correntes contínuas de longa duração enquanto os raios negativos apresentam diversas descargas de retorno com menos incidência de correntes contínuas longas.

Mostramos também que 56% dos líderes contínuos analisados desaceleraram ao longo de seu desenvolvimento. Não foi possível confirmar, porém, se este comportamento é real ou se é causado pela geometria do canal dos raios analisados, uma questão que poderá ser respondida futuramente com o uso de múltiplas câmeras de alta resolução temporal posicionadas em diferentes locais de observação.

Não foi encontrada qualquer relação entre a velocidade média de propagação dos três tipos de líderes (escalonados, contínuos e positivos) e a intensidade das descargas de retorno iniciadas por eles. Por outro lado, foi possível notar que a velocidade de propagação dos líderes contínuos depende fortemente do intervalo de tempo

transcorrido desde a descarga de retorno anterior. Acreditamos que isto seja reflexo do processo de recombinação iônica que ocorre na região do canal do raio conforme o tempo avança, fazendo com que a condutividade elétrica caia progressivamente diminuindo, assim, a velocidade com a qual o líder contínuo pode se propagar através dele.

Estudamos o comportamento de duas características dos líderes positivos que apresentam (ou não) a ocorrência de líderes de recuo durante seu desenvolvimento: pico de corrente (da descarga de retorno iniciada por eles) e velocidade média de propagação. Os resultados são insuficientes para confirmar se apenas os líderes mais lentos chegam a desenvolver líderes de recuo, visto que estes quase sempre ocorrem quando a luminosidade emitida pelo líder positivo se encontra abaixo da sensibilidade das câmeras utilizadas. Por outro lado, os resultados indicam que descargas de retorno, cujos picos de corrente se encontram dentro da faixa de valores mais frequentes da literatura (entre 20 e 80 kA, segundo Saba et al., 2010b), podem ser precedidas por um ou mais líderes de recuo.

A análise conjunta dos registros de câmera de alta resolução temporal e sensores de campo elétrico nos permitiu ter uma visão mais ampla da formação do canal de um relâmpago nuvem-solo. Os resultados indicaram que a distribuição de cargas elétricas no canal de um líder escalonado é bastante distinta da de um líder contínuo, devido às diferenças percebidas entre as variações temporais de campo elétrico destes dois fenômenos. Por outro lado, os registros analisados sugerem que os canais de líderes escalonados e positivos possuem distribuições de cargas semelhantes, visto que as evoluções temporais dos campos elétricos produzidos por eles possuem características gerais em comum. Dada a distância elevada entre os instrumentos e os pontos de contato dos líderes positivos analisados, não foi possível identificar pulsos de campo elétrico que poderiam estar associados ao desenvolvimento de uma propagação discreta, conforme vários trabalhos recentes vêm sugerindo (BIAGI et al., 2011; WANG; TAKAGI, 2011). Ao mesmo tempo, a análise dos líderes escalonados mostrou que existe uma grande diferença entre a assinatura de campo elétrico dos pulsos de quebra de rigidez dielétrica e dos passos individuais, através dos quais seus desenvolvimentos ocorrem. Em linhas gerais, a amplitude dos pulsos de quebra de rigidez é maior, além de sua forma de onda ser constituída de dois ou mais pulsos negativos (no mesmo sentido de uma descarga de retorno negativa) seguidos por um pulso positivo de amplitude

menor e tempo de decaimento mais longo. Por outro lado, os pulsos associados à formação de passos individuais não só apresentavam uma amplitude menor mas também eram primariamente unipolares (negativos) com apenas uma parcela deles apresentando uma reflexão positiva de menor intensidade. Não foi encontrada uma tendência clara de como a amplitude destes pulsos evolui conforme o líder se aproxima do solo, indicando que eles não tendem nem a se intensificar nem a se atenuar. Infelizmente, não foi possível avaliar a evolução da frequência de ocorrência destes pulsos, que poderia indicar se o intervalo de tempo entre passos sucessivos muda.

Pela primeira vez, foi possível identificar pulsos individuais de campo elétrico cujo instante de ocorrência coincide com o surgimento de líderes de recuo nos registros obtidos por uma câmera de alta resolução temporal. Nos eventos analisados, estes pulsos, cuja duração é da ordem de alguns microssegundos, ocorrem sobre uma variação lenta, que costuma durar entre um e dois milissegundos. As características e formas de onda destes pulsos de curta duração são bastante semelhantes aos que foram relatados na literatura acompanhando descargas K e componentes-M. Acreditamos que este resultado reforça a hipótese relacionada à teoria do líder bidirecional, de que descargas K e líderes de recuo são aspectos diferentes de um mesmo fenômeno físico.

Durante os estudos de caso de líderes escalonados, identificamos alguns casos incomuns que anteriormente foram denominados  $\beta_1$  e  $\beta_2$  na literatura. O caso  $\beta_1$  se destacou por ter iniciado seu desenvolvimento visível, já durante a ocorrência dos pulsos de quebra de rigidez, com uma velocidade uma ordem de grandeza maior ( $10^6 \text{ m s}^{-1}$ ) do que o normal. Houve uma transição progressiva dos pulsos para a forma de onda típica associada a passos individuais de um líder escalonado, quando ele passou a se propagar com velocidades mais próximas do usual (da ordem de  $10^5 \text{ m s}^{-1}$ ). Não foi possível concluir se os líderes  $\beta_1$  são efetivamente um tipo de processo físico distinto em relação aos líderes “normais”, que neste contexto seriam denominados “tipo  $\alpha$ ”, ou se eles apenas apresentam um comportamento diferente por ter sua etapa inicial opticamente visível.

