

**Universidade de São Paulo**  
Instituto de Física

**Desenvolvimento de Sistema de Aquisição e  
Tratamento de Dados para Medidas de Parâ-  
metros de Transporte de Elétrons em Gases**

Marco Antonio Ridenti

Orientador: Prof. Dr. Paulo Pascholati

Dissertação de mestrado apresentada ao  
Instituto de Física para a obtenção do tí-  
tulo de Mestre em Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati (IFUSP)

Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho (CTA)

Dr. Eduardo Luiz Augusto Macchione (IFUSP)

São Paulo  
2010

Ridenti, Marco Antonio

Desenvolvimento de sistema de aquisição e tratamento de dados para medidas de parâmetros de transporte de elétrons em gases. – São Paulo, 2010.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física, Depto. de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati

Área de Concentração: Física Geral

Unitermos: 1. Física Experimental;  
2. Descarga Elétrica, Teoria Cinética; 3. Teoria Cinética dos Gases; 4. Instrumentação (Física)

USP/IF/SBI-030/2010

*Em honra daquele que é o princípio de toda a sabedoria, criador de todas as coisas,  
visíveis e invisíveis.*



## Resumo

Esta dissertação descreve um experimento de Townsend pulsado cuja finalidade foi obter experimentalmente parâmetros de transporte de elétrons em gases, em particular em nitrogênio e isobutano, em uma faixa de campo elétrico reduzido entre 130 Td e 210 Td. Os parâmetros de transporte obtidos foram a velocidade média do centro de massa da nuvem eletrônica, a taxa de ionização e o coeficiente de ionização (primeiro coeficiente de Townsend). Essas grandezas foram determinadas a partir da análise do sinal eletrônico induzido pelos elétrons em deslocamento entre dois eletrodos de placas paralelas. Para efetuar essa análise, foi desenvolvido um modelo que relaciona a dinâmica dos elétrons no meio gasoso com o sinal induzido. Esse modelo permitiu a dedução de uma função explícita do tempo e de parâmetros relacionados com os parâmetros físicos, que foram estimados por meio do ajuste da função aos resultados experimentais pelo método dos mínimos quadrados. Além do método de análise, este trabalho descreve um código computacional de aquisição e controle, especialmente desenvolvido para integrar as diversas operações de controle instrumental e aquisição de dados. Foram realizadas várias séries de medições nas mesmas condições e verificou-se a repetibilidade dos resultados. Os parâmetros de transporte em nitrogênio reproduziram os resultados da literatura e de cálculos teóricos dentro dos limites de erro dos resultados experimentais. No caso do isobutano, cujos parâmetros de transporte em elétrons são escassos na literatura, verificou-se que a estimativa do coeficiente de ionização é consistente com os resultados da literatura baseados em medições em um intervalo de campo elétrico reduzido mais elevado.

## Abstract

This thesis describes a pulsed Townsend experiment whose purpose was to obtain experimentally the transport parameters of electron in gases, particularly nitrogen and isobutane, within a range of reduced electric field between 130 Td and 210 Td. The transport parameters obtained were the average speed of center of mass of the electron cloud, the ionization rate and ionization coefficient (first Townsend coefficient). These quantities were obtained from the analysis of the electronic signal induced by electrons moving between two parallel plate electrodes. To perform this analysis, we developed a model that relates the dynamics of electrons in gaseous medium with the induced signal. This model allowed the deduction of an explicit function of time and parameters related to the physical parameters, which were estimated by fitting the function to the experimental results by the method of least squares. Besides the method of analysis, this paper describes a computer program especially designed to integrate the various processes of instrumental control and data acquisition. We performed several sets of measurements under the same conditions and verified the repeatability of results. The transport parameters in nitrogen reproduced the results of the literature and theoretical calculations within the error limits of the experimental results. In the case of isobutane, whose electron transport parameters have been poorly studied, it was found that the estimation of ionization coefficient agrees well with the literature results based on measurements in a range of higher reduced electric field.

# Agradecimentos

Não seria exagero afirmar que qualquer obra de autoria pessoal deve a maior parte de seus méritos ao trabalho de muitos outros, e também ao auxílio e ao suporte, tanto intelectual (por que não incluir também o apoio emocional?) quanto material, prestado por muitas pessoas, individualmente ou por meio de instituições. Talvez os mais pessimistas poderiam argumentar que muito mais são os que colocam dificuldades e obstáculos, em vez de ajudar ou, pelo menos, não se intrometer. Mas, ainda que isso às vezes possa acontecer – não aconteceu no caso deste trabalho – por esse mesmo motivo é importante reconhecer e agradecer a ajuda de todos. Sobretudo, também não é exagero afirmar que se não fosse a ajuda de todos dos quais farei menção aqui – e de muitos outros que passaram ocultos – este trabalho jamais teria sido possível.

Em primeiro lugar, agradeço aos meus pais, Marcelo Siqueira Ridenti e Sandra Gouretti Unbehau, por terem investido generosamente na minha educação básica, sem a qual a realização de tudo mais teria sido inimaginável. Se há algum mérito neste trabalho, devo a eles; se, por outro lado, há demérito, por justiça ele deve recair totalmente sobre o autor. Há muitas pessoas e instituições, como por exemplo professores, amigos, colégios etc, que também mereceriam ser citados, mas, para não aborrecer o leitor com listas enormes, será feita referência apenas àqueles que me ajudaram diretamente a realizar o trabalho.

Em primeiro lugar agradeço ao prof. Paulo Pascholati, professor doutor do Instituto de Física da USP, orientador deste trabalho, por ter acompanhado o seu desenvolvimento e auxiliado nas encruzilhadas mais difíceis pelo caminho. Também devo muitos agradecimentos à profa. Carmem Bueno, pesquisadora associada do IPEN (Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares) e professora titular da PUC-SP, por ter proposto um trabalho de colaboração em um experimento fascinante, abrindo as portas do Laboratório de Desenvolvimento de Novos Tipos de Detetores, localizado no Centro de Tecnologia da Radiações, no IPEN. Também agradeço à profa. Josemary Gonçalves, professora doutora da PUC-SP e pesquisadora do IPEN, e à profa. Suzana Botelho, professora doutora da PUC-SP, pela fundamental contribuição ao experimento. Devo especial reconhecimento

aos mestres Túlio Vivaldini e Iara Batista, que também trabalharam no projeto, por terem fornecido muitas informações detalhadas sobre o experimento. Ao Túlio, em particular, devem ser atribuídos os resultados experimentais deste trabalho, pois foi quem realizou as medidas e forneceu os dados. Agradeço-o por ter acolhido a recomendação de utilizar o software aqui desenvolvido para efetuar as medições, ainda que isso possa ter custado algum tempo a mais na duração total da experiência.

A fundamentação teórica deste trabalho não teria sido possível sem a colaboração da profa. Margarida Fraga, professora auxiliar da Universidade de Coimbra e pesquisadora do Laboratório de Instrumentação e Partículas (LIP), em Coimbra, Portugal, por meio de um curso de curta duração sobre teoria de transporte de elétrons em gases, realizado no IPEN. A análise dos resultados experimentais foi possível graças à disponibilização do código de análise desenvolvido pelo prof. Paulo Fonte, do Instituto Superior de Engenharia de Coimbra, pesquisador do LIP, em que foi proposta a função modelo utilizada neste trabalho para ajustar os dados e obter os parâmetros de transporte. Também devo especial agradecimento ao pesquisador Alessio Mangiarotti, do LIP-Coimbra, pelas discussões que ajudaram a interpretar os resultados e elucidar as questões relacionadas aos métodos numéricos utilizados para obter os parâmetros de transporte. Por fim, agradeço ao técnico doutor Eduardo Macchione, do Laboratório de Instrumentação e Partículas<sup>1</sup>, do Instituto de Física da USP, pelas sugestões de melhorias ao aparato experimental.

Finalmente, não poderia deixar de expressar meus sinceros agradecimentos ao CNPq por me ter concedido uma bolsa durante os dois anos de desenvolvimento deste trabalho, sem a qual não poderia ter conduzido essa pesquisa até o fim.

---

<sup>1</sup>Coincidentemente, o LIP de Coimbra, Portugal, tem o mesmo nome que o LIP do Instituto de Física da USP. Contudo, são laboratórios distintos.





# Sumário

<b>Sumário</b>	<b>i</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Escopo, Motivação e Objetivos . . . . .	1
1.2 Revisão Histórica . . . . .	5
1.2.1 Determinação experimental dos parâmetros de transporte . . . . .	6
1.2.1.1 Velocidade de deriva . . . . .	6
1.2.1.2 Taxa de ionização e coeficiente de ionização . . . . .	8
1.3 Estrutura da Dissertação . . . . .	10
<b>2 Teoria de Transporte</b>	<b>13</b>
2.1 Função Distribuição . . . . .	14
2.2 Equação de Boltzmann . . . . .	16
2.2.1 Termo de colisão . . . . .	17
2.2.2 Aproximação de Lorentz . . . . .	18
2.2.3 Teoria do regime hidrodinâmico . . . . .	24
2.2.4 Expansão em série de potências do gradiente da densidade . . . . .	26
2.2.5 Primeiro coeficiente de Townsend . . . . .	29
2.3 Carga Eletrônica Total . . . . .	30
2.4 Resultados Numéricos - Bolsig+ e Magboltz 8.6 . . . . .	33
2.4.1 Bolsig+ . . . . .	34
2.4.2 Magboltz 8.6 . . . . .	39
<b>3 Experimento</b>	<b>43</b>
3.1 Aparato Experimental . . . . .	44
3.1.1 Câmara de ionização e deriva de elétrons . . . . .	44
3.1.2 Circuito elétrico . . . . .	48
3.1.3 <i>Front End</i> – amplificador e eletrômetro . . . . .	49
3.1.4 Fonte de laser e sistema de disparo . . . . .	51
3.1.5 Osciloscópio . . . . .	53
3.1.6 Fonte de alta tensão . . . . .	53
3.2 Procedimento Experimental . . . . .	54
3.2.1 Cuidados especiais e controle das condições experimentais . . . . .	54
3.2.2 Procedimento de medição . . . . .	55
3.2.3 Fontes de erro experimental . . . . .	57
3.2.3.1 Campo elétrico . . . . .	57
3.2.3.2 Pressão, temperatura e gás . . . . .	58

3.2.3.3	Sinal induzido . . . . .	58
3.3	Fenomenologia do Experimento . . . . .	59
3.3.1	Indução de corrente nos eletrodos por cargas em movimento . . . . .	59
3.3.1.1	Relação entre sinal e carga gerada por ionização . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Aquisição e Controle</b> . . . . .	<b>71</b>
4.1	Requisitos do Sistema . . . . .	71
4.1.1	Configuração do experimento . . . . .	72
4.1.2	Aquisição de dados . . . . .	73
4.1.3	Outros requisitos . . . . .	73
4.1.4	Análise de dados . . . . .	73
4.2	Solução e Resultados . . . . .	74
4.2.1	Linguagem de programação . . . . .	74
4.2.2	Barramento GPIB . . . . .	74
4.2.3	Controle da tensão elétrica . . . . .	75
4.2.4	Aquisição de dados . . . . .	76
4.2.5	Interface Gráfica do Usuário (GUI) . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Método de Análise</b> . . . . .	<b>83</b>
5.1	Ajuste não Linear . . . . .	83
5.1.1	Função modelo . . . . .	85
5.1.2	Estimativa dos parâmetros de transporte . . . . .	85
5.1.2.1	Unidades dos parâmetros de transporte . . . . .	86
5.1.2.2	Determinação de $\tau_0$ . . . . .	86
5.2	Ajustes e Avaliação de Incertezas . . . . .	89
5.2.1	Ajuste aos pontos experimentais . . . . .	89
5.2.2	Avaliação da incerteza dos parâmetros de transporte . . . . .	92
5.2.2.1	Velocidade de deriva . . . . .	92
5.2.2.2	Taxa de ionização . . . . .	93
5.2.2.3	Coefficiente de ionização . . . . .	94
<b>6</b>	<b>Resultados e Discussões</b> . . . . .	<b>95</b>
6.1	Resultados em Nitrogênio . . . . .	95
6.1.1	Nitrogênio - aparato <b>A</b> . . . . .	95
6.1.2	Nitrogênio - aparato <b>B</b> . . . . .	97
6.1.2.1	Conjunto de medidas de 15/10/2009 – manhã . . . . .	97
6.1.2.2	Conjunto de medidas de 15/10/2009 – tarde . . . . .	100
6.1.2.3	Conjunto de medidas de 18/10/2009 . . . . .	103
6.1.3	Comparação entre os aparatos <b>A</b> e <b>B</b> – $N_2$ . . . . .	106
6.1.4	Resultados combinados – $N_2$ . . . . .	109
6.2	Resultados em Isobutano . . . . .	121
6.2.1	Aparato <b>B</b> . . . . .	121
6.2.1.1	Conjunto de medidas de 14/10/2009 – manhã . . . . .	121
6.2.1.2	Conjunto de medidas de 14/10/2009 – tarde . . . . .	123
6.2.2	Resultados combinados – isobutano . . . . .	128

<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>137</b>
7.1	Modelo . . . . .	137
7.2	Experimento . . . . .	138
7.2.1	Aparato experimental . . . . .	138
7.2.2	Programa de controle e aquisição . . . . .	140
7.3	Resultados Experimentais . . . . .	141
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Corrente de deslocamento</b>	<b>151</b>
<b>B</b>	<b>Código do RPCLab</b>	<b>153</b>
B.1	Função RPCLab.m . . . . .	154
B.2	Função AcquireWaveForm.m . . . . .	176
B.3	Função AcquireCurrent.m . . . . .	178
B.4	Função AplicaTensao.m . . . . .	180
B.5	Função BaixaTensao.m . . . . .	182
B.6	Função IniciaKeithley.m . . . . .	184
B.7	Função IniciaSpellman.m . . . . .	186
B.8	Função FinalizaKeithley.m . . . . .	187
B.9	Função FinalizaSpellman.m . . . . .	188
B.10	Função PlotaAquisic.m . . . . .	189
B.11	Função SalvaAquisic.m . . . . .	191



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Escopo, Motivação e Objetivos

O objetivo dessa seção é dar uma visão geral a respeito das principais motivações dos estudos experimentais e teóricos a respeito dos parâmetros de transporte. Será dada maior ênfase naquela que é a motivação particular que serviu desde o início como justificativa para esse trabalho; a obtenção experimental de parâmetros de transporte que ajudariam a compor um conhecimento fundamental necessário à caracterização e construção de detectores gasosos, com ênfase especial em um detector muito utilizado na pesquisa de física de partículas em altas energias, o detector de placas resistivas (*Resistive Plate Chamber – RPC*).

No entanto, antes de falar especificamente sobre as motivações para o estudo dos parâmetros de transporte, é importante ter uma visão geral de um contexto maior em que se insere: a *física de descargas*. Em física de plasmas existe um amplo campo de estudo que trata a respeito dos plasmas de baixa temperatura, fracamente ionizados e fora da condição de equilíbrio termodinâmico local. A componente eletrônica desse tipo de plasma é conhecida geralmente como descarga elétrica, pois é originada a partir da colisão ionizante de elétrons livres em um gás neutro sob a influência de algum campo eletromagnético<sup>1</sup>. Na medida em que as condições em que podem ocorrer descargas elétricas são muito variadas, trata-se de um fenômeno complexo e multi-facetado, com um enorme histórico de fatos experimentais e modelos teóricos.

O estudo das descargas elétricas possui um número enorme de aplicações tecnológicas, dentre as quais se destaca pela importância atual as técnicas de processamento de superfície de materiais utilizadas em larga escala na indústria de

---

<sup>1</sup>Alguns autores preferem designar esse campo de estudo com o termo *física de descargas*, reservando o termo física de plasmas ao estudo de plasmas sob a influência de campos magnéticos, como os plasmas em altas temperaturas para fusão termonuclear [1].

microeletrônica [2], por exemplo. Outras aplicações técnicas de grande importância fazem uso do conhecimento fundamental da física de descargas, como os lasers de  $\text{CO}_2$ , diodos valvulados, *plasmatrões*, detectores gasosos em física de altas energias, etc. [1]. Essas são apenas algumas das aplicações de destaque da física de descarga, historicamente importantes, muito dentre as quais ainda hoje são de interesse em muitas áreas do conhecimento técnico-científico.

Esse tipo de plasma tem como característica um grau de ionização baixo e por essa razão é uma plasma *fracamente ionizado*<sup>1</sup>. Ao mesmo tempo, é um plasma fora do equilíbrio, o que significa que a temperatura dos elétrons é muito superior à temperatura das outras espécies (partículas neutras e íons), ao contrário dos plasmas em equilíbrio termodinâmico local, em que todas as espécies estão em equilíbrio térmico. Em muitos casos, a temperatura das espécies neutras ou dos íons não difere muito da temperatura ambiente típica de 300 K, como por exemplo as descargas luminosas encontradas nas lâmpadas fluorescentes ou televisão à plasma.

Existem muitos tipos de descargas elétricas, cujas diferenças podem ser atribuídas às condições físicas a que estão sujeitas, como por exemplo a temperatura, a densidade, a pressão e a natureza do gás ou o tipo de campo eletromagnético que produz e mantém a descarga. Uma distinção importante, fundamental para a compreensão do objeto de estudo particular deste trabalho, é o conceito de descarga auto-sustentada e não auto-sustentada. Para compreender essa distinção, será utilizado um exemplo especialmente adequado pelo fato de pertencer ao contexto dos detectores gasosos. Um gás confinado em uma região de campo elétrico constante, ao ser submetido a uma radiação ionizante, como por exemplo raios X, radiação  $\alpha$ ,  $\beta$  ou  $\gamma$ , sofre ionização e conseqüentemente os elétrons resultantes, sob a influência do campo elétrico, começam a se mover na direção oposta ao campo e eventualmente são coletados pelos eletrodos. Se o campo elétrico for suficientemente baixo e a densidade de moléculas suficientemente alta para que um elétron não adquira no seu livre caminho médio uma energia grande o suficiente para gerar novas ionizações, então a corrente elétrica produzida pela descarga só poderá continuar enquanto a radiação estiver incidindo sobre o volume do gás. Esse é um exemplo de descarga não auto-sustentada e corresponde exatamente ao princípio de funcionamento de uma câmara de ionização.

À medida que o campo elétrico aumenta, os elétrons podem eventualmente adquirir no seu livre caminho médio uma energia maior do que o potencial de

---

<sup>1</sup>O grau de ionização é definido como a razão entre a densidade de átomos ou moléculas ionizadas  $n_{ion}$  e a densidade de partículas neutras  $n_n$  mais a densidade de elétrons livres  $n_e$ ,  $n_{ion}/(n_n + n_e)$  e, num gás fracamente ionizado, apresenta tipicamente um valor inferior a  $10^{-4}$ .

ionização da molécula e ionizá-la. Resulta dessa colisão dois elétrons, que eventualmente poderão adquirir uma energia suficientemente elevada para produzir uma nova colisão ionizante, desencadeando um processo de avalanche. Essa descarga é conhecida como avalanche de *Townsend*, em referência J.S.E Townsend, cientista irlandês responsável pela descoberta das leis que governam uma descarga gasosa em um campo elétrico uniforme. No entanto, esse processo não evolui necessariamente para uma descarga auto-sustentada, ou seja, não necessariamente essa descarga permanece ativa uma vez que a fonte ionizante que a gerou cesse. Apesar disso, é na maioria dos casos o processo precursor de uma descarga auto-sustentada, que se inicia a partir do processo de ruptura (*breakdown*). Em muitas aplicações tecnológicas essa ruptura é desejada, pois o objetivo é obter uma descarga auto-sustentada, como por exemplo a descarga luminosa em uma lâmpada fluorescente. Por outro lado, no caso dos detectores gasosos, em particular daqueles que atuam no regime proporcional, deseja-se obter a descarga de *Townsend*, evitando a todo custo uma descarga auto-sustentada, que, entre os vários efeitos indesejáveis, danificaria o detector, aumentaria o seu tempo morto e inviabilizaria medições em que se busca obter uma boa resolução temporal.

Outra distinção importante é o tipo de campo elétrico que desencadeia e eventualmente mantém uma descarga. Esse campo elétrico pode ser constante no tempo ou variar muito lentamente (baixa frequência, pulsos longos). Pode ser uniforme, como em uma descarga de *Townsend*, ou não uniforme, condição necessária para a formação de uma descarga de tipo corona, por exemplo. O campo elétrico pode variar com o tempo na faixa de radio frequência ( $f \sim 10^5 - 10^8 \text{ Hz}$ ), na faixa de micro-ondas (300 MHz – 300GHz) ou até mesmo na faixa da luz visível, como é o caso das descargas desencadeadas e mantidas por feixes de laser. Cabe mencionar também os plasmas induzidos e mantidos por campos magnéticos, como por exemplo os plasmas induzidos em *tokamaks* para obter fusão nuclear, de natureza muito distinta dos plasmas frios.

Uma descarga de plasma é comumente dividida em duas regiões. Uma delas é conhecida como bainha (*sheath*), localizada nas regiões próximas aos eletrodos ou sondas, que é caracterizada pela não homogeneidade do campo elétrico e por uma carga espacial total positiva. A outra região é o plasma propriamente dito, microscopicamente neutro e colisional.

Em descargas com alto grau de ionização, a carga dos elétrons livres e dos íons pode ter efeito sobre uma carga de prova colocada dentro do plasma, eventualmente blindando-a do efeito de um campo externo. Nas descargas de baixo grau de ionização, o efeito de carga espacial é em muitos casos desprezível, de modo



que qualquer carga de prova sentirá apenas a influência do campo elétrico externo contanto que não esteja participando de um processo de colisão. Essa situação corresponde à situação das descargas de Townsend discutidas neste trabalho.