Os líderes classificados como sendo do tipo  $\beta_2$ , por sua vez, são os primeiros que foram identificados na literatura há mais de 70 anos. Sua análise nos permitiu identificar a assinatura de campo elétrico associada à ocorrência dos processos luminosos que ocorrem durante o desenvolvimento do líder escalonado em direção ao solo. Os

registros indicaram a produção de pulsos (com durações de alguns microssegundos) antes de cada processo luminoso se tornar visível abaixo da nuvem, propagando-se em direção à extremidade inferior do canal já ionizado. Dada a semelhança destes pulsos com aqueles observados em sincronismo com líderes de recuo e considerando o contexto do modelo bidirecional, nós propomos uma hipótese acerca da gênese destes processos luminosos. Acreditamos que durante o desenvolvimento de cada extremidade do líder bidirecional a sua região positiva, localizada no interior da nuvem, possibilita a ocorrência de líderes de recuo em suas ramificações. Estes, por sua vez, podem se propagar por uma distância grande o suficiente para que se conectem a um trecho de canal positivo ainda ativo. Quando isto ocorre existe uma possibilidade de que o líder de recuo faça com que um processo luminoso se desenvolva no canal do líder bidirecional, propagando-se em direção ao ponto de origem do raio. Se este processo for intenso o suficiente ele pode continuar se movendo até alcançar a extremidade inferior do líder escalonado e ser registrado opticamente pela câmera.

Finalmente, realizamos uma análise comparativa entre as componentes-M produzidas durante a corrente contínua de relâmpagos nuvem-solo negativos e positivos. Foi possível identificar uma forma de onda típica associada às componentes-M negativas (e algumas exceções mais comuns), que consiste em uma variação relativamente lenta (com duração da ordem de milissegundos) sobre a qual ocorrem pulsos de curta duração (da ordem de microssegundos) e que ocorre antes do aumento de luminosidade no canal do raio. Em seguida, o campo elétrico se intensifica negativamente (apresentando uma variação no mesmo sentido de uma descarga de retorno negativa), atingindo seu pico praticamente simultaneamente com o valor máximo de luminosidade. Finalmente, a luminosidade retorna ao seu valor original, juntamente com o campo elétrico. Acreditamos que a ocorrência destes pulsos de curta duração antes da componente-M propriamente dita sugere que a sua iniciação se dá por intermédio de líderes de recuo que se desenvolvem no interior da nuvem e podem se conectar a um trecho de canal ainda ativo, propagando-se até o solo, de maneira semelhante ao modelo proposto para os líderes  $\beta_2$ .

Por outro lado, as componentes-M de relâmpagos positivos não apresentaram uma forma de onda típica bem definida. Vários pulsos de curta duração foram observados antes, durante e depois da ocorrência de algumas delas, um comportamento bastante diferente de sua contraparte negativa. Acreditamos que estas características indicam que

processos físicos bastante distintos são responsáveis pelas variações de luminosidade (e, conseqüentemente, corrente elétrica) observadas durante a corrente contínua de relâmpagos nuvem-solo positivos e negativos.

Entre questões que permanecem em aberto e sugestões para trabalhos futuros podemos listar os seguintes itens:

- a) Obter a reconstrução tridimensional do canal de relâmpagos tendo como base o registro obtido por múltiplas câmeras de alta resolução temporal. Isto permitiria uma análise mais detalhada da evolução da velocidade de propagação dos líderes escalonados, contínuos e positivos, minimizando erros causados pela geometria do canal. Em particular, seria possível averiguar a hipótese de que os líderes contínuos se propagam com velocidade constante, visto que a escala de tempo em que ele se desenvolve é muito pequena para que a diminuição de velocidade seja causada por diferenças de condutividade e temperatura do canal remanescente.
- b) Ampliar a amostra de líderes positivos cuja propagação inicial (mais tênue) é observada em detalhes, permitindo avaliar de maneira mais conclusiva a relação entre a sua velocidade de propagação e a ocorrência de líderes de recuo em suas ramificações.
- c) Analisar líderes naturais, escalonados e positivos, com câmeras cuja resolução temporal atinge centenas de milhares de quadros por segundo, juntamente com dados de sensores de campo elétrico, de tal forma a correlacionar a assinatura de campo elétrico com o desenvolvimento do líder em escalas de tempo cada vez menores.
- d) Observar o comportamento de líderes naturais que ocorrem sobre o oceano, analisando o efeito (se existir) que a alta condutividade da água salgada (em relação ao solo) pode possuir sobre sua propagação.
- e) Comparar a evolução da velocidade dos líderes com as variações de densidade da atmosfera de tal forma a averiguar se existe uma relação entre elas. Separar conjuntos de dados de diferentes localidades, comparando o comportamento dos

líderes em cada uma delas de acordo com sua altitude, características meteorológicas e variações de densidade.

- f) Desenvolver um modelo computacional capaz de representar o desenvolvimento de um líder em direção ao solo e o campo elétrico produzido por ele. Isto tornaria possível não só uma comparação com os estudos de caso já desenvolvidos mas também a análise da influência de diferentes parâmetros do líder sobre a radiação eletromagnética emitida por ele.
- g) Utilizar uma rede de sensores de campo elétrico para estimar a região de origem dos pulsos de curta duração observados em líderes de recuo, líderes do tipo  $\beta_2$  e componentes-M negativas, através de técnicas de mapeamento por tempo de chegada. O conhecimento do local em que estes pulsos são produzidos possibilitaria uma discussão mais detalhada acerca da teoria do líder bidirecional e sua importância para explicar e descrever os processos físicos envolvidos nos raios.
- h) Obter estimativas da intensidade da corrente elétrica e da carga transferida de componentes-M negativas e positivas, permitindo uma avaliação mais detalhada de sua possível influência sobre a ocorrência de *sprites* e outros eventos luminosos transientes.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ASANO, T., et al. Computer simulations on sprite initiation for realistic lightning models with higher-frequency surges. **Journal of Geophysical Research**, v.114, p.A02310, 2009.
- BALLAROTTI, M. G. **Estudo de relâmpagos nuvem-solo através de câmera rápida**. 2005. 101 p. (INPE-14476-TDI/1157). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2005. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/iris@1913/2005/04.14.16.20>>. Acesso em: 3 out. 2011.
- BALLAROTTI, M. G.; SABA, M. M. F.; PINTO Jr., O. High-speed camera observations of negative ground flashes on a millisecond-scale. **Geophysical Research Letters**, v.32, p.L23802, 2005.
- BALLAROTTI, M. G., et al. Frequency distributions of some parameters of negative downward lightning flashes based on accurate-stroke-count studies. **Journal of Geophysical Research**, v.117, p.D06112, 2012.
- BEASLEY, W.; UMAN, M. A.; RUSTAN Jr., P. L. Electric fields preceding cloud-to-ground lightning flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.87, p.4883-4902, 1982.
- BEASLEY, W. et al. Simultaneous pulses in light and electric field from stepped leaders near ground level. **Journal of Geophysical Research**, v.88, p.8617-8619, 1983.
- BEASLEY, W. H.; JORDAN, D. M.; WEISS, S. A. High-speed video and VHF LMA observations of M-components in a single-stroke negative cloud-to-ground flash with very long continuing current. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON ATMOSPHERIC ELECTRICITY, 14., 7 ago. 2011, Rio de Janeiro. **Proceedings...** São José dos Campos: INPE, 2011. Pen drive.
- BECERRA, M.; COORAY, V. A self-consistent upward leader propagation model. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v.39, n.16, p.3708-3715, 2006.
- BERGER, K. Novel observations on lightning discharges: Results of research on Mount San Salvatore. **Journal of the Franklin Institute**, v.283, n.6, p.478-525, 1967.
- BERGER, K.; VOGELSANGER, E. Photographische Blitzuntersuchungen der Jahre 1955-1965 auf dem Monte San Salvatore. **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins**, v.57, p.599-620, 1966.
- BIAGI, C. J., et al.. National Lightning Detection Network (NLDN) performance in southern Arizona, Texas, and Oklahoma in 2003–2004. **Journal of Geophysical Research**, v.112, n.D5, p.D05208, 2007.
- BIAGI, C. J., et al. High-speed video observations of rocket-and-wire initiated lightning. **Geophysical Research Letters**, v.36, p.L15801, 2009.
- BIAGI, C. J., et al. Observations of stepping mechanisms in a rocket-and-wire triggered lightning flash. **Journal of Geophysical Research**, v.115, p.D23215, 2010.

BIAGI, C. J., et al. Observations of the initial, upward-propagating, positive leader steps in a rocket-and-wire triggered lightning discharge. **Geophysical Research Letters**, v.38, p.L24809, 2011.

BILS, J. R., et al. Electric field pulses in close lightning cloud flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.93, p.18631-18640, 1988.

BOURSCHEIDT, V., et al. The influence of topography on the cloud-to-ground lightning density in South Brazil. **Atmospheric Research**, v.91, n.2-4, p.508-513, 2009.

BOYS, C.V. Progressive lightning. **Nature**, v.118, n.11, p.749-750, 1926.

BROOK, M.; OGAWA, T. The cloud discharge. In: GOLDE, R. H. (Ed.). **Lightning**, Volume 1, Physics of Lightning. 1. ed. New York: Academic Press, 1977. v. 1, cap. 6, p.191-230, ISBN 0-12-287801-9.

BROOK, M.; KITAGAWA, N.; WORKMAN, E. J. Quantitative study of strokes and continuing currents in lightning discharges to ground. **Journal of Geophysical Research**, v.67, p.649-659, 1962.

CAMPOS, L. Z. S.; SABA, M. M. F. Comment on "Computer simulations on sprite initiation for realistic lightning models with higher-frequency surges" by T. Asano, T. Suzuki, Y. Hiraki, E. Mareev, M. G. Cho, and M. Hayakawa. **Journal of Geophysical Research**, v.114, p.A12324, 2009.

CAMPOS, L. Z. S., et al. Waveshapes of continuing currents and properties of M-components in natural negative cloud-to-ground lightning from high-speed video observations. **Atmospheric Research**, v.84, n.4, p.302-310, 2007.

CAMPOS, L. Z. S., et al. Waveshapes of continuing currents and properties of M-components in natural positive cloud-to-ground lightning. **Atmospheric Research**, v.91, n.2-4, p.416-424, 2009.

CARDOSO, I., et al. Lightning casualty demographics in Brazil and its implications to safety rules. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON ATMOSPHERIC ELECTRICITY, 14., 7 ago. 2011, Rio de Janeiro. **Proceedings...** São José dos Campos: INPE, 2011. Pen drive.

COORAY, V.; LUNDQUIST, S. On the characteristics of some radiation fields from lightning and their possible origin in positive ground flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.87, n.C13, p.11203-11214, 1982.