Nesse tipo de descarga de Townsend, em que o efeito de cargas espaciais é desprezível, também pode existir na descarga uma região equivalente à bainha. Longe da influência dos eletrodos e das regiões de contorno, se localiza a descarga propriamente dita, em uma situação de *equilíbrio hidrodinâmico*. Esse equilíbrio é possível em uma situação física em que a densidade de elétrons livres é tão baixa que o efeito das interações mútuas ou do movimento das espécies neutras ou íons tem influência desprezível sobre a dinâmica dos elétrons. Esses elétrons livres ganham energia do campo elétrico externo, em nada atenuado pelo efeito das cargas espaciais, e a perdem em colisões binárias com as espécies neutras. O equilíbrio hidrodinâmico é essencialmente caracterizado pela situação em que, em média, toda energia excedente fornecida aos elétrons pelo campo é dissipada nas colisões, de modo que a dinâmica dos elétrons pode ser caracterizada por uma energia média constante no tempo e uma função distribuição de energia, que não é necessariamente Maxwelliana. A situação de equilíbrio hidrodinâmico não implica a existência de um equilíbrio termodinâmico; pelo contrário, a função distribuição de energia dos elétrons é caracterizada por uma energia média muito superior à energia média das espécies neutras em equilíbrio termodinâmico.

Nessa condição de equilíbrio, a descarga pode ser caracterizada pelos parâmetros de transportes, grandezas macroscópicas mensuráveis e constantes no tempo, como, por exemplo, a taxa de ionização, a velocidade de deriva, o coeficiente de difusão longitudinal e transversal. O conhecimento dos parâmetros de transporte é de fundamental importância em vários contextos. Um deles é a sua aplicação nos modelos de fluidos, utilizados para descrever descargas a partir de grandezas macroscópicas como a densidade, o momento e a energia dos elétrons e que necessitam dos parâmetros de transporte como parâmetro de entrada [3]. Outra aplicação historicamente importante é a sua utilização para validar ou normalizar um conjunto de seções de choque, tanto elásticas quanto inelásticas, de colisões de elétron em baixas energias ( $\sim 1\text{eV} - 25\text{eV}$ ) com átomos ou moléculas neutras [2]. Essas seções de choque não somente são importantes em física fundamental, isto é, na teoria de espalhamento no contexto da física atômica e molecular, mas também nas aplicações tecnológicas dos plasmas frios.

Finalmente, tais parâmetros de transporte são de fundamental importância no contexto da física de detectores de partículas, pois fazem parte do conhecimento fundamental necessário à caracterização e construção de detectores gasosos. Há inúmeros exemplos que ilustram esse fato. No caso dos detectores proporcionais,

o ganho de carga do detector é determinado pela taxa de ionização e velocidade de deriva dos elétrons. A resolução temporal de um detector de placas resistivas é limitada pelo coeficiente de difusão longitudinal e pelo tempo médio de voo dos elétrons do local onde foram produzidos até o ânodo, o que depende da velocidade de deriva. A resolução espacial em uma câmara proporcional multi-fios (*Multiwire Proportional Chambers – MWPC*), por outro lado, é limitada pela difusão transversal dos elétrons. Outro exemplo foi o importante avanço em relação às *MWPC* com a câmara de deriva (*drift chamber*), detector capaz de obter informação adicional a respeito da posição da partícula a partir do tempo de voo dos elétrons até o ânodo [4]. Esse mesmo princípio é utilizado em um outro tipo de detector ainda mais sofisticado, a câmara de projeção no tempo (*time projection chamber – TPC*) [5].

Este trabalho faz parte de um esforço colaborativo de um grupo de pesquisadores do *Laboratório de Desenvolvimento de Novos Tipos de Detectores Gasosos*, no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, para montar um experimento cujo objetivo é medir a velocidade de deriva, a taxa de ionização e o primeiro coeficiente de Townsend no isobutano, um gás molecular em que os parâmetros de transporte de elétrons foram pouco estudados. O isobutano é um gás muito utilizado em detectores gasosos, em especial nas câmaras de placas resistivas, pois a velocidade de deriva dos elétrons nesse gás varia pouco com a temperatura, pressão e campo elétrico dentro de um intervalo considerável, característica muitas vezes desejável em gases para detectores. Além disso, ao ser usado em misturas gasosas, pode atuar com a espécie que produz o efeito *quench* [6] ou para compor misturas do tipo *tissue equivalent*, muito utilizadas em dosimetria. Para verificar as condições de repetibilidade e reprodutibilidade dos resultados experimentais, uma série de medidas com o mesmo aparato e nas mesmas condições foram conduzidas com o nitrogênio, um gás em que os parâmetros de transporte já são muito bem conhecidos.

## 1.2 Revisão Histórica

Existe na literatura uma grande quantidade de estudos experimentais e teóricos sobre parâmetros de transporte de elétrons submetidos a campos eletromagnéticos em gases fracamente ionizados. A motivação para tais estudos é muitíssimo variada (eletrônica gasosa, detectores gasosos, estudo de seções de choque, laser etc.) e uma enorme quantidade de técnicas experimentais diferentes tem sido desenvolvidas ao longo do tempo. Embora esse já tenha sido considerado um dos

maiores campos de pesquisa da física na primeira metade do século XX [7], esse assunto continua sendo tema de pesquisas recentes, fato comprovado pela grande quantidade de estudos nos últimos trinta anos contendo avanços significativos nos métodos experimentais e teóricos. Compilações de dados experimentais em uma variedade grande de gases podem ser encontradas em [7–9]. Um livro recente de *Raju* (2006) [8] contém uma compilação bastante completa de resultados experimentais, além de dar uma descrição panorâmica dos principais avanços teóricos no campo da teoria de transporte nos últimos cinquenta anos.

Os experimentos que tem como finalidade obter os parâmetros de transporte são comumente designados na literatura como *swarm experiments*, termo de difícil tradução para a língua portuguesa. Nessa seção, será feito um breve levantamento dos principais métodos experimentais utilizados para obter os parâmetros de transporte, com especial ênfase nos trabalhos que envolveram a obtenção dessas grandezas no nitrogênio, gás muitíssimo estudado, pela sua importância em aplicações tecnológicas (laser, física atmosférica etc.) e no isobutano, gás pouco estudado, apesar de ser muito utilizado em detectores gasosos.

Em geral, os parâmetros de transporte podem ser definidos tanto na situação em que apenas atua sobre os elétrons um campo elétrico quanto na situação em que atuam simultaneamente um campo magnético e elétrico. Este trabalho se restringe ao primeiro caso e em particular a campos uniformes. Portanto, será dada maior ênfase aos experimentos que envolvem essas mesmas condições físicas. Isso não significa que o outro caso não tenha importância; pelo contrário, muitos detectores gasosos, como a *MWPC* ou a *TPC*, fazem uso de campo magnético e logicamente também é interessante determinar os parâmetros de transporte nessas condições.

## 1.2.1 Determinação experimental dos parâmetros de transporte

### 1.2.1.1 Velocidade de deriva

Historicamente, muitos métodos distintos foram desenvolvidos para obter a velocidade de deriva de elétrons em gases. Alguns desses métodos permitem a obtenção não somente da velocidade de deriva, mas também da velocidade de deriva magnética (componente da velocidade provocada pela ação do campo magnético) e os coeficientes de difusão longitudinal ou transversal. Nos parágrafos abaixo, serão descritos brevemente os mais importantes desses métodos.

Um dos métodos mais antigos de que se tem notícia foi proposto por Townsend e é conhecido como o método da deflexão magnética (*Townsend magnetic deflection method*). Em poucas palavras, o experimento consiste em fazer uma nuvem ele-

trônica em regime de equilíbrio hidrodinâmico se mover sob a influência de um campo elétrico e magnético perpendiculares entre si em uma câmara contendo gás [10]. O campo magnético deve ser muito baixo, de modo que seja capaz de defletir o feixe de elétrons de um pequeno ângulo  $\vartheta$  e não cause nenhuma perturbação apreciável na função distribuição de elétrons. O ânodo possui uma região interna e regiões externas, de modo que a relação entre as correntes medidas nessas diferentes porções fornece uma medida do ângulo de deflexão. Esse ângulo está relacionado com a razão entre as velocidade de deriva e de deriva magnética, e, contanto que o campo elétrico e magnético sejam conhecidos, pode ser usado para obter a velocidade de deriva [10].

Outro tipo de experimento muito utilizado para essa finalidade é conhecido como método de Bradbury e Nielsen. O princípio fundamental desse tipo de experimento é bastante simples. Uma nuvem de elétrons em movimento sob a influência de um campo elétrico constante passa por duas regiões  $L_1$  e  $L_2$ , onde são colocados dispositivos capazes de impedir ou permitir a passagem dos elétrons (*shuter*). Esses dispositivos permitem a passagem dos elétrons periodicamente, durante um intervalo de tempo pequeno em relação ao período em que bloqueia a passagem e ao tempo de duração do deslocamento do centro de massa dos elétrons entre as duas regiões. Os dois dispositivos estão sincronizados, de modo que a corrente que passa por  $L_2$  é máxima sempre que o tempo de deslocamento dos elétrons entre as duas regiões é um múltiplo inteiro do período do *shuter*. Portanto, as frequências para as quais as correntes são máximas fornecem o tempo de voo dos elétrons e portanto a velocidade, contanto que o espaçamento entre  $L_1$  e  $L_2$  seja conhecido. A título de exemplo, pode ser consultado o trabalho de Blevin e Hasan (1967) em que são apresentados os resultados experimentais para o nitrogênio a partir de uma versão aprimorada desse tipo de experimento [11].

Outro método muito utilizado nos últimos cinquenta anos foi proposto em 1963 por Hurst *et al.* [7] e é conhecido como experimento de tempo de voo (*time of flight experiment*). Embora esse tipo de experimento possa apresentar uma grande quantidade de variantes, pode ser descrito nos seus aspectos mais gerais. Esse método consiste em fazer um feixe pulsado de luz ultra-violeta (ou outra fonte radioativa adequada) incidir sobre o cátodo de uma câmara de placas paralelas para extrair alguns poucos elétrons para o meio gasoso, onde a nuvem eletrônica começa a se movimentar sob a influência de um campo elétrico constante. Depois de se deslocarem por um trajeto de comprimento conhecido dentro da câmara, os elétrons são detectados por um detector Geiger-Muller, por exemplo, fornecendo a distribuição temporal dos elétrons. Se o instante em que os elétrons foram gerados é conhecido ou se a distância de percurso puder ser variada, é possível

obter experimentalmente a velocidade de deriva. Da largura da distribuição é possível obter também o coeficiente de difusão longitudinal. Um exemplo desse tipo de experimento, onde são obtidos resultados de parâmetros de transporte em nitrogênio, foi realizado por Nakamura (1987) [12].

O método que será descrito neste trabalho, conhecido como experimento de Townsend pulsado, é em vários aspectos diferente dos métodos anteriores. Todos os experimentos que utilizam esse método obtêm os parâmetros de transporte a partir da variação temporal da corrente ou da carga induzida nos eletrodos pelo movimento da nuvem eletrônica no meio gasoso. Por exemplo, um feixe de laser na faixa do ultra violeta incide sobre o cátodo extraindo alguns elétrons para o meio gasoso ou, alternativamente, o feixe é focalizado em um ponto na região entre as placas, extraindo os elétrons por efeito de multi-ionização, de modo que esses elétrons passam a se deslocar no meio gasoso entre as placas sob o efeito de um campo elétrico uniforme. Essas cargas em movimento induzem um sinal nos eletrodos, cuja forma contém informação a respeito dos parâmetros de transporte. Se a forma do sinal é preservada pelos dispositivos de amplificação, é possível obter o tempo de voo dos elétrons, a taxa de ionização e, sob certas circunstâncias, o coeficiente de difusão longitudinal. Como será mostrado no próximo capítulo 2, esse sinal é proporcional à carga total instantânea dos elétrons, sendo por isso o método ideal para a obtenção direta da taxa de ionização. Um dos poucos exemplos de trabalhos publicados em que se descreve um experimento de Townsend Pulsado para medir os parâmetros de transporte em nitrogênio é o experimento relatado por Frommhold (1960) [13].

### 1.2.1.2 Taxa de ionização e coeficiente de ionização

Uma avalanche de townsend gerada por alguns elétrons em um campo uniforme é caracterizada pela taxa de ionização,  $R_i$ , definida como sendo a quantidade efetiva de novos elétrons que um elétron gera por unidade de tempo pelo efeito das colisões ionizantes. Na condição em que nenhum elétron escapa do meio gasoso e em que a taxa de ionização permanece constante no tempo e no espaço, então a densidade dos elétrons aumenta de acordo com uma lei exponencial do tipo  $n_e(t) = n_e(0)e^{R_i t}$ , onde  $n_e$  é a densidade dos elétrons no instante  $t$  e  $t = 0$  é o instante em que os elétrons iniciais foram produzidos. Os elétrons não são os únicos agentes que contribuem para a ionização das moléculas; no caso das misturas, por exemplo, moléculas excitadas metaestáveis podem transferir a sua energia de excitação para uma outra espécie da mistura, ionizando-a no caso em que o potencial de ionização seja mais baixo do que a energia de excitação. Além disso,

no caso dos gases compostos de átomos ou moléculas de elevada eletroafinidade (0,5 eV - 3 eV), os elétrons podem ser capturados (*attachment*), produzindo uma taxa de ionização efetiva menor do que aquela que seria medida caso tal efeito não ocorresse. Por isso, muitas vezes costuma-se definir a taxa de ionização efetiva como  $R_{\text{eff}} = R_i - R_{\text{att}}$ , onde  $R_{\text{att}}$  é a taxa de captura eletrônica.

No entanto, é muito mais comum encontrar experimentos que, em vez de obter diretamente a taxa de ionização, obtém o coeficiente de ionização, também conhecido como primeiro coeficiente de Townsend, usualmente representado pela letra grega  $\alpha$ . Essa grandeza representa a quantidade média de elétrons produzidos por unidade de trajetória pelo efeito de um elétron ionizante. Salvo algumas restrições, que serão indicadas no capítulo 2, seção 2.2.5, é possível relacionar o coeficiente de ionização com a taxa de ionização de acordo com a fórmula

$$\alpha = R_i/W , \quad (1.1)$$

onde  $W$  é a velocidade de deriva dos elétrons, definida como a velocidade média do centro de massa da nuvem de elétrons.

Um experimento simples e muito conhecido para obter o primeiro coeficiente de Townsend, amplamente descrito na literatura [14], também atribuído a Townsend, é conhecido como experimento de Townsend em regime estacionário (*Steady State Townsend Experiment – SST*). Nesse experimento, o cátodo de uma câmara de placas paralelas contendo o gás a ser estudado é irradiado por uma fonte intermitente e regular de radiação ionizante (raios ultra-violeta, por exemplo) de modo que  $\mathcal{N}_0$  elétrons são arrancados do cátodo por unidade de tempo. Na condição em que ocorre a avalanche de Townsend, a corrente  $i$  medida no ânodo pode ser expressa por meio da fórmula

$$i = e\mathcal{N}_0 e^{\alpha d} . \quad (1.2)$$

onde  $d$  é a distância entre os eletrodos. Se a corrente  $i$  for medida alterando a distância  $d$  e a tensão entre as placas, de modo que o campo  $E = V/d$  seja mantido constante, então é possível obter o parâmetro  $\alpha$  por meio do ajuste da função  $\ln i = \text{cte} + \alpha d$  aos pontos experimentais. A taxa de ionização pode ser determinada por meio da expressão 1.1, contanto que a velocidade de deriva seja conhecida.

Uma das desvantagens desse método está no fato de que muitos gases formam estados metaestáveis, como por exemplo o argônio e o nitrogênio, que, ao colidir com o cátodo, podem fornecer energia suficiente para extrair um elétron da superfície do condutor [15] (*emissão secundária*). Esses elétrons são extraídos

para o meio gasoso e provocam um aumento efetivo do coeficiente de ionização. Portanto, em muitos casos, o experimento de Townsend pode fornecer valores de  $\alpha$  efetivamente mais elevados do que o verdadeiro coeficiente de ionização. No entanto, é possível contornar esse problema aprimorando o experimento. Haydon e Williams (1976) [15] construíram um aparato que é capaz de medir a evolução temporal da corrente anódica desde o instante inicial de emissão dos elétrons, de onde conseguem extrair a relação entre a corrente efetiva e a corrente que seria obtida na ausência do efeito das emissões secundárias.

Outra técnica capaz de contornar esse problema é o experimento de Townsend pulsado (*Pulsed Townsend Experiment – PT*). Isso só é possível no caso em que os parâmetros de transporte são obtidos a partir de um pulso elétrico induzido por uma nuvem eletrônica, cujo tempo de voo é muito menor do que o tempo necessário para as moléculas metaestáveis difundirem para o cátodo. Esse tipo de medida fornece a taxa de ionização, ao contrário do caso anterior, que fornece o coeficiente de ionização. Caso se deseje determinar o coeficiente de Townsend, é necessário relacioná-lo com a taxa de ionização e a velocidade de deriva por meio da equação 1.1.

Na verdade, o experimento de Townsend pulsado também pode fornecer o coeficiente de ionização diretamente, contanto que seja medida a corrente média induzida pelos portadores de carga<sup>1</sup>. Nesse caso, no entanto, não está claro até o momento se o efeito dos metaestáveis pode ser desprezado.

### 1.3 Estrutura da Dissertação

As principais metas deste trabalho, desde o momento de sua concepção, foram o desenvolvimento do sistema de aquisição e de tratamento de dados para medidas de parâmetros de transporte em gases, em uma experiência de Townsend pulsada. São dois trabalhos distintos, mas que estão relacionados na medida em que o tratamento dos dados depende do modo como foram realizadas as medidas, que por sua vez, é determinado pelo sistema de aquisição. Como reflexo dessa diferença entre os dois objetivos, este trabalho está composto de capítulos que abordam disciplinas distintas.

O **capítulo 4** contém uma descrição detalhada a respeito do código computacional de aquisição e controle, especialmente desenvolvido para integrar as diversas operações de controle instrumental e aquisição de dados. Primeiramente,

---

<sup>1</sup>Pode-se medir a corrente média sobre um período do pulso de radiação ionizante variando a o campo elétrico reduzido. É possível demonstrar também nesse caso que  $i = i_0 e^{\alpha V/E}$ , onde  $i_0$  é a corrente medida na condição em que não ocorre multiplicação de cargas e  $d = V/E$ .

descrevem-se os principais requisitos do sistema e depois é apresentada a solução desenvolvida. Para o leitor interessado em saber como a solução proposta foi implementada, o código do programa está integralmente apresentado no apêndice B.

Rigorosamente, esse capítulo utiliza uma linguagem diferente dos outros outros capítulos, pois o seu objeto é um assunto pertencente à instrumentação computadorizada, e, portanto, se destaca do resto do trabalho, mas sem perder a sua conexão com o todo. Os outros capítulos, por outro lado, estão relacionados diretamente com o outro objetivo deste trabalho; o método de análise dos resultados experimentais. Nesse caso, foi necessário estudar um modelo capaz de estabelecer a conexão entre o experimento e a dinâmica eletrônica em gases. Por meio desse modelo, foi possível propor um método de análise rigoroso para extrair os parâmetros de transporte a partir dos resultados experimentais.

Portanto, a fundamentação do modelo exige um conhecimento fundamental a respeito da cinética dos elétrons em meios gasosos submetidos a campos elétricos constantes. O **capítulo 2** apresenta a teoria de transporte de elétrons que forneceu a fundamentação física para a interpretação dos resultados. Além disso, pretende-se com isso dar ao leitor uma noção geral sobre os códigos utilizados para obter numericamente os parâmetros de transporte. Por fim, esse capítulo fornece uma síntese sobre os fundamentos da teoria de transporte de elétrons em meios gasosos, submetidos a campos elétricos constantes e em regime hidrodinâmico, que poderá ser útil ao leitor interessado em estudar o assunto sem ter que recorrer aos inúmeros artigos científicos excessivamente especializados. A partir desse capítulo, as fórmulas mais importantes serão apresentadas dentro de uma caixa de texto, com a finalidade de chamar a atenção para aqueles resultados mais importantes, que geralmente correspondem ao ponto de chegada das deduções.

A interpretação dos resultados experimentais exige o conhecimento detalhado das condições físicas impostas pelo experimento, pois elas também determinam o comportamento das medidas. A teoria de transporte de elétrons é muito geral; é necessário combiná-la às condições físicas impostas pelo procedimento de medição para que os resultados experimentais possam ser interpretados. O **capítulo 3** descreve detalhadamente o experimento, as possíveis fontes de erro e a metodologia de medição. Por fim, ao compor a síntese entre a teoria de transporte descrita no capítulo anterior e a solução do problema da indução de cargas nos eletrodos pelos elétrons em movimento, chega-se ao modelo que permitirá a interpretação das medidas e a descrição do comportamento esperado dos resultados experimentais.

Tendo desenvolvido o modelo, o método de análise é apresentado no **capítulo 5**.



Não somente é apresentado o algoritmo de ajuste não linear utilizado para obter os parâmetros de transporte, mas também as dificuldades e limitações do procedimento de ajuste em algumas situações limite. Além disso, é descrito o procedimento utilizado para determinar a incerteza dos parâmetros de transporte, em cada caso. Os resultados experimentais em nitrogênio e isobutano são apresentados no **capítulo 6**. Os parâmetros de transporte são comparados com resultados numéricos e outros resultados da literatura. Por fim, o **capítulo 7** sintetiza os principais resultados deste trabalho e propõe sugestões de aperfeiçoamentos no modelo e no experimento.

# Capítulo 2

## Teoria de Transporte

O objetivo principal deste trabalho envolve a determinação experimental de parâmetros de transporte de elétrons em um meio gasoso. Portanto, é de fundamental importância possuir um bom entendimento a respeito dessas grandezas físicas se o objetivo é obter definições rigorosas tendo em vista as particularidades do experimento tratado aqui. O problema da definição dos parâmetros de transporte foi proposto pela primeira vez por W. R. L. Thomas (1969) [16] ao sugerir que metodologias experimentais distintas podem, em certas circunstâncias, fornecer resultados distintos para uma mesma grandeza. O trabalho de H. Tagashira *et al* (1977) [17] propõe que as definições dos parâmetros de transporte devem levar em conta o tipo de experimento. Inspirados neste trabalho, H. A. Blevin e J. Fletcher (1984) [18] mostraram que nem sempre é necessário fazer tal distinção e encontraram relações entre as definições distintas de uma mesma grandeza.