CUMMINS, K. L.; MURPHY, M. J. An overview of lightning locating systems: History, techniques, and data uses, with an in-depth look at the U.S. NLDN. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v.51, n.3, p.499-518, 2009.

CUMMINS, K. L., et al. A multi-camera high-speed video study of cloud-to-ground lightning in southern Arizona - Preliminary results. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, 29.,23 jun. 2008, Uppsala. **Proceedings...** Uppsala: ICLP, 2008. CD-ROM.

DA SILVA, R. B. G.; SABA, M. M. F.; SCHUMANN, C. Characterization of intracloud discharges preceding positive cloud-to-ground lightning strokes in Brazil. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON ATMOSPHERIC ELECTRICITY, 14., 7 ago. 2011, Rio de Janeiro. **Proceedings...** São José dos Campos: INPE, 2011. Pen drive.

DIENDORFER, G.; PICHLER, H.; MAIR, M. Some parameters of negative upward-initiated lightning to the Gaisberg tower (2000-2007). **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v.51, n.3, p.443-452, 2009.

DIENDORFER, G., et al. An attempt to determine currents in lightning channel branches from optical data of a high speed video system. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING AND STATIC ELECTRICITY, 2003, Blackpool. **Proceedings...** Blackpool: Royal Aeronautical Society, 2003. p.I03-8 PMY.1- I03-8 PMY.5.

DOLEZALEK, H. Geophysics, astronomy and acoustics: Atmospheric Electricity, I. Survey and global circuit. In: LIDE, D. R. (Ed.). **CRC Handbook of Chemistry and Physics**. 85. ed. Boca Raton: CRC Press, 2004. cap. 14, p.14-30 – 14-31, ISBN 978-0849304859.

FERRAZ, E. C. **Medidas de corrente contínua em raios nuvem-solo negativos naturais no Brasil**: desenvolvimento de instrumentação e primeiros resultados. 2009. 134 p. (INPE-15786-TDI/1529). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2009. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/06.29.19.40>>. Acesso em: 3 out. 2011.

FERRO, M. A.; SABA, M. M. F.; PINTO Jr., O. Continuing current in multiple channel cloud-to-ground lightning. **Atmospheric Research**, v.91, n.2-4, p.399-403, 2009.

FIEUX, R. P., et al. Research on artificially triggered lightning in France. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v.97, n.3, p.725-733, 1978.

FISHER, R. J., et al. Parameters of triggered-lightning flashes in Florida and Alabama. **Journal of Geophysical Research**, v.98, n.D12, p.22887-22902, 1993.

FLACHE, D., et al. Initial-stage pulses in upward lightning: Leader/return stroke versus M-component mode of charge transfer to ground. **Geophysical Research Letters**, v.35, p.L13812, 2008.

FLEENOR, S. A., et al. Characteristics of cloud-to-ground lightning in warm-season thunderstorms in the Central Great Plains. **Atmospheric Research**, v.91, n.2-4, p.333-352, 2009.

FREDERIKSE, H. P. R. Properties of solids: Commercial metals and alloys. In: LIDE, D. R. (Ed.). **CRC handbook of chemistry and physics**. 85. ed. Boca Raton: CRC Press, 2004. cap. 12, p.12-204, ISBN 978- 0849304859.

FUQUAY, M. D. Positive cloud-to-ground lightning in summer thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, v.87, p.7131-7140, 1982.

GALLIMBERTI, I. et al. Fundamental processes in long air gap discharges. **Comptes Rendus Physique**, v.3, p.1335-1359, 2002.

- GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. 3. ed. Upper Saddle River: Prentice Hall, 1999. 576p. ISBN 978-0138053260.
- GRUPO DE ELETRICIDADE ATMOSFÉRICA (ELAT). **Portal ELAT**: histórico. Desenvolvido por Cristiano Simomura. São José dos Campos, São Paulo. 2011-2012. Disponível em: <<http://www.inpe.br/webelat/homepage/menu/elat/elat.historico.php>>. Acesso em: 8 mar. 2012.
- HILL, R. D. Analysis of irregular paths of lightning channels. **Journal of Geophysical Research**, v.73, n.6, p.1897-1906, 1968.
- HILL, J. D.; UMAN, M. A.; JORDAN, D. M. High-speed video observations of a lightning stepped leader. **Journal of Geophysical Research**, v.116, p.D16117, 2011.
- HOJO, J., et al. The fine structure in the field change produced by positive ground strokes. **Journal of Geophysical Research**, v.90, n.D4, p.6139-6143, 1985.
- HUBERT, P.; MOUGET, G. Return stroke velocity measurements in two triggered lightning flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.86, n.C6, 5233-5261, 1981.
- IDONE, V. P.; ORVILLE, R. E. Channel tortuosity variation in Florida triggered lightning. **Geophysical Research Letters**, v.15, n.7, p.645-648, 1988.
- IDONE, V. P., et al. Correlated observations of three triggered lightning flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.89, n.D1, p.1385-1394, 1984.
- JERAULD, J., et al. An evaluation of the performance characteristics of the U.S. National Lightning Detection Network in Florida using rocket-triggered lightning. **Journal of Geophysical Research**, v.110, p.D19106, 2005.
- JORDAN, D. M., et al. Observed dart leader speed in natural and triggered lightning. **Journal Geophysical Research**, v.97, p.9951-9957, 1992.
- JORDAN, D. M. et al. Luminosity characteristics of dart leaders and return strokes in natural lightning. **Journal Geophysical Research**, v.102, p.22025-22032, 1997.
- KASEMIR, H. W. A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge. **Journal of Geophysical Research**, v.65, n.7, p.1873-1878, 1960.
- KAWASAKI, Z.; YOSHIHASHI, S.; HO, L. J. Verification of bi-directional leader concept by interferometer observations. **Journal of Atmospheric Electricity**, v.22, n.2, p.55-79, 2002.
- KITAGAWA, N.; BROOK, M.; WORKMAN, E. J. Continuing current in cloud-to-ground lightning discharges. **Journal of Geophysical Research**, v.67, p.637-647, 1962.
- KITO, Y., et al. Optical aspects of winter lightning discharges triggered by the rocket-wire technique in Hokuriku district of Japan. **Journal of Geophysical Research**, v.90, n.D4, p.6147-6157, 1985.

KONG, X.; QIE, X.; ZHAO, Y. Characteristics of downward leader in a positive cloud-to-ground lightning flash observed by high-speed video camera and electric field changes. **Geophysical Research Letters**, v.35, p.L05816, 2008.

KREHBIEL, P. R. The electrical structure of thunderstorms. In: KRIDER, E. P.; ROBLE, R. G. (Ed.). **The Earth's electrical environment**. 1. ed. Washington, D.C.: National Academy Press, 1986. v.1, p.90-113.

KRIDER, E. P.; RADDI, G. J.; NOGGLE, R. C. Regular radiation field pulses produced by intracloud discharges. **Journal of Geophysical Research**, v.80, p.3801-3804, 1975.

LACERDA, M. **Análise e modelagem de curvas de corrente de relâmpagos negativos descendentes entre 1985 e 1994, na estação de pesquisa do Morro do Cachimbo – MG**. 1998. 214 p. (INPE-7238-TDI/691). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 1998. Disponível em: <<http://urlib.net/rep/sid.inpe.br/deise/1999/11.16.16.55>>. Acesso em: 08 mar. 2012.

LANG, T. J., et al. Transient luminous events above two mesoscale convective systems: Storm structure and evolution. **Journal of Geophysical Research**, v.115, p.A00E22, 2010.

LES RENARDIÈRES GROUP. Positive discharges in long air gaps at Les Renardières – 1975 results and conclusions. **Electra**, v.53, p.31-153, 1977.

LES RENARDIÈRES GROUP. Negative discharges in long air gaps at Les Renardières – 1978 results. **Electra**, v.74, p.67-216, 1981.

LYONS, W. A. The meteorology of transient luminous events – An introduction and overview. In: FÜLLEKRUG, M.; MAREEV, E. A.; RYCROFT, M. J. (Ed.). **Sprites, elves and intense lightning discharges**. 1. ed. Dordrecht: Springer, 2006. cap. 2, p.19-56, ISBN 978-1-4020-4627-8.

LU, W., et al. Characteristics of the optical pulses associated with a downward branched stepped leader. **Journal of Geophysical Research**, v.113, p.D21206, 2008a.

LU, W., et al. Optical observations on propagation characteristics of leaders in cloud-to-ground lightning flashes. **Acta Meteorologica Sinica**, v.22, n.1, p.66-77, 2008b.

MACH, D. M.; RUST, W. D. Two-dimensional speed and optical risetime estimates for natural and triggered dart leaders. **Journal of Geophysical Research**, v.102, n.D12, p.13673-13684, 1997.

MALAN, D. J.; COLLENS, H. Progressive lightning, 3, The fine structure of return lightning strokes. **Proceedings of the Royal Society**, v.A162, p.175-203, 1937.

MALAN, D. J.; SCHONLAND, B. F. J. Progressive lightning, 7, Directly-correlated photographic and electrical studies of lightning from near thunderstorms. **Proceedings of the Royal Society**, v.A191, p.485-503, 1947.

- MAZUR, V. Triggered lightning strikes to aircraft and natural intracloud discharges. **Journal of Geophysical Research**, v.94, n.D3, p.3311-3325, 1989.
- MAZUR, V. Physical processes during development of lightning flashes. **Comptes Rendus Physique**, v.3, p.1393-1409, 2002.
- MAZUR, V.; RUHNKE, L. H. Common physical processes in natural and artificially triggered lightning. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n.D7, p.12913-12930, 1993.
- MAZUR, V.; RUHNKE, L. H. Physical processes during development of upward leaders from tall structures. **Journal of Electrostatics**, v.69, n.2, p.97-110, 2011.
- MAZUR, V.; KREHBIEL, P. R.; SHAO, X. M. Correlated high-speed video and radio interferometric observations of a cloud-to-ground lightning flash. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.D12, p.25731-25753, 1995.
- MAZUR, V.; SHAO, X. M.; KREHBIEL, P. R. "Spider" lightning in intracloud and positive cloud-to-ground flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.103, p.19811-19822, 1998.
- MAZUR, V., et al. Computer simulation of a downward negative stepped leader and its interaction with a ground structure. **Journal of Geophysical Research**, v.105, n.D17, p.22361-22369, 2000.
- McEACHRON, K. B. Lightning to the Empire State Building. **Journal of the Franklin Institute**, v.227, p.149-217, 1939.
- MEDEIROS, C. **Estudo da ocorrência de corrente contínua em relâmpagos nuvem-solo negativos**. 2011. 108 p. (sid.inpe.br/mtc-m19/2011/08.02.04.04-TDI). Dissertação (Mestrado em Ciências Atmosféricas) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. 2011. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3A79PQ8>>. Acesso em: 20 nov. 2011.
- MIKA, Á.; HALDOUPIS, C. VLF studies during TLE occurrences in Europe: A summary of new findings. **Space Science Review**, v.137, n.6, p.489-510, 2008.
- MOORE, C. B.; VONNEGUT, B. The thundercloud. In: GOLDE, R. H. (Ed.). **Lightning**, Volume 1, Physics of Lightning. 1. ed. New York: Academic Press, 1977. v. 1, cap. 3, p.51-98, ISBN 0-12-287801-9.
- MOREAU, J. P.; ALLIOT, J. C.; MAZUR, V. Aircraft lightning initiation and interception from in situ electric measurements and fast video observations. **Journal of Geophysical Research**, v.97, n.D14, p.15903-15912, 1992.
- NACCARATO, K. P.; PINTO Jr., O. Improvements in the detection efficiency model for the Brazilian lightning detection network (BrasilDAT). **Atmospheric Research**, v.91, n.2-4, p.546-563, 2009.
- NACCARATO, K. P., et al. The fourth generation of the Brazilian detection efficiency model for BrasilDAT network (RDEM4). In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON

ATMOSPHERIC ELECTRICITY, 14., 7 ago. 2011, Rio de Janeiro. **Proceedings...** São José dos Campos: INPE, 2011. Pen drive.

NAG, A.; RAKOV, V. A. Some inferences on the role of lower positive charge region in facilitating different types of lightning. **Geophysical Research Letters**, v.36, p.L05815, 2009.

OGAWA, T.; BROOK, M. The mechanism of the intracloud lightning discharge. **Journal of Geophysical Research**, v.69, n.24, p.5141-5150, 1964.

ORVILLE, R. E. Spectrum of the lightning stepped leader. **Journal of Geophysical Research**, v.73, n.22, p.6999-7008, 1968

ORVILLE, R. E. Lightning spectroscopy. In: GOLDE, R. H. (Ed.). **Lightning**, Volume 1, Physics of Lightning. 1. ed. New York: Academic Press, 1977. v. 1, cap. 8, p.281-308, ISBN 0-12-287801-9.

ORVILLE, R. E.; IDONE, V. P. Lightning leader characteristics in the Thunderstorm Research International Program (TRIP). **Journal of Geophysical Research**, v.87, n.C13, p.11177-11192, 1982.

PARKER, N. G.; KRIDER, E. P. A portable, PC-based system for making optical and electromagnetic measurements of lightning. **Journal of Applied Meteorology**, v.42, n.6, p.739-751, 2003.

PHOTRON. **FASTCAM-512 PCI hardware manual**. Rev. 1.03. Tokyo: Photron Limited. 2003. 55 p.

PICHLER, H. **Amplifier with automatic offset correction for recording the E-Field of lightning pulses**. Vienna: Vienna University of Technology, 2004. 13p.

PINTO Jr., O. **A arte da guerra contra os raios**. 1. ed. São Paulo: Brasiliense, 2005. 80 p. ISBN 85-86238-40-6.

PINTO Jr., O.; PINTO, I. R. C. A. **Relâmpagos**. 2.ed. São Paulo: Brasiliense, 2008. 95p. ISBN 8511001123.

PINTO Jr., O., et al. Return stroke peak current observations of negative natural and triggered lightning in Brazil. **Atmospheric Research**, v.76, p.493-502, 2005.

PINTO Jr., O., et al. Cloud-to-ground lightning observations in Brazil. In: BETZ, H. D.; SCHUMANN, U.; LAROCHE, P. (Ed.). **Lightning: principles, instruments and applications**, Review of modern lightning research. 1. ed. Dordrecht: Springer, 2009. cap. 9, p.209-229, ISBN 978-1-4020-9078-3.

PROCTOR, D. E.; UYTENBOGAARDT, R.; MEREDITH, B. M. VHF radio pictures of lightning flashes to ground. **Journal of Geophysical Research**, v.93, p.12683-12727, 1988.

QIE, X., et al. Simultaneously measured current, luminosity, and electric field pulses in a rocket-triggered lightning flash. **Journal of Geophysical Research**, v.116, p.D10102, 2011.

- RAKOV, V. A. Positive and bipolar lightning discharges: A review. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, 25., 18 set. 2000, Rhodes. **Proceedings...** Rhodes: ICLP, 2000. p.103-108.
- RAKOV, V. A.; UMAN, M. A. Waveforms of first and subsequent leaders in negative lightning flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.95, n.D10, p.16561-16577, 1990.
- RAKOV, V. A.; UMAN, M. A. **Lightning**: physics and effects. 1. ed. New York: Cambridge University Press, 2003. 687p. ISBN 978-0521583275.
- RAKOV, V. A.; THOTTAPPILLIL, R.; UMAN, M. A. Electric field pulses in K and M changes of lightning ground flashes. **Journal of Geophysical Research**, v.97, p.9935-9950, 1992.
- RAKOV, V. A.; UMAN, M. A.; THOTTAPPILLIL, R. Review of lightning properties from electric field and TV observations. **Journal of Geophysical Research**, v.99, n.D5, p.10745-10750, 1994.
- RAKOV, V. A. et al. Mechanism of the lightning M component. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.D12, p.25701-25710, 1995.
- RAKOV, V. A. et al. New insights into lightning processes gained from triggered-lightning experiments in Florida and Alabama. **Journal of Geophysical Research**, v.103, n.D12, p.14117-14130, 1998.
- RAKOV, V. A., et al. M-component mode of charge transfer to ground in lightning discharges. **Journal of Geophysical Research**, v.106, n.D19, p.22817-22831, 2001.
- RED LAKE. **Instructions for operating the MotionScope PCI high speed digital imaging system**, Rev. S. San Diego: Redlake MASD. 2002. 50 p.
- RICHARD, P., et al. Results of spatial and temporal characterization of the VHF-UHF radiation of lightning. **Journal of Geophysical Research**, v.91, n.D1, p.1248-1260, 1986.
- RISON, W., et al. A GPS-based three-dimensional lightning mapping system: Initial observations in Central New Mexico. **Geophysical Research Letters**, v. 26, n.23, p.3573-3576, 1999.
- SABA, M. M. F., et al. Monitoring the performance of the lightning detection network by means of a high-speed camera. In: INTERNATIONAL LIGHTNING DETECTION CONFERENCE, 18, 7 jun. 2004, Helsinki. **Proceedings...** Tucson: Vaisala, 2004. CD-ROM.
- SABA, M. M. F., et al. Lightning current observation of an altitude-triggered flash. **Atmospheric Research**, v.76, p.402-411, 2005.
- SABA, M. M. F.; BALLAROTTI, M. G., PINTO Jr., O. Negative cloud-to-ground lightning properties from high-speed video observations. **Journal of Geophysical Research**, v.111, n.2, p.D03101, 2006a.