Além das definições dos parâmetros de transporte, outro objetivo importante dessa seção é a dedução de uma expressão aproximada para descrever a densidade de elétrons em função do tempo e das coordenadas espaciais. Esse resultado tem importância fundamental na medida em que é uma peça chave do modelo que possibilitará a obtenção dos parâmetros de transporte a partir dos resultados experimentais.

Antes de apresentar as definições dos parâmetros de transporte em termos da função distribuição no espaço de fase, é necessário colocar em evidência as aproximações necessárias para obtê-las. Mas para que isso seja possível, também é necessário ter uma ideia completa da teoria cinética dos elétrons. Por isso, os primeiros tópicos dessa seção abordarão esse assunto, mas com o objetivo de dar subsídio a uma compreensão fundamental a respeito das definições. Além disso, essa discussão inicial é necessária para fundamentar a dedução da equação da continuidade, a partir da qual é possível obter uma solução aproximada para a

densidade de elétrons. Por fim, essa discussão inicial a respeito da cinética dos elétrons ajudará a descrever, ainda que em linhas gerais, o aplicativo *Bolsig+*, capaz de obter os parâmetros de transporte a partir da solução numérica da equação de Boltzmann na aproximação de Lorentz, e o código *Magboltz*, baseado em simulação Monte Carlo (capítulo 3, 2.4).

O problema da descrição cinética dos elétrons sob a influência de campo elétrico uniforme em meios gasosos já foi estudado por meio da equação de Boltzmann sob diversos aspectos por vários autores [1, 3, 4, 16–19, 19–26]. O que será discutido aqui a respeito da teoria cinética de elétrons é um resumo ordenado dos resultados e discussões apresentados em trabalhos anteriores, tendo em vista os objetivos propostos. Por conveniência e brevidade, muitas deduções serão omitidas, mas não sem fornecer a referência caso o leitor deseje consultá-las.

## 2.1 Função Distribuição

A descrição cinética dos elétrons é realizada por meio da função distribuição  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ , onde  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{r}d\mathbf{v}$  é o número de elétrons no instante  $t$  contidos no elemento de volume de seis dimensões no espaço de fase (espaço das coordenadas de espaço e velocidade). Em outras palavras, é a quantidade de elétrons contidos em um elemento de volume  $d\mathbf{r} = dx dy dz$  com alguma velocidade entre  $|\mathbf{v}|$  e  $|\mathbf{v} + d\mathbf{v}|$ , onde  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  e  $d\mathbf{v} = (dv_x, dv_y, dv_z)$ , contida no elemento de volume no espaço das coordenadas de velocidade  $d\mathbf{v} = dv_x dv_y dv_z$ . A integral de  $f$  sobre todas as velocidades fornece a densidade de elétrons  $n(t, \mathbf{r})$ .

No caso de interesse, em que o campo elétrico  $\mathbf{E}$  é espacialmente uniforme, é interessante utilizar um sistema de coordenadas esféricas para expressar as coordenadas de velocidade, definindo as coordenadas  $\theta$  e  $\phi$  em relação ao eixo cartesiano  $z$  como mostra a figura 2.1. Nesse sistema de coordenadas, o elemento de volume  $d\mathbf{v}$  no espaço de velocidade é igual a  $v^2 dv d\Omega$ , onde  $v$  é o módulo da velocidade e  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  é o elemento de ângulo sólido. Supondo que as probabilidades de colisão sejam espacialmente uniformes e que um dos eixos cartesianos – o eixo<sup>1</sup>  $z$ , por exemplo – seja escolhido de modo a coincidir com a direção do vetor campo elétrico, uniforme, então, por simetria, a função distribuição  $f$  não depende das coordenadas  $x$  e  $y$  nem do ângulo azimutal  $\phi$ , de modo que  $f = f(t, z, v, \theta)$ . Dessa forma, a densidade de elétrons  $n(t, z)$  é obtida calculando a integral

---

<sup>1</sup>Considera-se que o sentido do eixo  $z$  é oposto ao do campo elétrico. Nessa definição, a velocidade média do centro de massa dos elétrons será positiva.

$$n(t, z) = \iiint f(t, z, \mathbf{v}) d\mathbf{v} = \int_{\Omega} \int_v f(t, z, v, \theta) v^2 dv d\Omega . \quad (2.1)$$

Na aproximação clássica, isto é, desprezando-se as correções relativísticas, a energia do elétron é dada pela expressão  $\varepsilon = mv^2/2$ , onde  $m$  é a massa do elétron, e a função distribuição pode ser transformada em uma função  $\mathcal{F}$ , tal que  $\mathcal{F} = \mathcal{F}(\varepsilon, z, t)$ , por meio da expressão

$$\mathcal{F}(\varepsilon, z, t) = \sqrt{\frac{2}{m^3}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon \int_{\Omega} f(t, z, \varepsilon, \theta) d\Omega . \quad (2.2)$$

Utilizando a função distribuição, todas as grandezas que caracterizam o gás podem ser calculadas. Por exemplo, a velocidade média local das partículas,  $\mathbf{W}_0(t, z)$ , na presença do campo elétrico uniforme  $\mathbf{E}$ , e o fluxo local  $\Phi(t, z)$ , são definidos como

$$\Phi(t, z) = n(t, z) \mathbf{W}_0(t, z) = \iint \mathbf{v} f(t, z, v, \theta) v^2 dv d\Omega , \quad (2.3)$$

de modo que a velocidade média  $\mathbf{W}_0(t)$  é igual a

$$\mathbf{W}_0(t) = \int_0^{\infty} \mathbf{W}_0(t, z) p(t, z) dz , \quad (2.4)$$

onde  $p(t, z) = n(t, z)/N_e$  é a densidade dos elétrons normalizada e  $N_e = \int_0^d n(z, t) dz$ .

No entanto, nem sempre uma grandeza determinada experimentalmente corresponde exatamente a uma expressão como a da equação anterior. Por exemplo, a velocidade média dos elétrons definida como a velocidade do centro de massa é distinta da velocidade definida por meio da expressão 2.4 (esse resultado será mostrado mais a frente). Em geral, é necessário relacionar corretamente a grandeza medida experimentalmente com a definição dessa grandeza ou uma outra definição com a qual esteja relacionada, sobretudo se o objetivo é comparar corretamente os resultados experimentais com os resultados teóricos. No entanto, às vezes, sob certas circunstâncias experimentais, não será possível observar diferenças entre os resultados de grandezas correlatas em tipos de experimentos distintos.

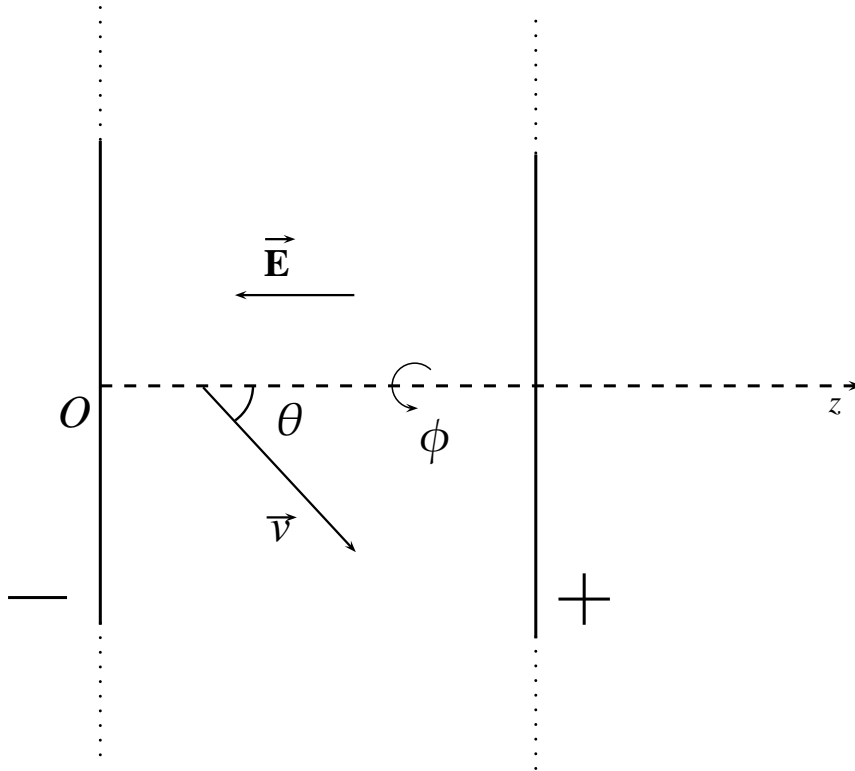


Figura 2.1: Esquema do sistema de coordenadas e do referencial adotado na descrição cinética dos elétrons.  $O$  é a origem do sistema de coordenadas,  $\theta$  é o ângulo polar, isto é, o ângulo formado entre o vetor velocidade  $\mathbf{v}$  e o eixo  $z$ ,  $\phi$  é o ângulo azimutal definido em relação ao eixo  $z$  e  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico uniforme entre duas placas paralelas infinitas.

## 2.2 Equação de Boltzmann

A equação de Boltzmann descreve a evolução no espaço de fase e no tempo da função distribuição  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$  que descreve um conjunto de elétrons submetidos à ação de forças externas e sujeitos a participar de algum processo colisional. Na sua forma mais geral essa equação é dada pela expressão<sup>1</sup>:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i \frac{\partial f F_i}{\partial v_i} = \frac{Df}{Dt}, \quad (2.5)$$

onde  $v_i$  e  $x_i$  representam a  $i$ -ésima componente da velocidade e da posição, respectivamente,  $F_i$  é a  $i$ -ésima componente da resultante da força externa na posição  $\mathbf{r}$  e  $Df/Dt$  é a taxa de mudança de  $f$  causada pelas colisões dos elétrons com elétrons, íons, e moléculas neutras. Em geral, a força  $\mathbf{F}$  pode ser função tanto do vetor posição quanto do vetor velocidade. No caso em que a força só depende do

<sup>1</sup>Uma dedução detalhada da equação de Boltzmann pode ser encontrada na referência [27]

vetor posição ou até mesmo em outros casos, em que a força depende de  $\mathbf{v}$ , como por exemplo a força de Lorentz ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , onde  $\mathbf{B}$  é o vetor campo magnético), o seu divergente no espaço das velocidades é nulo, de modo que a equação 2.5 se reduz a

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i F_i \frac{\partial f}{\partial v_i} = \frac{Df}{Dt}, \quad (2.6)$$

ou, escrita em termos do gradiente de  $f$ ,  $\nabla f$ , e do gradiente de  $f$  no espaço de velocidades,  $\nabla_v f$ ,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \mathbf{F} \cdot \nabla_v f = \frac{Df}{Dt}. \quad (2.7)$$

No caso particular discutido anteriormente, em que  $f = f(t, z, \theta)$  e  $F = -e\mathbf{E}/m$ , onde  $e$  é a carga elementar e  $\mathbf{E} = -E\hat{z}$  ( $\hat{z}$  é o versor na direção do eixo  $z$ ), então a equação 2.7 se reduz à expressão

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{eE}{m} \left( \cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} \right) = \frac{Df}{Dt}. \quad (2.8)$$

### 2.2.1 Termo de colisão

O problema do cálculo do termo de colisão da equação de Boltzmann foi estudado por diversos autores [3, 19, 22, 24, 25]. P. M. Morse *et al.* (1935) [19] conseguiram encontrar uma expressão para o termo de colisão considerando apenas colisões elásticas. T. Holstein (1946) [24] parece ter sido o primeiro a publicar um trabalho em que as colisões inelásticas do tipo elétron com moléculas neutras (excitação, ionização) também foram consideradas. Ambos trabalhos se apoiam em argumentos físicos e geométricos. Com o objetivo de colocar em evidência os pressupostos necessários para a obtenção dessas expressões, F. McCormack (1969) [25] desenvolveu um método geral e *ab initio*, baseado no trabalho de E. A. Desloge e S. W. Matthysse (1960) [22], para obter o termo de colisão a partir da probabilidade de espalhamento  $\mathcal{W}_{ij}$ , onde  $\mathcal{W}_{ij}(\mathbf{v}, \mathbf{V}, \mathbf{v}', \mathbf{V}') d\mathbf{v}' d\mathbf{V}' dt$  representa a probabilidade de que um elétron com velocidade  $\mathbf{v}$  participe de uma colisão com uma molécula no estado  $i$ , com velocidade  $\mathbf{V}$ , de tal modo que após a colisão o elétron apresente uma velocidade entre  $\mathbf{v}'$  e  $\mathbf{v}' + d\mathbf{v}'$  e a molécula termine no estado  $j$  com uma velocidade entre  $\mathbf{V}'$  e  $\mathbf{V}' + d\mathbf{V}'$ . Utilizando essa definição, o termo de colisão pode ser escrito<sup>1</sup> como:

$$\frac{Df}{Dt} = \int \mathcal{W}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) f(\mathbf{v}') d\mathbf{v}' - \int \mathcal{W}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}', \quad (2.9)$$

<sup>1</sup>A dependência de  $f$  com outras grandezas foi omitida para não carregar a notação em 2.9.

onde

$$\mathcal{W}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') = \sum_{ij} \int \mathcal{W}_{ij}(\mathbf{v}, \mathbf{V}, \mathbf{v}', \mathbf{V}') \mathfrak{F}_i(\mathbf{V}) d\mathbf{V} d\mathbf{V}' , \quad (2.10)$$

onde  $\mathfrak{F}_i(\mathbf{V})$  é função distribuição das moléculas no  $i$ -ésimo estado. O primeiro termo do segundo membro da equação 2.9 representa um aumento na taxa de variação de  $f(\mathbf{v})$  com o tempo por causa dos elétrons cuja velocidade é transferida após a colisão para o intervalo de velocidades  $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ , enquanto que a segunda integral representa uma diminuição da taxa de variação de  $f(\mathbf{v})$  em decorrência da transferência de elétrons nesse intervalo de velocidades para outro.

### 2.2.2 Aproximação de Lorentz

Em geral, não existe nenhum método para encontrar soluções exatas da equação íntegro-diferencial 2.8. Por isso, antes de apresentar a expressão para o termo de colisão e então obter uma forma explícita da equação de Boltzmann, é necessário fazer algumas suposições a respeito da função distribuição. Uma possível estratégia é encontrar soluções aproximadas eliminando variáveis angulares, com base em alguma simetria do sistema - o que já foi feito, por exemplo, ao eliminar a dependência com o ângulo azimutal  $\phi$  - ou alguma aproximação que poderia ser justificada em alguma situação física particular. É o caso por exemplo da aproximação de Lorentz, proposta pela primeira vez por Lorentz para descrever a condução de elétrons em metais [24].

Em geral, a função distribuição  $f = f(t, z, v, \theta)$  pode ser expandida em termos dos harmônicos esféricos no espaço de velocidades. No caso em que existe simetria azimutal, essa expansão pode ser reduzida a uma expansão em polinômios de Legendre:

$$f(t, z, v, \theta) = \sum_{l=0} f_l(t, z, v) P_l(\cos\theta) . \quad (2.11)$$

A aproximação de Lorentz consiste em desprezar todos os termos da expansão com exceção dos dois primeiros, de modo que

$$f(t, z, v, \theta) \approx f_0(t, z, v) + \cos\theta f_1(t, z, v) . \quad (2.12)$$

Existem algumas condições físicas que devem ser satisfeitas para que essa aproximação seja válida. É necessário, em primeiro lugar, que o campo elétrico aplicado seja suficientemente baixo – isso geralmente se verifica confrontando os resultados teóricos com os experimentais –, pois ao reter apenas os dois primeiros termos da expansão, assume-se que a anisotropia é muito pequena ( $f_1/f_0 \ll 1$ ), o que não

seria possível se o campo elétrico fosse excessivamente elevado.

Na aproximação de Lorentz, o número de elétrons por unidade de volume deve ser determinado por meio da integração de função distribuição em relação à velocidade

$$n(t, z) = \iiint f(t, z, v, \theta) d^3v = 4\pi \int_0^\infty f_0(t, z, v) v^2 dv . \quad (2.13)$$

Da mesma forma, a velocidade média de fluxo local  $W_0(t, z)$  e o fluxo de elétrons podem ser determinados a partir da função distribuição

$$\Phi(t, z) = n(t, z)W_0(t, z) = \iiint v_z f(t, z, v, \theta) d^3v = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty v^3 f_1(t, z, v) dv . \quad (2.14)$$

A velocidade média  $W_0(t)$  pode ser expressa como

$$W_0(t) = \frac{4\pi}{3N_e} \int_{-\infty}^\infty \int_0^\infty v^3 f_1(t, z, v) dv dz . \quad (2.15)$$

É importante chamar a atenção para o fato de que no caso da aproximação de Lorentz a velocidade média local,  $W_0(t, z)$ , é paralela ao campo elétrico, pois os termos correspondentes às outras componentes da velocidade na equação 2.3 são nulos nesse caso.

No caso em que colisões do tipo elétron-elétron ou elétron-íon não são levadas em consideração<sup>1</sup>, o operador  $D/Dt$  é linear [25], de modo que na aproximação de Lorentz

$$\frac{Df}{Dt} \approx \frac{Df_0}{Dt} + \cos\theta \frac{Df_1}{Dt} . \quad (2.16)$$

A dedução do termo de colisão a partir da probabilidade de espalhamento será omitida pois além de exigir um raciocínio intrincado e trabalhoso, foge dos objetivos propostos. Uma dedução rigorosa pode ser encontrada no trabalho de F. McCormack [25]. A expressão adotada aqui é equivalente à utilizada por Hagelaar e Phelps [3] no aplicativo Bolsig+, embora considerem as colisões elétron-elétron. O primeiro termo da equação 2.16 pode ser separado de acordo com a contribuição de cada tipo de processo colisional elétron-molécula, a saber, colisão elástica,

---

<sup>1</sup>Essa aproximação se aplica aos gases fracamente ionizados, isto é, com baixo grau de ionização. Essa condição é satisfeita, por exemplo, se  $n_{ion}/(n + n_e) < 10^{-6}$ , onde  $n_{ion}/(n + n_e)$  é a razão entre a densidade de átomos (moléculas) ionizados e a quantidade de átomos (moléculas) neutros mais a densidade de elétrons livres.



colisão inelástica ((de-)excitação), ionização e captura eletrônica (*attachment*),

$$\frac{Df_0}{Dt} = \left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{el} + \left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{inel} + \left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{ion} + \left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{att} . \quad (2.17)$$

O termo correspondente à contribuição das colisões elásticas foi obtido por F. McCormack [25] no caso particular em que se pode considerar as moléculas em equilíbrio térmico a uma temperatura  $T_0$  e, além disso, frequências de colisão inelásticas muito menores do que a frequência de colisão elástica,

$$\left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{el} = \frac{1}{4\pi v^2} \left[ \frac{4\pi m}{M} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 (\tau_{el})^{-1} f_0(v)) + \frac{4\pi k T_0}{m} \frac{\partial}{\partial v} \left( v^2 (\tau_{el})^{-1} \frac{df_0}{dv} \right) \right] , \quad (2.18)$$

onde  $M$  é a massa da molécula (ou átomo, no caso dos gases nobres),  $k$  é a constante de Boltzmann e  $(\tau_{el})^{-1}$  é a frequência de colisões elásticas, definida como

$$(\tau_{el})^{-1} = 2\pi N v \int_0^\pi (1 - \cos\psi) \text{sen}\psi \sigma_{el}(\psi, v) d\psi , \quad (2.19)$$

onde  $N$  é a densidade do gás,  $\psi$  representa o ângulo de espalhamento de uma colisão e  $\sigma_{el}(\psi, v)$  é a seção de choque diferencial da colisão elástica.

A contribuição da colisão inelástica para o termo de colisão foi calculada por T. Holstein [24], assumindo as mesmas aproximações do caso anterior. O resultado é:

$$\left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{inel} = \sum_k \left[ \frac{v'}{v} f_0(v') (\tau_k(v'))^{-1} - f_0(v) (\tau_k(v))^{-1} \right] , \quad (2.20)$$

onde o primeiro índice  $k$  designa o  $k$ -ésimo nível de excitação atômico ou molecular do átomo ou molécula do gás,  $v'$  é igual a  $(v^2 - (2/m)\varepsilon_k)^{1/2}$  ( $\varepsilon_k$  é a energia do estado excitado em relação ao estado fundamental) e  $(\tau_k)^{-1}$  é a frequência de colisão inelástica, definida como:

$$(\tau_k)^{-1} = 2\pi N v \int_0^\pi \text{sen}\psi \sigma_k(\psi, v) d\psi , \quad (2.21)$$

onde  $\sigma_k(\psi, v)$  é a seção de choque diferencial da colisão inelástica  $k$ .

A expressão 2.20 inclui apenas as transições do estado fundamental para um estado excitado rotacional, vibracional ou eletrônico. Os casos mais complexos, como por exemplo as colisões super-elásticas<sup>1</sup> ou as colisões inelásticas em que o estado inicial da molécula já é um estado excitado, não estão incluídos na

---

<sup>1</sup>Colisões de elétrons com uma molécula em um estado excitado resultando em um elétron com maior energia e uma molécula em um estado de menor energia.

equação 2.20. O primeiro termo do segundo membro da equação 2.20 pode ser interpretado como o efeito das colisões inelásticas sobre os elétrons no intervalo de velocidade  $\mathbf{v}$  e  $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ , transferindo-os para fora desse intervalo; o segundo termo corresponde aos elétrons que perderam energia e “caíram” no intervalo.