- SABA, M. M. F.; BALLAROTTI, M. G.; PINTO Jr., O. Relation between lightning return stroke peak current and following continuing current. **Geophysical Research Letters**, v.33, n.12, p.L23807, 2006b.
- SABA, M. M. F., et al. Positive leader characteristics from high-speed video observations. **Geophysical Research Letters**, v.35, n.4, p.L07802, 2008.
- SABA, M. M. F., et al. High-speed video observations of positive ground flashes produced by intracloud lightning. **Geophysical Research Letters**, v.36, n.6, p.L12811, 2009.
- SABA, M. M. F.; SCHULZ, W.; CAMPOS, L. Z. S. M components or cloud-to-ground subsequent strokes?. In: INTERNATIONAL LIGHTNING DETECTION CONFERENCE, 21, 19 abr. 2010, Orlando. **Proceedings...** Tucson: Vaisala, 2010a. CD-ROM.
- SABA, M. M. F., et al. High-speed video observations of positive lightning flashes to ground. **Journal of Geophysical Research**, v.115, p.D24201, 2010b.
- SÃO SABBAS, F. T., et al. Statistical analysis of space-time relationships between sprites and lightning. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v.65, p.525-535, 2003.
- SARAIVA, A. C. V., et al. A comparative study of negative cloud-to-ground lightning characteristics in São Paulo (Brazil) and Arizona (USA) based on high-speed video observations. **Journal of Geophysical Research**, v.115, p.D11102, 2010.
- SCHONLAND, B. F. J. Progressive lightning, 4, The discharge mechanism. **Proceedings of the Royal Society**, v.A164, p.132-150, 1938.
- SCHONLAND, B. F. J. The lightning discharge. **Handbuch der Physik**, v.22, p.576-628, 1956.
- SCHONLAND, B. F. J; COLLENS, H. Progressive lightning. **Proceedings of the Royal Society**, v.A143, p.654-674, 1934.
- SCHONLAND, B. F. J.; MALAN, D. J.; COLLENS, H. Progressive lightning, 2. **Proceedings of the Royal Society**, v.A152, p.595-625, 1935.
- SCHONLAND, B. F. J.; MALAN, D. J.; COLLENS, H. Progressive lightning, 6. **Proceedings of the Royal Society**, v.A168, p.455-469, 1938.
- SHAO, X. M., et al. Radio interferometric observations of cloud-to-ground lightning phenomena in Florida. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.D2, p.2749-2783, 1995.
- SHAPIRO, S. S.; WILK, M. B. An analysis of variance test for normality (complete samples). **Biometrika**, v.52, n.3/4, p.591-611, 1965.
- SHINDO, T.; UMAN, M. A. Continuing current in negative cloud-to-ground lightning. **Journal of Geophysical Research**, v.94, p.5189-5198, 1989.

THOTTAPPILLIL, R.; RAKOV, V. A.; UMAN, M. A. K and M changes in close lightning ground flashes in Florida. **Journal of Geophysical Research**, v.95, n.10, p.18631-18640, 1990.

THOTTAPPILLIL, R. et al. Properties of M components from currents measured at triggered lightning channel base. **Journal of Geophysical Research**, v.100, n.12, p.25711-25720, 1995.

UMAN, M. A. **The lightning discharge**. 1. ed. Orlando: Academic Press, 1987. 377p. ISBN 0-12-708350-2.

VISION RESEARCH. **Phantom v310 data sheet**, Rev. Nov. 2010. Wayne: AMETEK Company. 2010. 4 p.

WANG, D.; TAKAGI, N. A downward positive leader that radiated optical pulses like a negative stepped leader. **Journal of Geophysical Research**, v.116, p.D10205, 2011.

WARNER, T. A. Observations of simultaneous upward lightning leaders from multiple tall structures. Aceito pela revista **Atmospheric Research**. Acesso em: 3 out. 2011.

WARNER, T. A., et al. Spectral (600-1050 nm) time exposures (99.6  $\mu$ s) of a lightning stepped leader. **Journal of Geophysical Research**, v.116, p.D12210, 2011.

WILLIAMS, E. R. The tripole structure of thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, v.94, n.D11, p.13151-13167, 1989.

WILLIAMS, E. R. Problems in lightning physics – the role of polarity asymmetry. **Plasma Sources Science and Technology**, v.15, p.S91-S108, 2006.

WILLIAMS, E.; HECKMAN, S. Polarity asymmetry in lightning leader speeds: implications for current cutoff and multiple strokes in cloud-to-ground flashes. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON ATMOSPHERIC ELECTRICITY, 14., 7 ago. 2011, Rio de Janeiro. **Proceedings...** São José dos Campos: INPE, 2011. Pen drive.

WILLIAMS, E., et al. Polarity asymmetry of sprite-producing lightning: A paradox? **Radio Science**, v.42, n.2, p.RS2S17, 2007.

YASHUNIN, S. A.; MAREEV, E. A.; RAKOV, V. A. Are lightning M components capable of initiating sprites and sprite halos? **Journal of Geophysical Research**, v.112, p.D10109, 2007.

YOKOYAMA, S., et al. Winger lightning on Japan Sea Coast – Development of measuring system on progressing feature of lightning discharge. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v.5, n.3, p.1418-1425, 1990.

YOS, J. M. **Transport properties of nitrogen, hydrogen, oxygen, and air to 30,000°K**. Wilmington: Avco Corporation, 1963. 62 p. Disponível em: <[www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?AD=AD0435053](http://www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?AD=AD0435053)>. Acesso em: 22 abr. de 2012.

## APÊNDICE A – CÓDIGO-FONTE DO PROGRAMA DESENVOLVIDO PARA OBTENÇÃO DE CURVAS DE LUMINOSIDADE *VERSUS* TEMPO

Apresentamos a seguir o código-fonte do programa desenvolvido anteriormente em linguagem IDL para obter curvas de luminosidade *versus* tempo a partir das imagens fornecidas pelas câmeras rápidas. Ele se encontra adaptado para um dos casos estudados (vídeo 343) e foi integralmente comentado.

```
pro lum_int, filme
device, decomposed = 0
loadct, 0

;define caminho das imagens que serao analisadas
path = 'D:\CC_Ms\343\'

;guarda todas as imgs .tif presentes em path no array result
result = findfile(path+'*.tif', count=count)

;forca as variaveis utilizadas nos calculos como sendo float
somatorio = 0.0
npixels = 0.0
medRaio = 0.0
medCalib = 0.0

if count ne 0 then begin
    ;vetor para a media de luminosidade em cada imagem
    medImg = make_array(count, /float, value=0.0)

    ;vetor para o desvio padrao dos dados
    desv = make_array(count, /float, value=0.0)

    ;abre arquivo dados.txt em path para armazenar resultados
    Openw, dados, path+'dados.txt', /Get_LUN

    for j = 0, n_elements(result) - 1 do begin
        medRaio = 0.0
        medCalib = 0.0

        ;copia imagens para vetor stroke
        stroke = READ_TIFF(result[j])

        ;exibe as imagens conforme sao analisadas
        TV, stroke

        ;seta inicio e fim da area do canal do raio:
        hor_i = 343
        ver_i = 1
        hor_f = 379
        ver_f = 139

        ;seleciona seccao horizontal para analise
        s_hor = stroke[*,ver_i:ver_f]

        ;secciona verticalmente gerando trecho final para analise
        img_final = s_hor[hor_i:hor_f,*]

        ;cria array temporario para calibracao
        tmp = READ_TIFF(result[j])

        ;seta inicio e fim da area de calibracao:
        ;horizontal
        calibh_i = 153
        calibh_f = 166
        ;vertical
        calibv_i = 89
        calibv_f = 167

        ;secciona trecho definitivo para calibracao de flutuacao luminosa
        calib = tmp[calibh_i:calibh_f,calibv_i:calibv_f]
```

```

;zera as variaveis utilizadas como somatorio e numero de pixels
;validos para calcular a media
somatorio = 0.0
npixels = 0.0

;soma pixels da area do raio excluindo saturados (=255)
for i = 0, ((hor_f - hor_i) - 1) do begin
  for k = 0, ((ver_f - ver_i) - 1) do begin
    if img_final[i,k] ne 255 then begin
      somatorio = somatorio + img_final[i,k]
      npixels = npixels + 1
    endif
  endfor
endfor

;calcula media dos pixels da area do raio
medRaio = somatorio / npixels

validos ;reseta as variaveis do somatorio da media e numero de pixels
;utilizados para calcular a media
somatorio = 0.0
npixels = 0.0

;soma pixels da area de calibracao excluindo saturados (=255)
for i = 0, ((calibh_f - calibh_i) - 1) do begin
  for k = 0, ((calibv_f - calibv_i) - 1) do begin
    if calib[i,k] ne 255 then begin
      somatorio = somatorio + calib[i,k]
      npixels = npixels + 1
    endif
  endfor
endfor

;calcula media da area de calibracao
medCalib = somatorio / npixels

;elimina flutuacao de luminosidade
medImg[j] = medRaio - medCalib

;imprime resultados conforme sao calculados
print,result[j]+ '          => Média das Somas de cada Linha:
',medImg[j]

;grava resultados para o arquivo dados.txt criado em path
Printf, dados, medImg[j]
endfor

;libera unidade logica alocada para o arquivo dados.txt
Free_LUN, dados

;plota grafico luminosidade vs frames
window, 1, xpos = 0, ypos = 0, xsize = 800, ysize = 700, title='Grafico
da energia média'

plot, medImg,$
xtitle = 'frame (ms)', ytitle = 'Valor médio de luminosidade', title =
'Grafico da energia média'

endif

end

```