Finalmente, será feita a opção por não escrever explicitamente os termos correspondentes à ionização e à captura eletrônica. Por conveniência, define-se um novo operador para expressar a ionização efetiva no termo de colisão como

$$\left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{\text{ieff}} = \left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{\text{ion}} + \left(\frac{Df_0}{Dt}\right)_{\text{att}}. \quad (2.22)$$

Tendo feito a análise do primeiro termo da equação 2.16, ainda falta discutir o segundo. Uma discussão sobre esse termo é apresentada por Phelps e Pitchford [26]. O resultado usualmente adotado é [3, 26]:

$$\left(\frac{Df_1}{Dt}\right) = -(\tau_{el})^{-1} f_1(v) - \sum_k (\tau_k)^{-1} f_1(v). \quad (2.23)$$

Essa expressão só é consistente com a aproximação em que as colisões inelásticas são consideradas isotrópicas [26]. Alguns autores, como Holstein [24], por exemplo, nem mesmo consideram o segundo termo do segundo membro de 2.23, pois trabalham com a hipótese de que a contribuição das colisões inelásticas em  $f_1$  é desprezível em relação à contribuição das colisões elásticas, isto é,  $\sum (\tau_k)^{-1} \ll (\tau_{el})^{-1}$ .

Ao substituir a expressão 2.12 e o termo de colisão na equação de Boltzmann 2.8, obtém-se a seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial f_1}{\partial t} + v \cos\theta \frac{\partial f_0}{\partial z} + v \cos^2\theta \frac{\partial f_1}{\partial z} + \\ a \cos\theta \frac{\partial f_0}{\partial v} + a \cos^2\theta \frac{\partial f_1}{\partial v} + a \sin^2\theta \frac{f_1}{v} = \frac{Df_0}{Dt} + \cos\theta \frac{Df_1}{Dt}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde  $a = eE/m$  é a aceleração provocada pelo campo elétrico sobre os elétrons.

Recorrendo à propriedade de ortogonalidade dos polinômios de Legendre, a equação 2.24 pode ser desmembrada em outras duas equações. A primeira delas pode ser obtida multiplicando a equação por  $\sin\theta$  e integrando em  $\theta$  de 0 a  $\pi$ . A segunda equação é aquela que resulta da integração da equação 2.24 em  $\theta$  de 0 a  $\pi$  depois de multiplicá-la por  $\cos\theta$ . As equações obtidas por meio desse procedimento são:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{v}{3} \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{a}{3} \frac{\partial f_1}{\partial v} + \frac{2a}{3v} f_1 = \frac{Df_0}{Dt}; \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_0}{\partial z} + a \frac{\partial f_0}{\partial v} = - \left( (\tau_{el})^{-1} + \sum_k (\tau_k)^{-1} \right) f_1. \quad (2.26)$$

Para chegar a uma solução desse sistema de equações diferenciais, seria interessante conhecer algum método para desacoplar as equações, de modo que fosse possível obter uma equação diferencial envolvendo apenas uma das componentes da expansão em polinômios de Legendre. Isso pode ser feito, na medida em que é possível encontrar uma relação entre  $f_1$  e  $f_0$  a partir da equação 2.26, contanto que seja possível considerar

$$\frac{1}{f_0} \frac{\partial f_0}{\partial t} \ll (\tau_{el})^{-1} + \sum_k (\tau_k)^{-1}, \quad (2.27)$$

isto é, que a variação temporal de  $f_0$  é desprezível na escala de tempo da duração média de uma colisão. A suposição 2.27 permite integrar a equação 2.26 considerando constantes no tempo os termos envolvendo  $f_0$ . Nessa aproximação, o resultado da integração é:

$$f_1 = \frac{1}{\nu_m} \left( v \frac{\partial f_0}{\partial z} + a \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) \quad (2.28)$$

onde  $\nu_m$  é a frequência de colisão total (elásticas e inelásticas), definida como

$$\nu_m = (\tau_{el})^{-1} + \sum_k (\tau_k)^{-1}. \quad (2.29)$$

Substituindo as equações 2.28, 2.22, 2.20 e 2.18 em 2.25, é possível escrever a equação resultante da seguinte forma

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v^2}{3\nu_m} \frac{\partial f_0}{\partial z} + \frac{av}{3\nu_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) + \frac{1}{4\pi v^2} \frac{\partial}{\partial v} (\Lambda_E(v) - \Lambda_{coll}(v)) = \left( \frac{Df_0}{Dt} \right)_{ieff} \quad (2.30)$$

onde

$$\Lambda_E = \frac{4\pi av^2}{3\nu_m} \left( v \frac{\partial f_0}{\partial z} + a \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) \quad (2.31)$$

e

$$\Lambda_{coli} = \left[ \frac{4\pi m}{M} (v^3(\tau_{el})^{-1} f_0(v)) + \frac{4\pi k T_0}{m} \left( v^2(\tau_{el})^{-1} \frac{df_0}{dv} \right) \right] + \int_0^v \sum_k [uu' f_0(u')(\tau_k(u'))^{-1} - u^2 f_0(u)(\tau_k(u))^{-1}] du . \quad (2.32)$$

O último termo do primeiro membro da equação 2.30 representa a taxa de variação da componente  $f_0$  da função distribuição com a velocidade. Do ponto de vista físico, essa variação tem duas causas: a primeira, representada pelo termo 2.31, é o ganho de energia pelo campo elétrico; a segunda, representada pelo termo 2.32, é a perda de energia por colisões elásticas e inelásticas (não são incluídas as colisões de captura e ionização). Esses processos não geram novos elétrons, de modo que, em um intervalo de tempo infinitesimal  $dt$ , a densidade de elétrons em um volume  $dx dy dz$  permanece constante, ainda que a função distribuição de energia dos elétrons possa variar. Consequentemente, a integral sobre todas as velocidades do termo que rege a variação da função distribuição no espaço das velocidades, fixado um volume  $dx dy dz$ , tem que ser nula. Portanto,

$$\int_0^\infty \frac{1}{4\pi v^2} \frac{\partial}{\partial v} (\Lambda_E(v) - \Lambda_{coll}(v)) 4\pi v^2 dv = 0 . \quad (2.33)$$

Para obter a equação da continuidade no espaço das configurações, é necessário integrar a equação 2.30 no espaço das velocidades. Isso é feito multiplicando-a por  $4\pi v^2$  e integrando a equação resultante em  $v$ , de 0 a  $\infty$ . Levando em consideração os resultados 2.13 e 2.33, é possível obter da integração de 2.30 no espaço das velocidades a equação

$$\frac{\partial n(t, z)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi(t, z)}{\partial z} = n(t, z) R_{\text{eff}}(t, z) , \quad (2.34)$$

onde

$$\Phi(t, z) = \frac{4\pi}{3} \left[ a \int_0^\infty \frac{v^3}{v_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} dv + \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \frac{v^4}{v_m} f_0 dv \right] \quad (2.35)$$

e

$$n(t, z) R_{\text{eff}}(t, z) = \frac{4\pi}{3} a \int_0^\infty \left( \frac{Df_0}{Dt} \right)_{\text{ieff}} v^2 dv . \quad (2.36)$$

A equação 2.34 é a equação da continuidade no espaço das configurações. A razão pela qual a equação 2.35 é igual ao fluxo pode ser verificada facilmente substituindo  $f_1$  (eq. 2.28) na definição de fluxo 2.14. O fluxo também pode ser escrito como

$$\Phi(t, z) = n(t, z) W(t, z) + \frac{\partial}{\partial z} [n(t, z) D_L(t, z)] , \quad (2.37)$$

onde  $W(t, z)$  é a velocidade local de centro de massa e  $D_L(t, z)$  é o coeficiente de difusão longitudinal local, definidos como

$$n(t, z)W(t, z) = \frac{4\pi}{3}a \int_0^\infty \frac{v^3}{v_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} dv, \quad (2.38)$$

$$n(t, z)D_L(t, z) = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \frac{v^4}{v_m} f_0 dv. \quad (2.39)$$

O primeiro termo da equação 2.37 pode ser entendido como a componente do fluxo gerado pelo movimento de deriva dos elétrons sob a ação do campo elétrico. A definição da mobilidade local,  $\mu(t, z)$ , pode ser obtida a partir da equação 2.38, considerando  $W(t, z) = \mu(t, z)E$ . Já o segundo termo da equação 2.37 representa a contribuição da difusão para o fluxo.

Substituindo 2.37 em 2.34 é possível rescrever a equação da continuidade, expressando-a em termos de  $W(t, z)$  e  $D_L(t, z)$ :

$$\frac{\partial n(t, z)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}[n(t, z)W(t, z)] - \frac{\partial^2}{\partial z^2}[n(t, z)D_L(t, z)] = n(t, z)R_{\text{eff}}(t, z). \quad (2.40)$$

### 2.2.3 Teoria do regime hidrodinâmico

A função distribuição pode ser escrita como uma série de potências dos gradientes da densidade  $n(t, \mathbf{r})$  nas situações físicas em que tais gradientes são fracos, como por exemplo o regime hidrodinâmico [26]. À rigor, essa aproximação não é válida nas regiões próximas aos eletrodos, pois nesse caso os gradientes da densidade não são fracos. Todavia, é uma aproximação válida em regiões suficientemente distantes dos eletrodos.

Uma pressuposição do regime hidrodinâmico é a de que os elétrons atingem uma situação de equilíbrio em que a energia cedida pelo campo elétrico é totalmente perdida nas colisões, em média, de tal forma que a descarga pode ser caracterizada por grandezas macroscópicas constantes e mensuráveis tais como o fluxo de elétrons, a velocidade de deriva, os coeficientes de difusão longitudinal e transversal, a taxa de ionização efetiva, etc.<sup>1</sup> Nessa condição, tais grandezas físicas são independentes da distribuição inicial de elétrons, da posição e do tempo.

<sup>1</sup>No escopo deste trabalho, essas grandezas macroscópicas serão denominadas indistintamente parâmetros de transporte. À rigor, essa designação se restringe ao caso de algumas dessas grandezas mensuráveis, como, por exemplo, a velocidade de deriva, os coeficientes de difusão longitudinal e transversal e a mobilidade, mas geralmente não se aplica à taxa efetiva de ionização ou ao primeiro coeficiente de Townsend. Neste trabalho, por brevidade, sempre que se falar em parâmetros de transporte, deve-se subentender todas aquelas grandezas macroscópicas mensuráveis.

No caso das descargas em que o processo colisional mais importante é a colisão binária elétron-molécula, elástica ou inelástica, e em que o gradiente do campo elétrico não seja excessivamente elevado, os parâmetros de transporte dependem apenas da relação  $E/N$  ou  $E/P$  (campo elétrico reduzido), onde  $N$  é a densidade do gás e  $P$  a pressão. Neste trabalho, será utilizada a relação  $E/N$ , pois possui a vantagem de normalizar os parâmetros de transporte não somente com relação à pressão, mas também com relação à temperatura. Supondo que o gás é ideal,  $E/N$  se relaciona com a pressão e a temperatura pela expressão

$$\frac{E}{N} = \frac{E}{N_0} \left( \frac{T_c + 273,15}{273,15} \right) \left( \frac{760}{P} \right), \quad (2.41)$$

onde  $E$  é a magnitude do campo elétrico em  $\text{V cm}^{-1}$ ,  $N$  a densidade em  $\text{cm}^{-3}$ ,  $T_c$  a temperatura em  $^\circ\text{C}$ ,  $P$  a pressão em Torr e  $N_0$  é o número de Loschimidt<sup>1</sup>, definido como

$$N_0 = \frac{P_0 N_a}{T_0 \mathcal{R}} = 2,686\,777\,4(47) \times 10^{25} \text{ cm}^{-3}, \quad (2.42)$$

onde  $N_a$  é o número de Avogadro,  $\mathcal{R}$  é a constante universal dos gases em  $\text{J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $P_0 = 1 \text{ atm} = 101,325 \text{ kPa}$  e  $T_0 = 273,15 \text{ K}$ . O campo elétrico reduzido é usualmente expresso em townsend (Td), onde  $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ Vcm}^2$ .

No caso em que o gradiente do campo elétrico é muito elevado, o sistema não poderá evoluir para uma situação de equilíbrio em que a energia dos elétrons é dissipada nas colisões na mesma taxa com que adquire energia do campo. Todavia, há situações em que o gradiente do campo elétrico é pequeno o bastante para que se possa considerar um volume onde o campo elétrico seja aproximadamente constante, grande o suficiente para que os elétrons atinjam o equilíbrio. Nesse caso, a aproximação de regime hidrodinâmico também é válida.

Já nos casos em que o grau de ionização é elevado, as colisões elétron-elétron, elétron-íon ou elétron com molécula neutra excitada passam a ser importantes. A condição de equilíbrio pode ser atingida nesses casos também, mas a situação física é distinta do caso particular até agora considerado (gases fracamente ionizados). Uma diferença está no termo de colisão, pois nesses casos ele não é um operador linear [3]. Uma consequência das colisões elétron-elétron, por exemplo, é o aumento da taxa de colisão inelástica, pois esse processo contribui para repopular a cauda da função distribuição de energia dos elétrons, que tende cada vez mais a uma função distribuição Maxwelliana à medida que o processo de colisão elétron-elétron se torna dominante<sup>2</sup>. Tal efeito é tanto mais importante

<sup>1</sup>O valor do número de Loschimidt adotado neste trabalho é o recomendado pelo CODATA [28].

<sup>2</sup>Uma discussão completa a respeito do efeito das colisões elétron-elétron ou elétron com

quanto maior a densidade de elétrons [3]; portanto, nesse caso, os parâmetros de transporte não dependeriam apenas da razão  $E/N$ , mas também do grau de ionização.

### 2.2.4 Expansão em série de potências do gradiente da densidade

A equação 2.40 é a forma mais geral da equação da continuidade em uma dimensão<sup>1</sup> expressa em termos de  $D_L(t, z)$  e  $W(t, z)$ . Na aproximação hidrodinâmica, onde é válida a expansão em gradientes da densidade  $n(t, \mathbf{r})$ , a função  $f_0(t, z, v)$  pode ser escrita como

$$f_0(t, z, v) = n(t, z)\xi_0(v) - \frac{\partial n(t, z)}{\partial z}\xi_1(v) + \frac{\partial^2 n(t, z)}{\partial z^2}\xi_2(v) - \dots \quad (2.43)$$

Para que a condição de normalização 2.13 seja válida, é necessário que as funções  $\xi_i(v)$  apresentem as seguintes propriedades:

$$\int_0^\infty 4\pi\xi_0(v)v^2 dv = 1 ,$$

$$\int_0^\infty \xi_i(v)v^2 dv = 0 , \quad i \neq 0 .$$

Substituindo a expansão 2.43 em 2.36, 2.38 e 2.39, desprezando os termos de ordem superior à segunda derivada espacial de  $n$  na equação resultante, obtém-se o seguinte resultado:

$$\frac{\partial n(t, z)}{\partial t} + W\frac{\partial n}{\partial z} - D_L\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} = n(t, z)R_{\text{eff}} , \quad (2.44)$$

molécula neutra excitada na função distribuição de energia pode ser encontrada na referência [3].

<sup>1</sup>Por argumentos de simetria, válidos no caso em que o campo elétrico é uniforme, é possível admitir que a função densidade  $n$  depende apenas de  $z$  e  $t$ . Na descrição da função densidade em termos de coordenadas cilíndricas,  $\rho$  (raio),  $z$  (eixo  $z$ , na direção do campo elétrico) e  $\phi$  (ângulo azimutal), a densidade é totalmente simétrica em relação ao ângulo azimutal, mas pode variar em função de  $z$  e de  $\rho$ . Pode-se definir a densidade  $n$  como número de elétrons por unidade de área contida em um plano perpendicular ao campo elétrico. Nesse caso,  $n$  é função de  $z$  e de  $\rho$ . Se tal densidade é integrada em  $\rho$  de 0 a  $\infty$  obtém-se a densidade linear. No contexto em que se deseja obter uma expressão para a densidade transversal,  $D_T$ , além de  $D_L$ , por meio da expansão em potências do gradiente da densidade [20, 26], é necessário utilizar a densidade por unidade de área.

onde

$$W = W_0 + W_i, \quad (2.45)$$

$$D_L = D_0 + D_\mu + D_i, \quad (2.46)$$

$$W_0 = \frac{4\pi a}{3} \int_0^\infty \frac{v^3}{v_m} \frac{d\xi_0}{dv} dv, \quad (2.47)$$

$$W_i = 4\pi \int_0^\infty v^2 \left( \frac{D\xi_1}{Dt} \right)_{\text{ieff}} dv, \quad (2.48)$$

$$D_0 = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \frac{v^4}{v_m} \xi_0 dv, \quad (2.49)$$

$$D_\mu = -\frac{4\pi a}{3} \int_0^\infty \frac{v^3}{v_m} \frac{d\xi_0}{dv} dv, \quad (2.50)$$

$$D_i = 4\pi \int_0^\infty v^2 \left( \frac{D\xi_2}{Dt} \right)_{\text{ieff}} dv, \quad (2.51)$$

$$R_{\text{eff}} = 4\pi \int_0^\infty v^2 \left( \frac{D\xi_0}{Dt} \right)_{\text{ieff}} dv. \quad (2.52)$$

É importante chamar atenção para o fato de que as grandezas  $W$ ,  $D_L$  e  $R_{\text{eff}}$ , podem depender do tempo. No entanto, no regime de equilíbrio hidrodinâmico, tais grandezas são constantes no tempo. Esse fato é endossado principalmente pela observação experimental, mas também por resultados de simulação Monte Carlo [17, 29].

As integrais 2.48, 2.51 e 2.52 envolvem a contribuição da ionização no termo de colisão. Esse termo não foi explicitado pois depende de como a energia é dividida entre os elétrons resultantes da ionização, o que dificulta a obtenção de uma expressão geral<sup>1</sup>. No entanto, foram feitas algumas suposições em relação a ele. Uma suposição razoável consiste em considerá-lo um operador linear, pois a ionização em gases fracamente ionizados não depende da concentração dos elétrons, dos íons ou das moléculas neutras excitadas. A outra suposição consiste em considerar que esse operador só atua no espaço das velocidades, ou seja, só atua em  $\xi_i(v)$ . Isso significa que a taxa de ionização efetiva depende da função distribuição de velocidades (ou energia), e não da densidade no espaço das configurações. Uma observação importante a ser feita em relação a esse termo é que, tal como foi definido em 2.22, ele também leva em conta o efeito de captura eletrônica. Para que as considerações precedentes sejam válidas, é necessário levar em conta apenas a captura eletrônica por moléculas neutras.

---

<sup>1</sup>Exemplos de expressões da contribuição da ionização para o termo de colisão podem ser encontrados em [3], onde são considerados os casos extremos em que (i) a energia entre os elétrons é dividida igualmente e (ii) um dos elétrons fica com toda a energia restante após a colisão.



Para interpretar os parâmetros de transporte obtidos a partir da equação da continuidade, será interessante considerar o caso particular em que o efeito de captura eletrônica é desprezível em relação à ionização ou, pelo menos, menor. Nesse caso,  $R_i^1$  representa a taxa de ionização média, uma grandeza macroscópica mensurável e em particular passível de ser determinada por meio do experimento aqui descrito.

É possível demonstrar que a expressão da velocidade  $W_0$  (eq. 2.47) é exatamente o mesmo resultado que se obtém ao substituir 2.28 e 2.43 em 2.15, na condição em que a densidade de elétrons e as suas derivadas espaciais sejam nulas nos eletrodos. A velocidade  $W$  é a velocidade do centro de massa dos elétrons [17, 18] e difere de  $W_0$  pelo termo  $W_i$ . Esse termo foi interpretado por H. Tagashira *et al.* (1977) [17] como o efeito da ionização sobre a velocidade do centro de massa, uma vez que os elétrons recém “criados” ou “nascidos” como consequência da ionização atuam no sentido de aumentar a velocidade.

Já o coeficiente de difusão longitudinal,  $D_L$ , resulta da soma de três termos. O primeiro deles (eq. 2.46),  $D_0$ , corresponde ao coeficiente de difusão transversal,  $D_T$ , que teria sido observado em um processo de difusão na situação em que não ocorre nem ionização nem captura eletrônica [17, 18]. O segundo termo,  $D_\mu$ , é negativo e portanto resulta em uma diminuição de  $D_L$  em relação a  $D_0$ . Essa diminuição é consequência da variação espacial da mobilidade dos elétrons na direção do campo [18, 20]. Finalmente, o terceiro termo corresponde ao efeito da ionização ou da captura eletrônica sobre o coeficiente de difusão longitudinal.

A densidade de elétrons pode ser determinada resolvendo a equação 2.44 impondo alguma condição inicial e de contorno adequadas ao tipo de experimento em questão. A solução em espaço aberto, considerando uma fonte pontual em  $z = 0$  no instante  $t = t_0$ , é igual a [18]

$$n(t, z) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_L(t - t_0)}} e^{R_i(t-t_0)} e^{\left\{ \frac{[z-W(t-t_0)]^2}{4D_L(t-t_0)} \right\}} . \quad (2.53)$$

Essa solução é tradicionalmente utilizada na análise de experimentos de tempo de voo (*TOF - time of flight experiments*) ou de descargas de Townsend pulsadas (*Pulsed Townsend*) para determinar  $W$  e  $D_L$ .

---

<sup>1</sup>A partir desse ponto, o termo  $R_{\text{eff}}$  será substituído por  $R_i$ . Deve-se subentender que a taxa de ionização  $R_i$  é sempre positiva, ou seja, que a taxa de ionização é maior do que a taxa de captura.

### 2.2.5 Primeiro coeficiente de Townsend

Nessa aproximação, a densidade de elétrons em um experimento de descarga de Townsend em fluxo estacionário (*Steady State Townsend experiment*) pode ser obtida a partir da integração da solução da equação 2.53 sobre toda a duração de operação da fonte de extração de elétrons sobre o cátodo, por exemplo,  $-\infty < t_0 \leq t$ . Resulta desse procedimento uma densidade  $n(z)$  que depende unicamente da posição  $z$  [18],

$$n(z) = ce^{\alpha_T z}, \quad (2.54)$$

onde

$$\alpha_T = \frac{W}{2D_L} - \sqrt{\left(\frac{W}{2D_L}\right)^2 - \frac{R_i}{D_L}}. \quad (2.55)$$

Na condição em que  $\frac{4D_L R_i}{W^2} \ll 1$ , condição válida nos gases e na faixa de campo elétrico utilizados neste trabalho, então

$$\alpha_T \simeq \frac{R_i}{W}. \quad (2.56)$$

Em muitos casos, o primeiro coeficiente de Tonwsend pode ser relacionado com o campo elétrico reduzido apor meio de algumas fórmula empírica ou semi-empírica. A mais comum delas, sugerida pela primeira vez por Townsend [1], tem a seguinte forma

$$\alpha/N = Fe^{-GN/E}. \quad (2.57)$$

Essa expressão é semi-empírica, pois é possível deduzí-la a partir de alguns argumentos físicos, ainda que sejam bastante restritivos. Por exemplo, é possível deduzir 2.57 considerando que um elétron sofre apenas colisões de ionização e calculando a probabilidade de um elétron sofrer uma colisão após percorrer uma distância  $x = I/eE$ , onde  $I$  é o potencial de ionização da molécula [1]. Outro argumento possível é considerar que a fração de elétrons em uma distribuição Maxwelliana com energia suficiente para produzir uma ionização é proporcional a  $\exp(-I/kT_e)$ ; se a temperatura dos elétrons  $T_e$  é proporcional a  $E/N$ , então chega-se à expressão 2.57 [1]. As constantes  $F$  e  $G$ , frequentemente encontradas na literatura, dependem apenas do gás e sua interpretação física varia de acordo com as suposições necessárias à obtenção da expressão 2.57; como tais suposições são muito restritivas, não é comum obter outros parâmetros físicos a partir das constantes.

## 2.3 Carga Eletrônica Total

Em todas as situações práticas, o movimento dos elétrons está confinado a uma região limitada no espaço, de modo que a carga total pode ser obtida a partir da integração da densidade nessa região do espaço. A solução 2.53 não leva em consideração as condições de contorno, isto é, que  $n$  deve ser nula e contínua nos pontos da região de contorno [30]. Portanto, 2.53 é apenas uma aproximação da solução do problema de condições de contorno, válida na condição em que se considera soluções em regiões suficientemente distantes dos eletrodos.

Também na maior parte das situações práticas, é difícil produzir uma condição inicial pontual que possa ser bem representada por uma função delta de Dirac em  $t = t_0$ . Na prática, os elétrons são extraídos do cátodo em um tempo finito  $\Delta t_0$ , por exemplo, o tempo de duração da interação de um feixe de laser pulsado com o eletrodo, que é proporcional à largura temporal total à meia altura do feixe. Se esse tempo de duração é muito menor do que o tempo que o centro de massa dos elétrons leva para atingir o ânodo (*tempo de voo*), então a aproximação de fonte pontual é válida. Caso a aproximação não seja válida, o problema pode ser resolvido integrando a solução 2.53 no intervalo de duração da extração de elétrons, por exemplo,  $(t_0 - \Delta t_0) \leq t \leq t_0$ .

Na região próxima ao cátodo, onde se inicia o movimento dos elétrons, após terem sido extraídos do cátodo por meio de um feixe de laser, por exemplo, o regime de equilíbrio hidrodinâmico ainda não está estabelecido. Pode-se considerar, no entanto, uma posição  $z_{eq}$  em relação ao cátodo a partir de onde os elétrons já se encontram na situação de equilíbrio.

No ponto  $z_{eq}$  os elétrons emergem na região de equilíbrio durante um intervalo de tempo e não em um único instante, pois a fonte de extração dos elétrons não é pontual. Pelo princípio da superposição, a densidade total  $n_{tot}(t, z)$  é igual a uma superposição de soluções na forma 2.53, pois é possível considerar a fonte de extração de elétrons como uma série de fontes pontuais cuja amplitude varia em função da forma do feixe. Se o feixe de laser é gaussiano, com um desvio padrão igual a  $\sigma_t = \sigma/W$ , a carga total  $N_e(t)$  em um instante  $t$  é obtida integrando essa solução na região da descarga, fornecendo o resultado

$$N_e(t) = \int_{t-t_c+t_0}^t \frac{Wn_0 e^{-\frac{[W(t'-t_0)]^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\sigma^2\pi}} \int_0^{t_c-t_0} \frac{W e^{-\frac{[Wt''+W(-t+t')]^2}{4D_L(t-t')}}}{\sqrt{4\pi D_L(t-t')}} e^{R_i(t-t')} dt'' dt' , \quad (2.58)$$

onde  $t_0$  é o instante em que a centroide da distribuição inicial atinge a região de

equilíbrio,  $t_c$  é o instante em que um “pacote<sup>1</sup>” de elétrons com velocidade de grupo igual a  $W$  atinge o ânodo,  $n_0$  é a quantidade total de elétrons extraídos pelo laser. Na integral 2.58, para converter a variável de integração espacial para uma variável temporal foi necessário considerar a velocidade do centro de massa constante e idêntica em todos os “pacotes” de elétrons. Além disso, considerou-se que  $z_{eq} \ll d$ , onde  $d$  é o espaçamento entre os eletrodos, de modo que  $z_{eq} \approx 0$  (por esse motivo  $t_{eq}$  foi substituído por  $t_0$  em 2.58).

A equação 2.58 pode ser interpretada da seguinte forma: no instante  $t_0$  os elétrons na centroide da distribuição inicial entram na região de equilíbrio, mas já há outros elétrons, previamente extraídos pela fonte, em equilíbrio, que já começaram a desencadear o processo de avalanche e se difundir pelo gás. Nos instantes subsequentes, outros elétrons serão injetados no meio gasoso durante a incidência do feixe de laser pulsado.

Com a finalidade de obter expressões uma expressão mais simples para  $N_e(t)$ , será útil analisar alguns casos limites. O primeiro deles, é o caso limite em que a dispersão  $\sigma$  tende a zero. Nesse limite, a expressão 2.58 se reduz a

$$\begin{aligned} N_e(t) &= \int_{t-t_c+t_0}^t n_0 \delta(t' - t_0) \int_0^{t_c-t_0} \frac{W e^{\frac{-[Wt''+W(-t+t')]^2}{4D_L(t-t')}}}{\sqrt{4\pi D_L(t-t')}} e^{R_i(t-t')} dt'' dt' \\ &= \int_0^{t_c-t_0} \frac{W n_0 e^{\frac{-[Wt''+W(-t+t_0)]^2}{4D_L(t-t_0)}}}{\sqrt{4\pi D_L(t-t_0)}} e^{R_i(t-t_0)} dt'' , \end{aligned} \quad (2.59)$$

onde  $\delta$  é a função delta de Dirac. Essa expressão corresponde exatamente àquela que teria sido obtida se a solução pontual 2.53 fosse integrada na região entre os eletrodos.

O outro caso limite é aquele em que o tempo de voo dos elétrons é suficientemente rápido para que a magnitude da dispersão longitudinal dos elétrons permaneça sempre muito menor do que a distância entre os eletrodos. Nesse caso, a segunda integral da equação 2.58 pode ser aproximada pela integral sobre todo o espaço. Isso ocorre, por exemplo, quando  $D_L \delta_v \ll d^2$  ou  $D_L \ll Wd$ , onde  $\delta_v = t_c - t_0$  é o tempo de voo dos elétrons e  $W = d/\delta_v$  é a velocidade do centro de massa. Nesse limite, a expressão 2.58 se reduz a

$$N_e(t) = \int_{t-t_c+t_0}^t \frac{W n_0 e^{\frac{-[W(t'-t_0)]^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\sigma^2\pi}} e^{R_i(t-t')} dt' , \quad (2.60)$$

<sup>1</sup>A palavra “pacote” designa nesse contexto uma solução pontual do tipo 2.53.

onde foi utilizado o seguinte resultado

$$\int_0^{t_c-t_0} \frac{We^{-\frac{[Wt''+W(-t+t')]^2}{4D_L(t-t')}}}{\sqrt{4\pi D_L(t-t')}} dt'' \approx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{We^{-\frac{[Wt''+W(-t+t')]^2}{4D_L(t-t')}}}{\sqrt{4\pi D_L(t-t')}} dt'' = 1 .$$

A equação 2.60 corresponde ao limite que melhor se aproxima da situação experimental tratada neste trabalho, como será demonstrado no capítulo 6. É importante chamar a atenção para o fato de que os dois limites não são mutuamente excludentes, ou seja, é possível que ambos ocorram ao mesmo tempo. Nesse caso, a quantidade total de elétrons  $N_e(t)$  é dada pela expressão

$$N_e(t) = \begin{cases} n_0 e^{R_i(t-t_0)} & \text{para } t_0 \leq t \leq t_c , \\ 0 & \text{para } t > t_c \text{ e } t < t_0 . \end{cases} \quad (2.61)$$

O gráfico (b) da figura 3.10 corresponde a uma situação que pode ser bem aproximada por esse limite. Certamente, no que diz respeito à qualidade dos resultados, seria muito desejável conseguir reproduzir em laboratório uma situação como essa. Isso porque nesse caso é fácil determinar o tempo de voo dos elétrons e a taxa de ionização com precisão, embora seja impossível obter qualquer informação a respeito da difusão longitudinal. Se o objetivo é medir a taxa de ionização e a velocidade dos elétrons, essa seria a situação ideal.

Por último, será interessante reescrever a equação 2.60, a fim de colocá-la em formato adequado à utilização no procedimento de ajuste pelo Método dos Mínimos Quadrados. Isso será possível fazendo uma mudança de variáveis, definindo uma nova variável  $\varrho$  tal que

$$\varrho = \frac{W(t' - t_0)}{\sigma \sqrt{2}} + \frac{R_i \sigma}{W \sqrt{2}} . \quad (2.62)$$

Reescrevendo a equação 2.60 utilizando essa nova variável, chega-se ao resultado

$$N_e(t) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi}} e^{R_i(t-t_0)} \int_{\varrho_0(t)}^{\varrho_f(t)} e^{-\varrho^2} d\varrho , \quad (2.63)$$

onde

$$\varrho_0(t) = \frac{t - t_0 + \frac{R_i^2 \sigma^2}{W^2}}{\sqrt{2} \frac{\sigma}{W}} , \quad (2.64)$$

$$\varrho_f(t) = \frac{t - t_c + \frac{R_i^2 \sigma^2}{W^2}}{\sqrt{2} \frac{\sigma}{W}} . \quad (2.65)$$

$$(2.66)$$

A equação 2.63 pode ser expressa em termos da função *erro*,

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\varrho} d\varrho, \quad (2.67)$$

fornecendo o seguinte resultado para a densidade de cargas negativas,  $q_-(t)$ :

$$q_-(t) = -en_0 e^{-\frac{R_i^2 \sigma^2}{2W^2}} e^{R_i(t-\tau_0)} \left[ \text{erf}\left(\frac{t-\tau_0}{\zeta}\right) - \text{erf}\left(\frac{t-\tau_0-\delta_v}{\zeta}\right) \right], \quad (2.68)$$

onde

$$\begin{aligned} \tau_0 &= t_0 - \frac{R_i \sigma^2}{W^2}, \\ \delta_v = t_c - t_0 \quad \text{e} \quad \zeta &= \sqrt{2} \frac{\sigma}{W}. \end{aligned}$$

Na equação 2.68 a quantidade total de elétrons foi multiplicada pela carga elementar e para obter a carga negativa instantânea  $q_-(t)$ . Uma discussão mais detalhada a respeito do comportamento da função 2.68 será realizada no capítulo 3, seção 3.3.1.1.

## 2.4 Resultados Numéricos - Bolsig+ e Magboltz 8.6

Nessa seção, será realizada uma descrição sucinta dos aplicativos Bolsig+ e Magboltz 8.6, utilizados para determinar numericamente os parâmetros de transporte. Essa descrição é importante, pois, para verificar a sua consistência, os resultados experimentais serão comparados com os resultados numéricos. É, portanto, fundamental ter o conhecimento sobre as aproximações e limitações desses códigos.

Os dois códigos são essencialmente diferentes, na medida em que usam estratégias muito distintas para obter os parâmetros de transporte. O aplicativo Bolsig+ implementa a solução da equação de Boltzmann na aproximação de Lorentz. Informações detalhadas a respeito do funcionamento desse código podem ser obtidas na referência [3]. Já o aplicativo Magboltz 8.6 utiliza o método Monte Carlo para simular as colisões dos elétrons e obter os parâmetros de transporte. Para obter um entendimento detalhado do algoritmo do Magboltz, podem ser consultadas as referências [31–33], e o próprio código, disponível em rede [34].

### 2.4.1 Bolsig+

O aplicativo Bolsig+ é capaz de resolver a equação de Boltzmann na aproximação de Lorentz. Também faz uso de outra aproximação ao supor que a função distribuição possa ser escrita como o produto da densidade dos elétrons no espaço das configurações, função unicamente do tempo e espaço, pela função distribuição de energia ou velocidades. Isso seria equivalente a uma solução expandida em potências do gradiente da velocidade, limitada ao termo de ordem zero (*vide* eq. 2.43). Portanto, esse aplicativo é capaz de obter o coeficiente de difusão longitudinal, mas não é capaz de obter o coeficiente de difusão transversal. Além disso, nessa aproximação, não existe diferença entre  $W$  e  $W_0$ , distinção que só é possível se os termos de primeira ordem na expansão 2.43 não são desprezados.

Além disso, esse aplicativo só é capaz de obter soluções em dois casos particulares, dependendo de algumas suposições a respeito da densidade de elétrons. Para descrever experiências de Townsend do tipo pulsado, é feita a suposição de que a densidade de elétrons obedece a equação

$$\frac{1}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial t} = R_i . \quad (2.69)$$

Por outro lado, para descrever experiências em que são produzidas descargas de Townsend em regime estacionário, é feita a suposição de que a densidade de elétrons obedece a equação

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = \alpha . \quad (2.70)$$

Com base nessas suposições, já há informação suficiente a respeito da função distribuição para que possa ser completamente determinada numericamente a partir da sua substituição em um sistema de equações semelhante ao composto pelas equações 2.25 e 2.26.

Para comparar os resultados numéricos com os resultados teóricos, é mais conveniente utilizar a solução que supõe uma densidade eletrônica do tipo 2.69, pois a experiência aqui tratada é uma experiência de Townsend pulsada. Também convém observar que não foram consideradas colisões do tipo elétron-elétron e colisões super-elásticas (colisões de de-excitação), o que não traz prejuízo à comparação com os resultados experimentais, pois as descargas apresentam baixíssimo grau de ionização, sendo que, nesse caso, esses tipos de colisão não são importantes nas condições experimentais de interesse, como foi discutido na seção 2.2.3. Por outro lado, as seções de choque de captura eletrônica não foram incluídas no cálculo no caso do isobutano, por falta de resultados experimentais na literatura. Isso não traz prejuízo no caso do nitrogênio, em que o efeito de captura eletrônica

não é importante e pode ser desprezado, mas poderia ter alguma importância no caso do isobutano.

A solução dos parâmetros de transporte do nitrogênio foram obtidas utilizando as seções de choque disponibilizadas em rede junto com o aplicativo [35]. Essas seções de choque estão baseadas na compilação de A.V. Phelps e L.C. Pitchford [26]. A tabela 2.1 mostra todos os tipos de colisão elétron-molécula cujas seções de choque foram utilizadas para obter a solução da equação de Boltzmann no caso do nitrogênio.

Além das seções de choque e do tipo de descarga, é necessário especificar também a temperatura e a pressão do gás. A temperatura utilizada na simulação foi 20 °C e a pressão foi 700 Torr, em adequação às condições experimentais (ver seção 3.2.3.2, capítulo 3). Por último, deve-se especificar a magnitude do campo elétrico. Logicamente, foram obtidas soluções na mesma faixa de campo elétrico reduzido das medições experimentais.

Tabela 2.1: Tipos de colisão elétron-molécula cujas seções de choque foram utilizadas para obter a solução da equação de Boltzmann no caso do nitrogênio.

Tipo de colisão	Estado final molecular	Magboltz 8.6	Bolsig+	Energia (eV)
<b>Elástica:</b> $N_2 + e^- = N_2 + e^-$	$N_2$	✓	✓	–
<b>Excitação:</b> $N_2 + e^- = N_2^* + e^-$	$N_2^*$			
Excitações rotacionais				
	$N_2(\text{rot } 0-2)$	✓ <sup>1</sup>	✗ <sup>2</sup>	0,001 48
	$N_2(\text{rot } 1-3)$	✓	✗	0,002 47
	$N_2(\text{rot } 2-4)$	✓	✗	0,003 45
	$N_2(\text{rot } 3-5)$	✓	✗	0,004 44
	$N_2(\text{rot } 4-6)$	✓	✗	0,005 43
	$N_2(\text{rot } 5-7)$	✓	✗	0,006 41
	$N_2(\text{rot } 6-8)$	✓	✗	0,007 40
	$N_2(\text{rot } 7-9)$	✓	✗	0,008 39
	$N_2(\text{rot } 8-10)$	✓	✗	0,009 37

Continua na próxima página



Tabela 2.1 – continuação da página anterior

Tipo de colisão	Estado final molecular	Magboltz 8.6	Bolsig+	Energia (eV)
	$N_2(\text{rot } 9-11)$	✓	✗	0,0104
	$N_2(\text{rot } 10-12)$	✓	✗	0,0113
	$N_2(\text{rot } 11-13)$	✓	✗	0,0123
	$N_2(\text{rot } 12-14)$	✓	✗	0,0133
	$N_2(\text{rot } 13-15)$	✓	✗	0,0143
	$N_2(\text{rot } 14-16)$	✓	✗	0,0153
	$N_2(\text{rot } 15-17)$	✓	✗	0,0163
	$N_2(\text{rot } 16-18)$	✓	✗	0,0173
	$N_2(\text{rot } 17-19)$	✓	✗	0,0183
	$N_2(\text{rot } 18-20)$	✓	✗	0,0192
	$N_2(\text{rot } 19-21)$	✓	✗	0,0202
	$N_2(\text{rot } 20-22)$	✓	✗	0,0212
	$N_2(\text{rot } 21-23)$	✓	✗	0,0222
	$N_2(\text{rot } 22-24)$	✓	✗	0,0232
	$N_2(\text{rot } 23-25)$	✓	✗	0,0242
	$N_2(\text{rot } 24-26)$	✓	✗	0,0252
	$N_2(\text{rot } 25-27)$	✓	✗	0,0261
	$N_2(\text{rot } 26-28)$	✓	✗	0,0271
	$N_2(\text{rot } 27-29)$	✓	✗	0,0281
	$N_2(\text{rot } 28-30)$	✓	✗	0,0291
	$N_2(\text{rot } 29-31)$	✓	✗	0,0301
	$N_2(\text{rot } 30-32)$	✓	✗	0,0311
	$N_2(\text{rot } 31-33)$	✓	✗	0,0321
	$N_2(\text{rot } 32-34)$	✓	✗	0,0331
	$N_2(\text{rot } 33-35)$	✓	✗	0,0340
	$N_2(\text{rot } 34-36)$	✓	✗	0,0350
	$N_2(\text{rot } 35-37)$	✓	✗	0,0360
	$N_2(\text{rot } 36-38)$	✓	✗	0,0370
	$N_2(\text{rot } 37-39)$	✓	✗	0,0380
Excitações vibracionais				
	$N_2(v'=1)$	✓ <sup>3</sup>	✓	0,2889
	$N_2(v'=2)$	✓	✓	0,5742

Continua na próxima página

Tabela 2.1 – continuação da página anterior

Tipo de colisão	Estado final molecular	Magboltz 8.6	Bolsig+	Energia (eV)
	$N_2(v'=3)$	✓	✓	0,8559
	$N_2(v'=4)$	✓	✓	1,1342
	$N_2(v'=5)$	✓	✓	1,4088
	$N_2(v'=6)$	✓	✓	1,6801
	$N_2(v'=7)$	✓	✓	1,9475
	$N_2(v'=8)$	✓	✓	2,2115
	$N_2(v'=9)$	✓	✗	2,4718
	$N_2(v'=10)$	✓	✗	2,7284
	$N_2(v'=11)$	✓	✗	2,9815
	$N_2(v'=12)$	✓	✗	3,2310
	$N_2(v'=13)$	✓	✗	3,4769
	$N_2(v'=14)$	✓	✗	3,7191
	$N_2(v'=15)$	✓	✗	3,9576
Estados eletrônicos excitados				
Estado Fundamental:				
$X^1\Sigma_g^+(v'' = 0)$				
	$N_2(A^3\Sigma, v'=0-4)$	✓	✓	6,725
	$N_2(A^3\Sigma, v'=5-9)$	✓	✓	7,360
	$N_2(B^3\Pi, v'=0-3)$	✓	✓	7,744
	$N_2(W^3\Delta, v'=0-5)$	✓	✓	8,050
	$N_2(A^3\Sigma, v'=10-21)$	✓	✓	8,217
	$N_2(B^3\Pi, v'=4-16)$	✓	✓	8,451
	$N_2(W^3\Delta, v'=6-10)$	✓	✗	8,729
	$N_2(a^1\Pi, v'=0-3)$	✓	✓	8,850
	$N_2(B'^3\Sigma, v'=0-6)$	✓	✗	8,974
	$N_2(a'^1\Sigma, v'=0-6)$	✓	✓	9,191
	$N_2(W^3\Delta, v'=11-19)$	✓	✗	9,562
	$N_2(w^1\Delta, v'=0-5)$	✓	✓	9,590
	$N_2(a^1\Pi, v'=4-15)$	✓	✗	9,665

Continua na próxima página

Tabela 2.1 – continuação da página anterior

Tipo de colisão	Estado final molecular	Magboltz 8.6	Bolsig+	Energia (eV)
	$N_2(B' \ ^3\Sigma, \ v'=7-18)$	✓	✗	9,933
	$N_2(A' \ ^1\Sigma, \ v'=7-19)$	✓	✗	10,174
	$N_2(w \ ^1\Delta, \ v'=6-18)$	✓	✗	10,536
	$N_2(C \ ^3\Pi, \ v'=0-4)$	✓	✓	11,188
	$N_2(E \ ^3\Sigma)$	✓	✓	11,875
	$N_2(a'' \ ^1\Sigma, \ v'=0-1)$	✓	✓	12,289
	$N_2(b \ ^1\Pi, \ v'=0-6)$	✓	✗	12,771
	$N_2(C' \ ^1\Pi, \ v'=0-3)$	✓	✗	12,950
	$N_2(G \ ^3\Pi, \ v'=0-3)$	✓	✗	13,001
	$N_2(c_3 \ ^1\Pi, \ v'=0-3)$	✓	✗	13,093
	$N_2(F \ ^3\Pi, \ v'=0-3)$	✓	✗	13,174
	$N_2(b' \ ^1\Sigma, \ v'=0-10)$	✓	✗	13,371
	$N_2(b \ ^1\Pi, \ v'=7-14)$	✓	✗	13,382
	$N_2(o_3 \ ^1\Pi, \ v'=0-3)$	✓	✗	13,564
	$N_2(b' \ ^1\Sigma, \ v'=10-11)$	✓	✗	14,0
	$N_2(\text{Soma dos singletos})$	✓	✓	14,2
<b>Ionização:</b>				
$N_2 + e^- = N_2^+ + 2e^-$	$N_2^+$	✓	✓	15,581

<sup>1</sup>O aplicativo Magboltz considera também todas as possíveis colisões super-elásticas rotacionais. São as colisões no sentido inverso; por exemplo,  $N_2(\text{rot } 2-0)$ . As seções de choque, tanto no caso inelástico quanto super-elástico, são calculadas utilizando os resultados teóricos de Gerjuoy e Stein [34].

<sup>2</sup>O aplicativo Bolsig+ considera um único conjunto de seções de choque para as colisões inelásticas rotacionais (*single-level approximation* [26]), com um limite inferior de energia igual a 0,2 eV.

<sup>3</sup>No caso das excitações vibracionais, o aplicativo Magboltz considera apenas a colisão super-elástica na transição  $v'=1$ .

### 2.4.2 Magboltz 8.6

As primeiras versões do aplicativo Magboltz utilizavam a expansão em polinômios de Legendre, limitada aos três primeiros termos, para obter a solução da equação de Boltzmann [31]. Versões mais recentes, incluindo a que foi utilizada neste trabalho (versão 8.6), passaram a utilizar o método Monte Carlo para obter os parâmetros de transporte. Esse método consiste em acompanhar a trajetória de um elétron colisão após colisão utilizando números pseudo-aleatórios para determinar a velocidade e posição do elétron após o impacto [31, 32]. Embora a formulação desse método seja mais simples do que a do anterior, tem a desvantagem de exigir um tempo computacional maior [32].

Esse método pressupõe a hipótese ergódica, isto é, que uma grandeza calculada sobre a trajetória de um elétron ao longo do tempo é igual à média sobre um *ensemble* estatístico. Por exemplo, a velocidade média de deriva  $W$  do elétron é calculada sobre uma amostra de quocientes entre a posição e o tempo,  $z/t$ , obtidas após cada uma das colisões simuladas. Se o número de colisões for suficientemente grande, então, pela hipótese ergódica, a velocidade obtida é igual à que seria calculada sobre um *ensemble* estatístico.

O algoritmo implementado pelo aplicativo Magboltz obtém o tempo  $\tau_c$  entre cada uma das colisões utilizando números pseudo-aleatórios. Isso é possível, por exemplo, utilizando a expressão

$$S = e^{-\int_{t=0}^{\tau_c} \nu(t,v) dt} , \quad (2.71)$$

onde  $\nu(t, v)$  é a frequência total de colisão dos elétrons,  $v$  é a velocidade instantânea do elétron e  $S$  é um número pseudo-aleatório entre 0 e 1 regido por uma distribuição uniforme. No caso do aplicativo Magboltz, o termo  $\nu(t, v)$  inclui a contribuição de colisões elásticas, inelásticas, super-elásticas, de captura eletrônica e de ionização. Para diminuir o tempo de computação, costuma-se utilizar uma técnica conhecida como *null collision technique* [33], que consiste em escolher uma frequência de colisão  $\nu'$  superior à  $\nu(t, v)$  em todo o intervalo relevante de energia. Essa aproximação é posteriormente compensada, fazendo com que uma fração  $(1-\nu(t, v)/\nu')$  dos elétrons que entram em colisão com velocidade  $v$  tenham sua trajetória inalterada pela colisão [33]. Essas “colisões” são chamadas de colisões nulas enquanto que as restantes são chamadas de colisões reais. O aplicativo Magboltz, por exemplo, permite a especificação da quantidade de colisões reais. Todas as simulações realizadas neste trabalho foram obtidas utilizando  $10^8$  colisões reais.

A simulação exige outros parâmetros além da quantidade de colisões reais. Esses parâmetros são: a quantidade de gases na mistura e a fração de cada espécie; o limite máximo da energia dos elétrons, utilizado no algoritmo de *null collision*; o código de especificação dos gases da mistura, contendo as seções de choque; a temperatura e a pressão do gás; a magnitude do campo elétrico e do campo magnético e o ângulo entre eles.

As simulações foram realizadas utilizando ou nitrogênio puro ou isobutano puro. A energia máxima dos elétrons não precisou ser fornecida, pois o aplicativo possui um algoritmo para determiná-la automaticamente. Foram utilizadas seções de choque presentes no próprio código, compiladas pelo autor do aplicativo com base em resultados experimentais disponíveis<sup>1</sup>. A temperatura utilizada na simulação foi 20°C e a pressão foi 700 Torr, em adequação às condições experimentais (ver seção 3.2.3.2, capítulo 3). A magnitude do campo elétrico foi simulada reproduzindo os campos elétricos obtidos experimentalmente. Foram simulados todos os pontos correspondentes aos resultados experimentais. Também foram simulados alguns outros pontos a fim de permitir a extrapolação da curva dos resultados simulados para além da região de campo elétrico reduzido delimitada pelos resultados experimentais.

Tanto no caso do nitrogênio quanto no do isobutano foram consideradas colisões elásticas, inelásticas, super-elásticas e de ionização (ver tabela 2.1). Diferentemente do aplicativo Bolsig+, a anisotropia das colisões inelásticas são levadas em consideração por meio de algum método aproximado [31, 34].

Tabela 2.2: Tipos de colisão elétron-molécula cujas seções de choque foram utilizadas para obter a solução da equação de Boltzmann no caso do isobutano.

Tipo de colisão	Estado final molecular	Magboltz	Bolsig+	Energia (eV)
		8.6		
<b>Elástica:</b>				
$C_4H_{10} + e^- = C_4H_{10} + e^-$	$C_4H_{10}$	✓	✓	–
<b>Excitação:</b>				
$C_4H_{10} + e^- = (C_4H_{10})^* + e^-$	$(C_4H_{10})^*$			
Excitações vibracionais:				
Vibrações				

Continua na próxima página

<sup>1</sup>O código fonte do aplicativo Magboltz [34] pode ser consultado caso se deseje conhecer as fontes a partir das quais foram obtidas as seções de choque.

Tabela 2.2 – continuação da página anterior

Tipo de colisão	Estado final molecular	Magboltz 8.6	Bolsig+	Energia (eV)
angulares	Vib 1	✓	✓	0,032
	Vib 2	✓	✓	0,108
Vibrações de estiramento	Vib 3	✓	✓	0,173
	Vib 4	✓	✓	0,363
	Vib 5	✓	✓	0,519
Excitação eletrônica	Exc 1	✓	✓	7,4
Excitação Dissociativa	Exc 2	✓	✓	9,70
	Exc 3	✓	✓	14,0
<b>Ionização:</b>				
$C_4H_{10} + e^- = (C_4H_{10}^+) + 2e^-$	$(C_4H_{10})^+$	✓	✓	10,67

<sup>1</sup>As colisões super-elásticas são consideradas pelo aplicativo Magboltz em todos os processos vibracionais listados, com exceção da excitação de estiramento Vib 5.



# Capítulo 3

## Experimento

Esse capítulo tem como finalidade dar uma descrição geral do aparato experimental. O objetivo é fornecer um quadro completo do experimento e da sua evolução ao longo do desenvolvimento do trabalho. Convém deixar claro que a concepção do experimento e as mudanças realizadas ao longo do tempo resultam do trabalho conjunto do grupo de pesquisadores do *Laboratório de Desenvolvimento de Novos Tipos de Detectores Gasosos* em colaboração com o Prof. Paulo Fonte do *Laboratório de Instrumentação e Partículas – LIP* de Coimbra, Portugal. Portanto, o aparato experimental descrito aqui não é o resultado principal dessa dissertação nem produto do trabalho do seu autor. No entanto, a descrição do experimento é logicamente necessária por vários motivos: (i) compreensão dos fenômenos físicos por trás dos resultados de medição, isto é, compreensão da(s) causa(s) física(s) das observações diretas; (ii) compreensão das causas de ruído ou erros sistemáticos; (iii) formulação de um modelo adequado para a obtenção dos parâmetros de transporte; (iv) interpretação dos resultados finais.

As seções desse capítulo tem uma divisão lógica que responde à uma necessidade natural de dividir a descrição do aparato experimental em partes para compreender o todo. Portanto, algumas seções são dedicadas apenas à descrição de alguma parte do sistema, como, por exemplo, o amplificador, a fonte de tensão etc. Outras seções, no entanto, contêm uma discussão a respeito dos fenômenos físicos que ocorrem em um procedimento de medição. Também serão discutidas as possíveis fontes de erro experimental, posteriormente retomadas no capítulo 5 e no capítulo 6, onde serão relacionadas com os resultados experimentais. Há também uma seção dedicada a descrever o procedimento de medição.

Ainda que o método de aquisição de dados e controle instrumental também façam parte do aparato experimental como um todo, sua descrição pormenorizada será deixada ao capítulo 4, inteiramente dedicado a esse assunto, pois, como foi



discutido no capítulo 1, seção (1.3), é um dos objetivos principais deste trabalho.

Por último, é importante chamar atenção para o fato de que nesse capítulo também serão descritas as diferenças entre dois aparatos experimentais, que, embora sejam muito parecidos, contém algumas diferenças. Isso porque ao longo do trabalho o aparato experimental foi modificado<sup>1</sup> a fim de obter melhor controle sobre as condições experimentais, sobretudo a uniformidade do campo elétrico. A primeira montagem será designada aparato **A** e a outra receberá a designação aparato **B**.

## 3.1 Aparato Experimental

Em primeiro lugar, será realizada uma breve descrição do sistema como um todo. A figura 3.1 mostra o esquema do aparato experimental. Assim que a fonte de laser pulsado de nitrogênio (marca Lasertechnik Berlin – LTB, modelo MNL200 – LD<sup>2</sup>) dispara um feixe de comprimento de onda 337,1 nm (3,7 eV), um sinal de disparo é enviado ao osciloscópio. Os fótons extraem elétrons para o meio gasoso por efeito de ionização multi-fotônica ao colidir com a superfície do cátodo de alumínio. Em outro canal do osciloscópio, é digitalizado o sinal proveniente da câmara, resultante da corrente induzida nos eletrodos pelos portadores de carga em regime de multiplicação e em movimento, sob a ação do campo elétrico constante entre as placas, às quais é aplicada uma diferença de potencial constante. Ambos sinais digitalizados são armazenados em um formato adequado para ser posteriormente submetidos à análise. A tensão aplicada aos eletrodos pode ser controlada remotamente, utilizando o aplicativo especialmente desenvolvido em linguagem MATLAB<sup>®</sup>, descrito com detalhes no capítulo 4, que também controla a aquisição de dados e oferece uma interface amigável ao usuário.

A fonte de laser e a câmara são mantidas sobre uma bancada óptica, de modo a facilitar o procedimento de alinhamento do laser com a câmara e impedir mudanças na condição de alinhamento ao longo da experiência (ver Fig. 3.2 (B)).

### 3.1.1 Câmara de ionização e deriva de elétrons

Os eletrodos contidos na câmara de ionização (ver Fig. 3.2) possuem um espaçamento que pode ser variado por meio de um micrômetro (Huntington, modelo L-2241-2) de posicionamento linear [37], feito de aço inoxidável, com uma

---

<sup>1</sup>O experimento não foi encerrado; no tempo presente à redação dessa dissertação, futuros aperfeiçoamentos continuam sendo planejados.

<sup>2</sup>As especificações desse equipamento podem ser obtidas na referência [36].

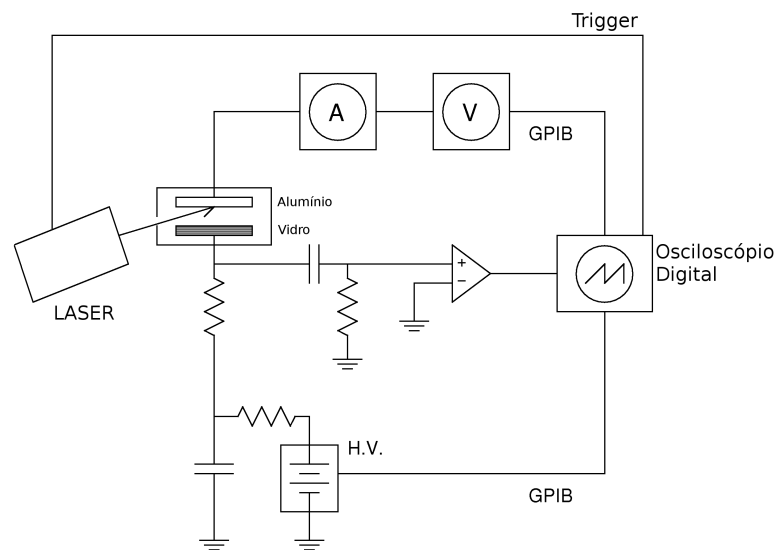


Figura 3.1: Diagrama do sistema eletrônico e laser de N<sub>2</sub>, câmara de ionização, fonte de alta tensão (simbolizada como H.V. na figura), osciloscópio, voltímetro, e o *Front end* (integra o amplificador e o eletrômetro com funções especiais desenvolvido pelo Laboratório de Instrumentação e Partículas - LIP de Coimbra, Portugal). O cátodo é feito de alumínio e o ânodo de vidro.

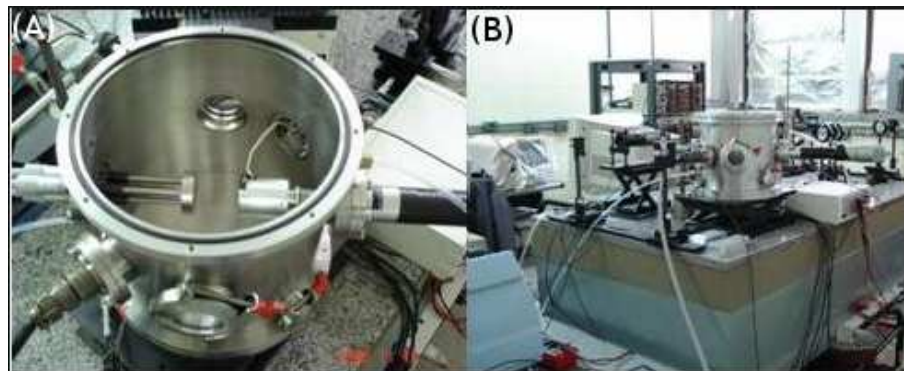


Figura 3.2: (A) Câmara na configuração de três micrômetros (mitutoyo 189, à esquerda da imagem) de alinhamento e posicionador micrométrico (Huntington L-2241-2, à direita da imagem); janela de quartzo para entrada da radiação na região superior da figura e janela para saída de radiação (planejada para futuros experimentos) na região inferior da figura; em baixo, à esquerda, entrada do conector de alta tensão; à direita, na região superior, saída do sinal elétrico. (B) Aparato experimental sobre bancada óptica.

resolução<sup>1</sup> de 0,002 mm. O cátodo, nas duas montagens, é uma peça cilíndrica de alumínio de 40 mm de diâmetro, acoplada ao posicionador micrométrico, de modo a permitir deslocamentos perpendiculares ao plano do ânodo. O ânodo, em ambos os casos, é uma peça de vidro de resistividade igual a  $1 \times 10^{12} \Omega \text{ cm}$ , cuja base e dimensões variam dependendo da montagem. Quanto às dimensões, na montagem **A**, o ânodo é cuboide, de espessura igual a 3 mm e área efetiva  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ . Já no outro caso, o ânodo é cilíndrico, de espessura igual a 3,5 mm e diâmetro igual a 32,5 mm.

No caso do aparato **A** (ver Fig. 3.3), o ânodo foi instalado sobre uma base de alumínio, entre as quais foi colocada uma folha de material isolante. A alta tensão, fornecida pela fonte Spellman (Bertan 225-30 IEEE-488 [38]), é aplicada através de um filtro passa-baixas à placa de alumínio que dá suporte ao ânodo de vidro. A base de alumínio, por sua vez, está instalada sobre uma barra de acrílico. Entre elas há uma camada de cola, que também tem como finalidade ajustar a altura do ânodo. Todo o sistema está montado sobre uma placa metálica, com três pilares acoplados a três fusos de micrômetros (Mitutoyo 189<sup>2</sup> [39]) independentes, firmemente acoplados à placa, dispostos equiangularmente. O paralelismo é garantido, portanto, regulando os três fusos dos micrômetros de modo que os pilares permaneçam simultaneamente em contato com o cátodo.

Já no caso do aparato **B** (ver Fig. 3.4), o ânodo está acoplado a uma base cilíndrica de latão, de 14 mm de diâmetro, por meio de uma fita adesiva de cobre de dupla face. Essa base está parafusada a um cilindro de esteatite, que por sua vez está parafusada a uma peça cilíndrica metálica acoplada aos três fusos micrométricos. O paralelismo entre as placas é obtido utilizando um procedimento distinto do caso anterior, pois nesse caso os micrômetros são ajustados até que os eletrodos, ao serem encostados, impeçam a passagem de qualquer feixe de luz<sup>3</sup>. A alta tensão é aplicada à base de latão através de um filtro passa-baixas.

A figura 3.2 (A) mostra uma foto da câmara, fabricada com aço inoxidável, com uma capacidade volumétrica de  $7600 \text{ cm}^3$ . Ela foi blindada de modo a impedir vazamento de gás e possui duas janelas de quartzo para permitir a entrada e a saída de radiação (planejada para futuros experimentos).

---

<sup>1</sup>O termo resolução significa no escopo deste trabalho a menor divisão da escala de um instrumento de medida, seja analógico ou digital.

<sup>2</sup>O micrômetro Mitutoyo 189 também tem resolução igual a 0.002mm

<sup>3</sup>A descrição detalhada do procedimento de alinhamento, no caso de ambas montagens, é realizada na seção 3.2.1

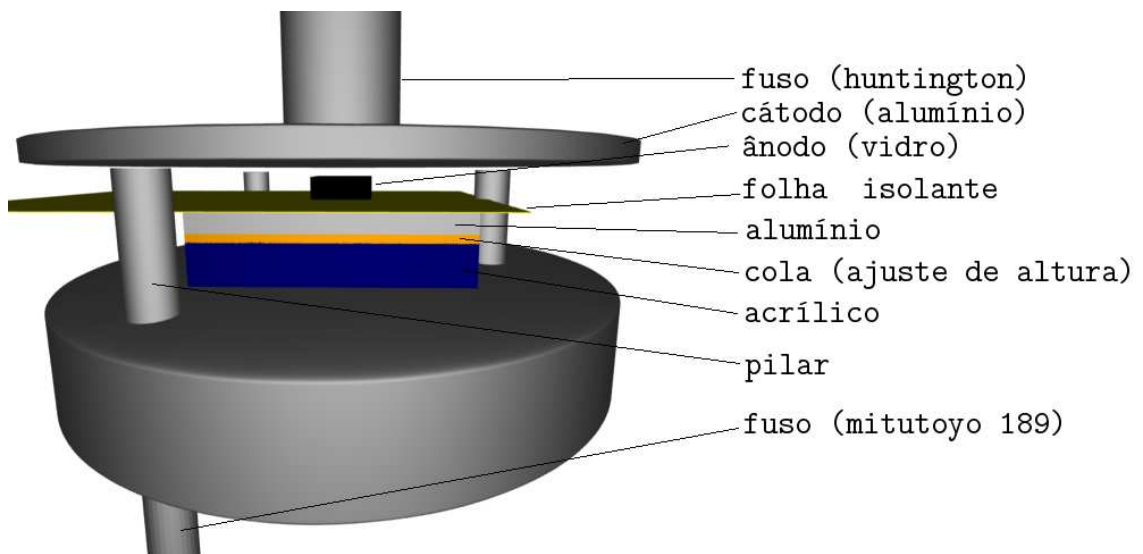


Figura 3.3: Esquema tridimensional do aparato A.

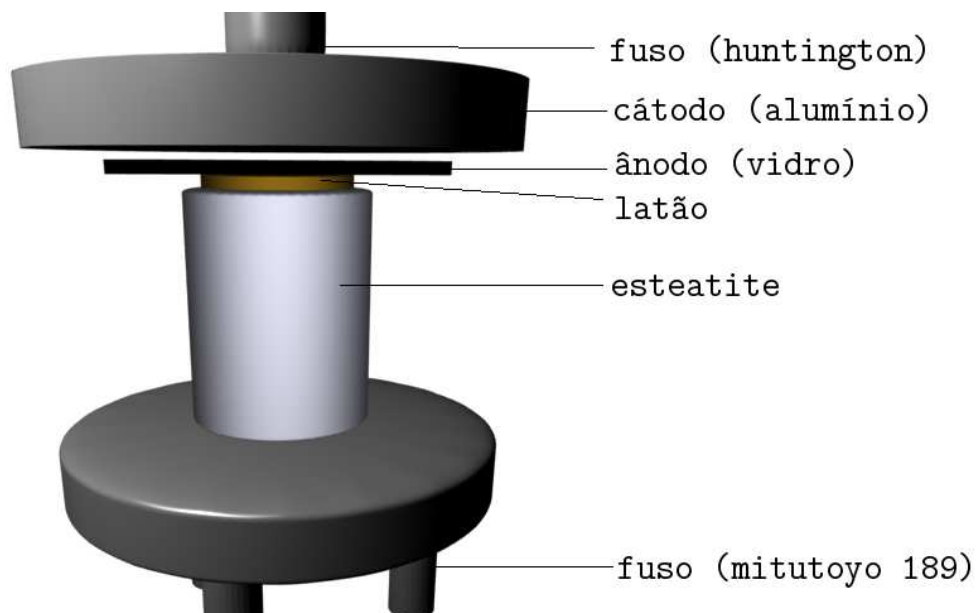


Figura 3.4: Esquema tridimensional do aparato B

### 3.1.2 Circuito elétrico

O circuito elétrico de ambos aparatos experimentais tem essencialmente a mesma concepção (Fig. 3.5). Os componentes  $R_1$  e  $C_1$  formam um filtro passa-baixas, com uma frequência de corte  $f_c = 45,5\text{Hz}$ , no caso **A**, e  $f_c = 0,32\text{Hz}$  no caso **B**. Esse filtro tem como finalidade eliminar o ruído de *ripple* produzido pela fonte de alta tensão. Já os elementos  $R_2$  e  $C_1$  atuam no sentido inverso, pois formam um filtro passa-baixas que tem como finalidade evitar que o sinal proveniente da câmara passe ao sub-circuito da fonte de tensão.

Por outro lado, os componentes  $C_2$  e  $R_3$  formam um filtro passa-altas. A explicação da finalidade desse filtro exige também uma explicação quantitativa sobre o sinal induzido pelos portadores de carga entre os eletrodos. Esse sinal tem duas componentes; uma delas corresponde ao sinal induzido pela corrente de elétrons e a outra corresponde ao sinal induzido pelos íons positivos. Embora a carga positiva e a carga negativa totais produzidas em uma descarga sejam em módulo iguais, de modo que sua soma seja nula, os sinais induzidos por elas é bastante distinto. Em uma descrição qualitativa dos sinais, pode-se dizer que o sinal proveniente das cargas negativas tem uma largura em tempo da mesma ordem de grandeza do tempo de trânsito dos elétrons, assim como o sinal induzido pelas cargas positivas tem uma largura aproximadamente igual ao tempo de trânsito dos portadores de cargas positivas. No caso do nitrogênio, por exemplo, considerando um espaçamento de 1mm entre os eletrodos, o tempo de trânsito dos elétrons é da ordem de grandeza de algumas dezenas de nanossegundos (ver, por exemplo, referência [11]) enquanto que os íons positivos tem um tempo de trânsito tipicamente igual a algumas dezenas de milissegundos (ver referência [40]). Além disso, a amplitude do sinal induzido pelas cargas é proporcional à velocidade média na direção do campo elétrico, suposto uniforme, como será mostrado na seção 3.3.

No experimento aqui descrito, somente interessa a componente negativa do sinal, pois o objetivo é medir os parâmetros de transporte dos elétrons. Aparentemente, o filtro passa-altas tem como finalidade eliminar a componente de baixa frequência do sinal induzido pelas cargas positivas. No entanto, a amplitude do sinal de cargas positivas é tipicamente seis ordens de grandeza inferior à amplitude do sinal negativo, e a sua largura em tempo é tipicamente seis ordens de grandeza superior, de forma que ainda que o sinal positivo não fosse eliminado por um filtro passa-altas, pouco afetaria o sinal negativo, se esse último fosse medido em uma escala de tempo e voltagem adequadas. De qualquer forma, ainda assim o filtro passa-altas continua sendo útil, pois elimina a interferência

produzida por sinais espúrios de baixa frequência. Como veremos na próxima seção, o sinal positivo de fato é eliminado, mas pelo amplificador.

Outra distinção importante entre os dois aparatos são as diferenças nos tipos de resistores e capacitores utilizados. Os capacitores cerâmicos  $C_1$  e  $C_2$  do aparato **A**, capazes de operar até 10 kV, foram substituídos por capacitores a vácuo (marca Comet, modelo CFMN-350AAC/15-DE-G [41]), capazes de operar até 15kV. O resistor  $R_2$ , sujeito a diferenças de potencial mais elevadas, sendo do tipo cerâmico no aparato **B**, foi substituído por um resistor de vidro a vácuo, com a finalidade de protegê-lo de descargas elétricas de corona.

### 3.1.3 *Front End* – amplificador e eletrômetro

A amplificação do sinal foi realizada por meio de um *Front end*, um dispositivo eletrônico com vários módulos, como, por exemplo, um amplificador, um comparador, um eletrômetro, desenvolvido no *Laboratório de Instrumentação e Partículas - LIP* de Coimbra. O circuito do amplificador está mostrado na figura 3.6.

Para efetuar o casamento de impedâncias em  $50 \Omega$ , há na entrada do amplificador um circuito de resistores. Há também um filtro passa-altas, com frequência de corte igual a  $0,16 \text{ MHz}$ <sup>1</sup>. O amplificador está baseado no circuito integrado BGM1013 do tipo SMMIC (*Silicon Monolithic Microwave Integrated Circuit*<sup>2</sup>), da Philips. É especialmente adequado a essa aplicação pois possui uma largura de banda tipicamente igual a  $2,2 \text{ GHz}$  [42], duas vezes superior à largura de banda do osciloscópio empregado. Na configuração apresentada na figura 3.6, o amplificador apresenta um ganho em voltagem aproximadamente constante de 31 dB até  $2,2 \text{ GHz}$  [43]. Isso, somado à sua boa linearidade, garante que a forma do sinal seja preservada.

Acoplado ao circuito do amplificador, há um seguidor de tensão (buffer de tensão), cuja função é transferir a voltagem do circuito do amplificador, de alta impedância, para a saída do *Front end*, acoplado a um cabo RG174A/U-PE (poli-etileno) de  $50 \Omega$  (Fig. 3.6). O buffer de tensão está baseado no circuito integrado MAX4200EUK-T [44]. De acordo com o fabricante, na condição em que o CI opera com uma tensão de alimentação igual a 5 V, o ganho normalizado permanece constante ( $\sim 1$ ) até a frequência de 200 MHz e até 600 MHz ainda mantém-se acima de 0,8. Acoplado a uma resistência de carga igual a  $150 \Omega$ , por exemplo, o ganho é constante e igual a  $0,96 \text{ V/V}$ , até a frequência de 200 MHz [44].

---

<sup>1</sup>O filtro passa-altas do amplificador tem uma frequência de corte suficientemente elevada para eliminar o sinal induzido pelos portadores de carga positiva.

<sup>2</sup>Os circuitos integrados MMIC recebem essa designação pois operam na faixa de frequência de micro-ondas.

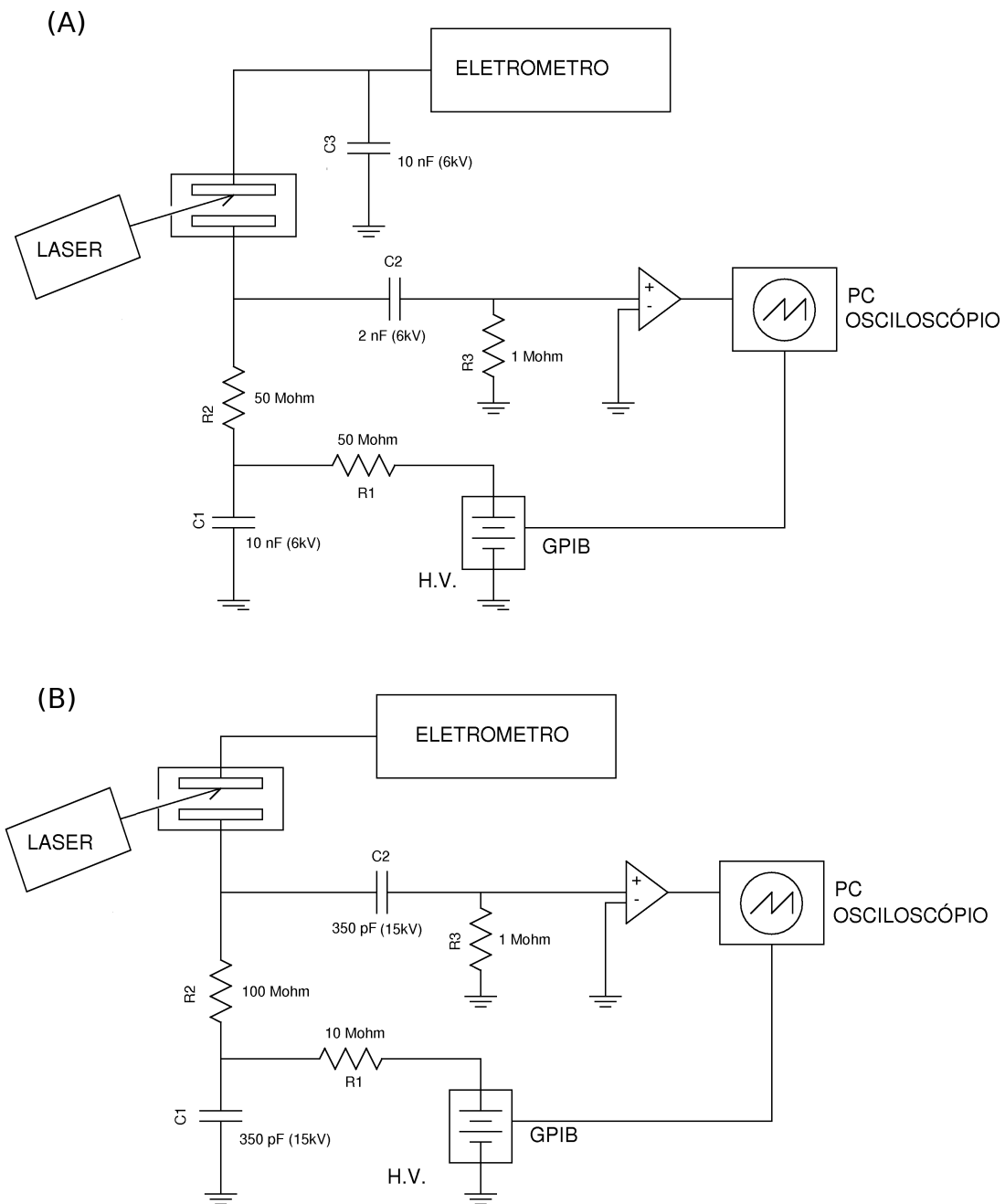


Figura 3.5: (A) Circuito elétrico do aparato A; (B) Circuito elétrico do aparato B.

Medições feitas em laboratório, utilizando um gerador de pulsos Ortec 419 para produzir sinais com um tempo de subida de 5 ns e com uma constante de decaimento de 200  $\mu$ s, mostraram que o ganho real do amplificador é aproximadamente igual a 40 V/V. Esse resultado é consistente com o que se obtém considerando que o ganho do CI BGM1013 é igual a 31 dB, pois, fazendo a conversão<sup>1</sup>, o resultado é um ganho de 35,5 V/V. O cálculo exato do ganho deve levar em conta também o ganho do seguidor de tensão, cujo valor não é conhecido para uma resistência externa de 50  $\Omega$ .

Além do amplificador, o *Front end* possui um eletrômetro que fornece a leitura de corrente em volts. Os detalhes a respeito do circuito serão omitidos<sup>2</sup>, pois este trabalho não abordará as medições de corrente<sup>3</sup>.

No caso em que foi utilizado o sinal de *trigger* do laser, a saída do sinal de disparo na fonte de laser foi acoplada a um segundo canal no osciloscópio por meio de um cabo RG174A/U-PE de aproximadamente dois metros de comprimento. O outro canal estava conectado ao pré-amplificador por meio de um cabo do mesmo tipo de aproximadamente um metro de comprimento. O pré-amplificador, por sua vez, também foi conectado à câmara por um cabo RG174A/U-PE de um metro de comprimento. A descrição da montagem de cabos é relevante na medida em que uma diferença significativa nos comprimentos dos cabos poderia introduzir um atraso entre os sinais da câmara e do *trigger*.

### 3.1.4 Fonte de laser e sistema de disparo

A produção dos elétrons iniciais, desencadeadores da descarga de Townsend, foi obtida por meio da interação de um feixe de laser de nitrogênio com o cátodo de alumínio. Esse feixe de laser foi produzido pelo equipamento *Midi-Nitrogen-NL 202-C* fabricado pela Lasertechnik Berlin. De acordo com as especificações do fabricante [36], o comprimento de onda do feixe é igual a 337,1 nm (3,7 eV)<sup>4</sup>,

---

<sup>1</sup>Para efetuar a conversão do ganho em decibéis, considerou-se a definição usual de ganho em decibéis, dada pela expressão  $G_{dB} = 20 \log V_{out}/V_{in}$ , onde  $V_{out}$  é a tensão de entrada e  $V_{out}$  a tensão de saída.

<sup>2</sup>Para se ter uma ideia do princípio de funcionamento do eletrômetro, pode-se consultar a referência [45], seção 3.2, que trata a respeito do circuito de realimentação integrador de corrente. O circuito do *Front end* é um pico-amperímetro desse tipo.

<sup>3</sup>As medições de corrente, obtidas por outros membros LDNTD (Laboratório de Desenvolvimento de Novos Tipos de Detectores), permitem a obtenção, de modo independente, do primeiro coeficiente de Townsend. Na verdade, o eletrômetro do *Front end* se mostrou inadequado para a medição de corrente, por introduzir muito ruído. Bons resultados foram obtidos utilizando o eletrômetro Keithley 610C.

<sup>4</sup>É curioso, à primeira vista, o fato de que a energia dos fótons do laser, igual a 3,7 eV, ser inferior à função trabalho do alumínio, igual a 4,25(5) eV [46], pois, como primeira aproximação, um observador tenderia a supor que os elétrons são extraídos do alumínio para o meio gasoso



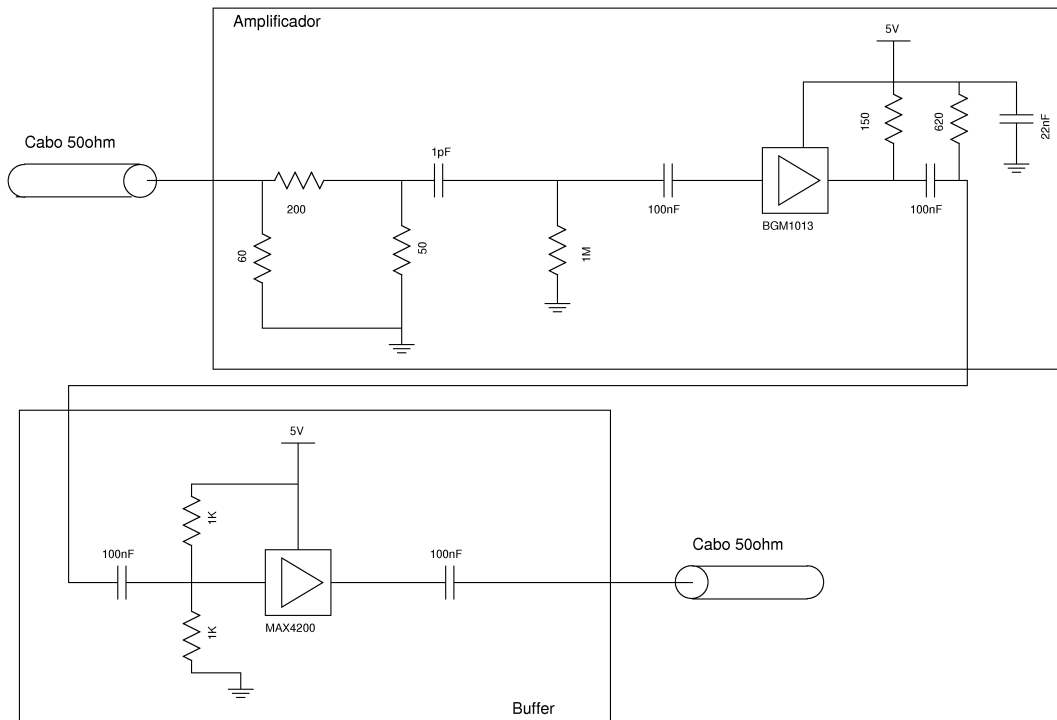


Figura 3.6: Esquema do circuito elétrico do amplificador contido no *Front end*.

com uma largura de banda de 0,1 nm. O pulso possui uma largura total a meia altura tipicamente igual a 800 ps, uma energia total em média igual a 85  $\mu$ J e uma potência de pico igual a 105 kW. A seção transversal do feixe é retangular, com dimensão vertical e horizontal de 1 mm  $\times$  2 mm, respectivamente, e divergência vertical e horizontal de 4 mrad  $\times$  5 mrad. A taxa máxima de repetição do laser é igual a 20 Hz, o que equivale a um período<sup>1</sup> de 0,05 s.

Durante o desenvolvimento do experimento, a fonte de laser passou por um procedimento de manutenção realizado pelo próprio fabricante. Nas medições efetuadas com o aparato **A**, o sistema de disparo do laser não estava funcionando adequadamente. Por isso, nesse caso, todas as medições de sinais foram efetuadas com o nível de *trigger* do osciloscópio, não tendo sido possível tomar como sinal de disparo o *trigger* do laser. No entanto, é possível, a princípio, obter informação a respeito do instante inicial de formação da descarga de elétrons a partir do

---

por efeito fotoelétrico. No entanto, é possível, como foi mostrado por L. V. Keldysh [47], que um elétron ligado absorva mais do que um *quantum*, desde que o feixe de fótons seja suficientemente intenso. Esse efeito é chamado *ionização multi-fotônica*.

<sup>1</sup>Mesmo considerando os íons positivos, cujo tempo de trânsito é tipicamente igual a algumas dezenas de milissegundos no caso do nitrogênio, o período mínimo de repetição é suficientemente largo para permitir que a descarga de Townsend se desenvolva completamente e que toda carga seja coletada pelos eletrodos antes que o próximo feixe de laser incida sobre o cátodo.

próprio sinal, como será discutido no capítulo 5, seção 5.1.2.2. Já no caso das medições utilizando o aparato **B**, o sistema de disparo do osciloscópio estava funcionando corretamente. Dessa forma, foi possível utilizar o disparo do laser como sinal de *trigger* do osciloscópio. Logicamente, esse sinal contém informação a respeito do instante inicial da descarga.

### 3.1.5 Osciloscópio

A medição do sinal induzido nos eletrodos pela descarga de Townsend foi realizada utilizando um osciloscópio da marca LeCroy, modelo WavePro 7100A. Esse osciloscópio é integrado com um computador de arquitetura semelhante a de um PC. Uma discussão relacionada com o software de aquisição e análise fornecido pelo fabricante será desenvolvida no capítulo 4, seção 4.2.4.

No caso em questão, o osciloscópio sempre operou com uma impedância de  $50\Omega$ . Nessa condição e no limite de operação em amplitudes máximas de 300 mV, foi possível obter aquisições com resolução vertical de 5 mV/div, com uma largura de banda de 1 GHz e *rise time* igual a 400 ps. A taxa de amostragem desse modelo é igual a 10GS/s, de modo que a resolução temporal obtida em todas as medições foi de 0,1 ns.

### 3.1.6 Fonte de alta tensão

A diferença de potencial entre os eletrodos foi fornecida por uma fonte de alta tensão da marca Spellman, série Bertan 225, modelo 225-30R [38]. Esse equipamento fornece uma tensão máxima de 30 kV, com uma resolução de 1V. A programação do aparelho pode ser realizada manualmente, através dos botões do painel frontal. A tensão de saída é medida pelo próprio equipamento e o valor obtido é apresentado em uma tela digital. Além disso, o equipamento é capaz de medir a corrente de saída.

Na experiência descrita neste trabalho, tensões superiores a 9 kV deveriam ser evitadas, pois permitiriam o desenvolvimento de descargas de corrente suficientemente elevadas para danificar os eletrodos e os instrumentos de medida, como, por exemplo, o picoamperímetro e o amplificador. Felizmente, essa fonte de alta tensão possui um sistema de proteção contra descargas. Permite também ao usuário a opção de restringir a tensão e a corrente à valores máximos, acima dos quais o próprio equipamento interrompe a saída de alta tensão.

Todas as operações descritas anteriormente, possíveis no modo manual de operação, podem também ser realizadas remotamente, seja por meio do barra-

mento GPIB (IEEE 488, [48]), seja por meio de sinais analógicos. No capítulo 4, seção 4.2.3, será descrita a solução desenvolvida para implementar o controle remoto da fonte de tensão utilizando o barramento GPIB.

## 3.2 Procedimento Experimental

### 3.2.1 Cuidados especiais e controle das condições experimentais

A determinação precisa dos parâmetros de transporte exigiu o controle das condições experimentais em vários aspectos. Além disso, alguns cuidados especiais foram necessários, por exemplo, procedimentos para evitar o desenvolvimento de faíscas na câmara.

Em primeiro lugar, foi necessário garantir a uniformidade do campo elétrico, pois os parâmetros de transporte obtidos não apresentariam o significado desejado se não fossem obtidos nessa condição. De fato, a uniformidade do campo é aproximada, e sua validade está restrita a uma região limitada do espaço entre os eletrodos, pois os eletrodos são finitos. A uniformidade do campo depende também do alinhamento dos centros geométricos das placas, que foi realizado no processo de fabricação da câmara. Uma vez feitas essas observações, e levando em conta também que a região de campo uniforme é diferente dependendo do aparato utilizado, pois a dimensão dos eletrodos é diferente em cada caso, prosseguir-se-á com a descrição do procedimento para garantir o paralelismo dos eletrodos.

No caso do aparato *A*, primeiramente os três fusos micrométricos acoplados ao ânodo eram alinhados visualmente. A região entre os eletrodos era sempre mantida no raio de visão da janela lateral; para conseguir isso, o micrômetro acoplado ao cátodo tinha que estar entre as posições 5mm e 7mm da escala. Com um multímetro ligado ao cátodo e programado para medir resistência, deslocava-se o micrômetro do cátodo até que encostasse nos três pilares da base do ânodo (Fig. 3.3). Quando isso acontecia, o multímetro indicava um valor de resistência (circuito fechado). O micrômetro do cátodo era então deslocado somente o suficiente para indicar circuito aberto. As posições dos três micrômetros do ânodo eram então anotadas, de modo que uma translação do ânodo poderia ser obtida depois, sem prejudicar o paralelismo, apenas deslocando igualmente os três micrômetros.

Já no caso do aparato *B*, foram eliminados os contatos metálicos entre o cátodo e a base do ânodo. Portanto, o procedimento para obter o paralelismo nesse caso teve que ser distinto daquele adotado anteriormente. A primeira etapa do procedimento consistia em mover o cátodo até um ponto em que estivesse levemente encostado ao ânodo. Com as luzes do laboratório apagadas, observava-

se a olho nu se os eletrodos estavam bloqueando a passagem de um feixe de luz, cujo posicionamento em relação à câmara poderia ser modificado. No caso em que o feixe de luz fosse bloqueado, os eletrodos eram afastados e ajustados. Esse procedimento era repetido até que não se observasse mais a passagem do feixe de luz em pelo menos duas configurações distintas do feixe.

Outra condição experimental controlada foi a pureza do gás dentro da câmara. A pureza dos gases utilizados, especificada pelo fabricante (White Martins), era igual a 99,999%, no caso do  $N_2$  e 99,9%, no caso do  $iC_4H_{10}$ . Apesar do alto grau de pureza do gás a ser injetado, pode restar alguma impureza na câmara mesmo após a purificação. O processo utilizado para purificar a câmara consistiu em fazer o gás de interesse fluir pela câmara com um fluxo elevado, por período não inferior a 16 h.

A temperatura, por sua vez, também é uma grandeza que influencia os parâmetros de transporte, ainda que o seu efeito possa ser normalizado, na aproximação de gás ideal e regime hidrodinâmico, expressando os resultados em função do campo elétrico reduzido ( $E/N$ ). Todavia, a temperatura foi mantida constante em aproximadamente 20°C por meio de um ar condicionado em todas as medições, sobretudo porque o fabricante do osciloscópio desaconselha a operação em temperaturas mais elevadas.

Para evitar o desenvolvimento de descargas do tipo faísca, a fonte de tensão sempre era programada, ao iniciar uma bateria de medidas, para desligar automaticamente caso a corrente excedesse 0,1 mA e a tensão excedesse 9 kV. Além disso, a tensão era levada do nível mais baixo para o nível elevado em incrementos não superiores a 250 V, com o tempo de espera necessário para estabilizar o valor aplicado.

### 3.2.2 Procedimento de medição

Também houve diferenças no procedimento de medição em função do aparato experimental utilizado. Cada um dos casos será discutido separadamente nessa seção.

Quando as medições que utilizaram o aparato experimental *A* foram realizadas, o programa de aquisição não estava concluído. Utilizou-se no lugar dele o aplicativo do osciloscópio, capaz de armazenar a média de um número definido de aquisições, mas não de armazenar cada um dos pulsos separadamente, em um número definido de aquisições. O procedimento de medição nesse caso foi o seguinte: na condição em que a tensão aplicada aos eletrodos estivesse fixa, estabilizada, e em que os sinais pudessem ser distinguidos visualmente do ruído,

uma aquisição da média de 100 pulsos era realizada. Repetiu-se o procedimento para outras tensões, de 250 V em 250 V, mantendo o mesmo espaçamento entre os eletrodos, até uma tensão que não excedesse a tensão de ruptura nas condições da medida. Foram realizadas medições utilizando tanto o gás  $N_2$  quanto o gás isobutano ( $iC_4H_{10}$ ), na pressão atmosférica e em fluxo contínuo. No caso do  $N_2$ , esse procedimento foi repetido utilizando espaçamentos mantidos fixos em 0,5 mm ou 1,0 mm. Já no caso do isobutano foram realizadas medições em espaçamentos de 0,5 mm, 1,0 mm, 1,5 mm ou 1,75 mm. A duração de cada aquisição era de 500 ns, com uma resolução temporal de 0,1 ns, o que resultou em 5000 pontos para cada pulso.

No caso do aparato experimental B, a aquisição dos sinais do osciloscópio foi feita utilizando o programa especialmente desenvolvido para esse propósito, o *RPCLab*, que será descrito com detalhes no capítulo 4. Uma vez estabilizada a fonte de tensão, em um valor onde fosse possível distinguir visualmente o sinal proveniente da avalanche na tela do osciloscópio, então um máximo de 30 sinais ou 50 sinais eram adquiridos<sup>1</sup>. O incremento de tensão adotado foi menor do que o do caso anterior<sup>2</sup>, igual a 50 V ou 100 V. O aumento de tensão era limitado nesse caso pela magnitude do sinal amplificado, que não poderia exceder o limite de 300mV sem que a integridade do amplificador fosse comprometida. A duração da aquisição de cada pulso era de 200ns, com uma resolução temporal de 0,1 ns, o que resultou em 2000 pontos para cada pulso. A resolução vertical era determinada automaticamente pelo osciloscópio. Também foram armazenados cada um dos sinais do *trigger* externo do laser. Foram realizadas medições utilizando tanto o gás  $N_2$  quanto o gás  $iC_4H_{10}$ , na pressão atmosférica e em fluxo contínuo. No caso do nitrogênio os espaçamentos utilizados foram 1,5 mm, 1,25 mm e 1,00 mm e, no caso do isobutano, espaçamentos de 1,5 mm e 1,25 mm.

---

<sup>1</sup>Não foi possível estabelecer um número fixo de pulsos em cada aquisição, pois não era sempre que, havendo um sinal de *trigger* externo, um sinal de avalanche era produzido. Foi desenvolvido um algoritmo para descartar esses pulsos; todo sinal cuja amplitude máxima fosse 65% menor do que a amplitude máxima adquirida seria descartado. Para isso, era necessário adquirir um número fixo de medições, por exemplo, 30 medições, especificadas pelo usuário, que seriam posteriormente analisadas, de modo que no final apenas os pulsos cuja amplitude máxima fosse maior ou igual a 65% do pulso de amplitude máxima seriam armazenados (ver apêndice B, seção B.2).

<sup>2</sup>A taxa de variação da amplitude do pulso em função da tensão era maior no caso do aparato A, por motivo que será discutido no capítulo 6, seção 6.1.3. Dessa forma, a amplitude do pulso atingia a amplitude máxima em tensões menores, o que conseqüentemente restringiu o intervalo de campo elétrico reduzido em que as medições puderam ser realizadas.

### 3.2.3 Fontes de erro experimental

A finalidade dessa seção é tratar a respeito das fontes de erro experimental. Nesse ponto, não será feita uma análise quantitativa da importância relativa de todas elas nem o método utilizado para incluí-las na análise dos resultados. A discussão limitar-se-á à uma descrição de todas as possíveis fontes de erro experimental.

Dentro da aproximação do regime hidrodinâmico, os parâmetros de transporte são expressos por funções que dependem apenas do campo elétrico reduzido. Portanto, não somente os erros experimentais que afetam o sinal induzido pela avalanche são importantes, mas também os erros experimentais das grandezas das quais os parâmetros de transporte são função, como por exemplo o campo elétrico reduzido.

#### 3.2.3.1 Campo elétrico

Uma das componentes da incerteza do campo elétrico está relacionada com a incerteza do espaçamento entre os eletrodos. Essa incerteza é dada pelo limite de erro do micrômetro, igual a  $1\mu\text{m}$  [39]. Além disso, o campo elétrico está sujeito a efeitos que afetam a sua uniformidade. Na medida em que o modelo adotado supõe a uniformidade de campo na região de deslocamento dos elétrons, se houver uma não uniformidade apreciável do campo, também não haveria por que esperar que os resultados experimentais fossem bem descritos pela teoria.

A não uniformidade do campo pode ter as seguintes causas: o não paralelismo entre as placas e o desalinhamento entre elas. Somado a isso, deve-se levar em conta que, devido ao fato de as placas não serem infinitas, o campo elétrico só pode ser, na melhor das hipóteses, aproximadamente uniforme em uma região limitada do espaço.

O alinhamento entre as placas foi obtido no processo de fabricação da câmara, de modo a não exceder 0,5mm. Já o paralelismo foi obtido por meio dos métodos descritos na seção 3.2.1. Para avaliar quantitativamente o efeito do desalinhamento, do não paralelismo e da dimensão finita dos eletrodos uma solução é obter o resultado numérico das equações de Maxwell, nas condições de contorno em adequação com a situação física que se quer testar. Dessa forma, é possível verificar qual o desvio em relação à hipótese de campo uniforme.

Além desses efeitos, existe ainda um outro que pode afetar a uniformidade do campo. É a queda de tensão causada pela passagem de corrente pelo ânodo resistivo (*queda ôhmica*). Esse efeito não foi levado em consideração no modelo, pois foi feita a aproximação de que o campo elétrico é constante em todo o espaço

entre os eletrodos. Se tivesse sido levado em conta, então o campo elétrico seria função da corrente, que, por sua vez, é função do campo elétrico, pois a taxa de multiplicação de cargas é função do campo elétrico reduzido. A validade desse aproximação depende de que a tensão fornecida seja muito maior do a queda ôhmica; de fato, como a corrente é muito baixa e a tensão elevada, era de se esperar que esse feito de fato fosse desprezível.

### 3.2.3.2 Pressão, temperatura e gás

Não havia dentro da câmara nenhum dispositivo para medir pressão e temperatura. Admitiu-se que a temperatura do gás dentro da câmara e fora são aproximadamente iguais. Como as paredes da câmara são feitas de material de alta condutividade térmica, não há porque esperar diferenças de pressão e temperatura devido ao isolamento térmico. Por outro lado, o fluxo contínuo de gás dentro da câmara poderia causar uma perturbação na pressão. Como o fluxo não foi medido, não foi possível obter uma estimativa precisa dessa flutuação.

Portanto, apenas foi levado em consideração o erro na medição da pressão e da temperatura externas, devido, por exemplo, aos erros de leitura. Outra importante observação foi a constatação de que a pressão geralmente se mantinha constante durante o processo completo de medição; por outro lado, a temperatura, embora controlada, poderia variar dentro de um intervalo de aproximadamente  $1^{\circ}\text{C}$ , ao redor de  $20^{\circ}\text{C}$ .

Outra fonte de erro experimental é a presença de pequenas porcentagens de outros gases. Essas impurezas modificam o comportamento da descarga elétrica em comparação com a descarga no gás puro, alterando o valor esperado dos parâmetros de transporte tanto mais quanto maior for a porcentagem de impureza. Nas condições experimentais, como a porcentagem de impureza era pequena, era de se esperar que o desvio nos parâmetros fosse pequeno, ainda que possivelmente observável. O modo como os parâmetros variam em função da impureza depende não só da natureza dos gases da mistura mas também da forma como eles interagem na presença de uma descarga elétrica. Em alguns casos, por exemplo, pode ocorrer o *efeito Penning* [49].

### 3.2.3.3 Sinal induzido

Os parâmetros de transporte foram obtidos a partir do ajuste do sinal induzido, medido por meio do osciloscópio. Em primeiro lugar, esse sinal estava sujeito a um ruído aleatório, supostamente gaussiano. Existe também uma incerteza no valor da tensão digitalizada uma vez que o osciloscópio tem uma resolução finita.

Além dessas incertezas, existe também, em todas as medições realizadas, um outro sinal, superposto ao pulso proveniente da voltagem induzida pela avalanche de elétrons, causado pela interferência de um sinal gerado na fonte de laser (Fig. 5.4, capítulo 6, seção 5.2.1). A amplitude desse sinal se mantém aproximadamente constante em todas as medições, independentemente da variação nas condições experimentais.

Além disso, o próprio pulso tem uma variação intrínseca de amplitude. Isso ocorre pois tanto o número de elétrons extraídos pelo laser quanto a taxa de ionização são grandezas sujeitas a flutuações estocásticas. Também essa variação, observada experimentalmente, deve ser levada em conta na estimativa da incerteza da taxa de ionização.

No caso do aparato *B*, o instante de disparo do *trigger* do laser foi levado em consideração para determinar a velocidade de deriva. O método utilizado para estimar tanto o valor quanto a incerteza desse instante será discutido no capítulo 5, seção 5.1.2.2. Já no caso do aparato *A*, a duração da avalanche foi estimada a partir do ajuste do sinal, de modo que a estimativa da incerteza foi obtida unicamente do procedimento de ajuste.

## 3.3 Fenomenologia do Experimento

### 3.3.1 Indução de corrente nos eletrodos por cargas em movimento

A interpretação dos resultados experimentais – sinal induzido pelas cargas em movimento entre os eletrodos – exige o conhecimento de uma expressão que permita extrair alguma informação a respeito dos parâmetros de transporte a partir dos dados. A grandeza física que o experimento fornece diretamente é o sinal induzido pelas cargas em movimento; no entanto, o que realmente interessa é conhecer a evolução temporal da carga total de elétrons entre os eletrodos, pois, como já é conhecida uma relação funcional (equação 2.68) entre a carga total e os parâmetros de transporte, bastaria agora conhecer como a carga total se relaciona com o sinal induzido. Em outras palavras, o problema consiste em descobrir como o sinal induzido pode ser expresso em função da carga total, nas condições experimentais em questão.

Obviamente esse é um problema que deve ser resolvido utilizando a teoria eletromagnética clássica. Essa seção pretende obter a solução para o problema, adaptando as soluções obtidas por E. Gatti, G. Padovini e V. Radeka<sup>1</sup> [51] à

---

<sup>1</sup>O trabalho de E. Gatti *et al* é uma generalização do resultado obtido anteriormente por S. Ramo, que ficou conhecido como teorema de Ramo, ao tratar o problema da corrente induzida



situação particular desse experimento. A dedução da solução segue o mesmo esquema adotado por E. Gatti *et al*, mas inclui também alguns detalhes omitidos naquele trabalho. Desse modo, pretende-se facilitar o entendimento da dedução da solução.

Consideremos a seguinte situação física: uma carga pontual  $q$  se move com uma velocidade  $w$  entre dois eletrodos, 1 e 2, cuja superfície tem um potencial homogêneo (Fig. 3.7). O potencial no ponto  $P$  onde se localiza a carga será denominado  $\varphi_P$ , enquanto que os potenciais nos eletrodos 1 e 2 serão denominados  $\varphi_1$  e  $\varphi_2$ . Por enquanto, não se faz nenhuma restrição quanto à natureza do material, isto é, se é condutor ou dielétrico. Não é necessário, nesse ponto, especificar se os eletrodos estão ou não isolados uns dos outros ou se estão aterrados. Também não é necessário especificar qual é a posição de um eletrodo em relação ao outro.

Consideremos também uma outra situação, que será designada estado  $a$ , na mesma configuração de eletrodos, na qual não haja uma carga pontual no ponto  $P$ , o potencial no eletrodo 2 permaneça sempre nulo e o potencial em 1 seja igual a um valor arbitrário  $\varphi_{a1}$ . A outra situação, designada estado  $b$ , é aquela na qual também a carga pontual está ausente, mas na qual o potencial no eletrodo 1 permanece sempre nulo e o potencial em 2 é igual a um valor arbitrário  $\varphi_{b2}$ . A tabela 3.1 esquematiza todas as configurações possíveis.

Na região entre os eletrodos, o potencial obedece a equação de Laplace, contanto que o efeito de carga espacial ou polarização do gás seja desprezível, ou seja,

$$\nabla^2 \varphi = 0, \quad (3.1)$$

$$\nabla^2 \varphi_a = 0, \quad (3.2)$$

$$\nabla^2 \varphi_b = 0, \quad (3.3)$$

por elétrons em movimento entre eletrodos condutores aterrados no seu clássico artigo *Currents Induced by Electron Motion* [50].

	Estado atual	Estado $a$	Estado $b$
Carga no ponto $P$ e carga total nos eletrodos	$q \ q_1 \ q_2$	$0 \ q_{a1} \ q_{a2}$	$0 \ q_{b1} \ q_{b2}$
Potencial no ponto $P$ e na superfície dos eletrodos	$\varphi_P \ \varphi_1 \ \varphi_2$	$\varphi_{aP} \ \varphi_{a1} \ 0$	$\varphi_{bP} \ 0 \ \varphi_{b2}$

Tabela 3.1: Configuração de cargas na situação atual e nas situações eletrostáticas  $a$  e  $b$ .

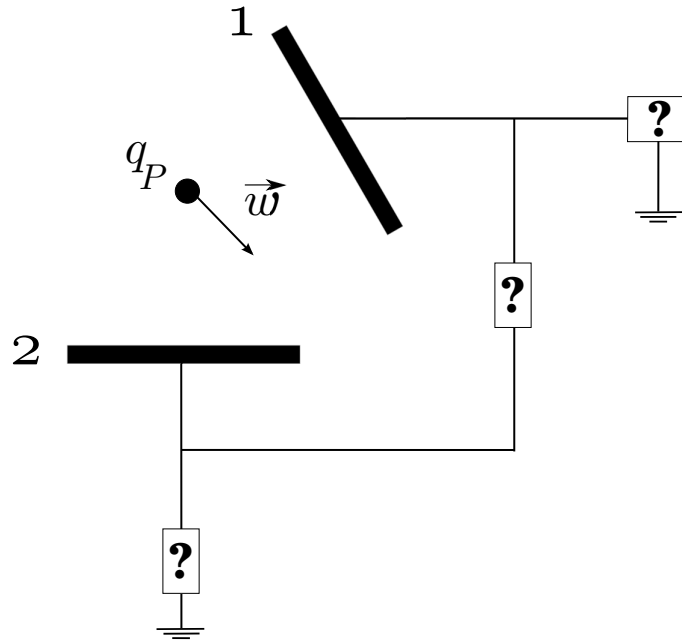


Figura 3.7: Eletrodos na presença de uma carga pontual em movimento. As caixas contendo o ponto de interrogação (?) simbolizam todas as possibilidades de ligação entre os eletrodos entre si e com o terra.

onde  $\varphi$  é o potencial na situação atual,  $\varphi_a$  o potencial na situação  $a$  e  $\varphi_b$  o potencial na situação  $b$ . Por outro lado, a lei de Gauss<sup>1</sup> impõe que

$$\oint_{S_P} \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds = 4\pi q, \quad (3.4)$$

$$\oint_{S_P} \frac{\partial \varphi_{a(b)}}{\partial n} ds = 0. \quad (3.5)$$

O  $S_P$  é uma superfície fechada contendo algum domínio  $D \subset \mathbb{R}^3$  tal que  $P \in D$ , onde  $P$  é o ponto onde está localizada a carga pontual. Se considerarmos, por outro lado, alguma superfície qualquer  $S_1$  ou  $S_2$  no espaço entre os eletrodos que contornam, respectivamente, os eletrodos 1 e 2, então, pela lei de Gauss, resulta

$$\oint_{S_{1(2)}} \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds = 4\pi q_{a1(2)}, \quad (3.6)$$

$$\oint_{S_{1(2)}} \frac{\partial \varphi_b}{\partial n} ds = 4\pi q_{b1(2)}. \quad (3.7)$$

<sup>1</sup>Nessa demonstração serão utilizadas unidades gaussianas.

Consideremos agora apenas o estado  $a$  e o comparemos com o estado atual utilizando a segunda identidade de Green [52],

$$\int_V (\varphi_a \nabla^2 \varphi - \varphi \nabla^2 \varphi_a) dv = \oint_{\cup \Gamma_i} (\varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n}) ds, \quad (3.8)$$

onde  $V$  é o volume delimitado pelas superfícies fechadas ( $\cup \Gamma_i$ ) que contornam os eletrodos e o ponto  $P$ . Das equações 3.1 e 3.2, conclui-se que o primeiro membro da equação 3.8 é nulo. Escrevendo as integrais do segundo membro explicitamente, isto é, em termos da soma das integrais sobre cada uma das superfícies, chega-se a expressão

$$\begin{aligned} \oint_{S_P} \varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds + \oint_{S_1} \varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds + \oint_{S_2} \varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds = \\ \oint_{S_P} \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds + \oint_{S_1} \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds + \oint_{S_2} \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Seja  $S_P$  uma superfície esférica cujo centro é o ponto  $P$ . No limite em que o raio da esfera tende a zero, valem os seguintes resultados:

$$\oint_{S_P} \varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds = \varphi_{aP} \oint_{S_P} \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds = 4\pi \varphi_{aP} q \quad (3.10)$$

e

$$\oint_{S_P} \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds = \varphi_P \underbrace{\oint_{S_P} \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds}_0 = 0. \quad (3.11)$$

Esse último resultado se deve ao fato de que na situação  $a$  já não há mais uma carga pontual no ponto  $P$ . Interessa agora estudar as integrais sobre as superfícies de contorno dos eletrodos. Nesse caso, supondo que o potencial na superfície de contorno seja uniforme, resulta

$$\oint_{S_1} \varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds = 4\pi \varphi_{a1} q_1, \quad (3.12)$$

$$\oint_{S_2} \varphi_a \frac{\partial \varphi}{\partial n} ds = 0, \quad (3.13)$$

$$\oint_{S_1} \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} ds = 4 \pi \varphi_1 q_{a1} , \quad (3.14)$$

$$\oint_{S_2} \varphi \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} = 4 \pi \varphi_2 q_{a2} . \quad (3.15)$$

Substituindo esses resultados na equação 3.9, e isolando a grandeza  $q_1$  no primeiro membro da equação, resulta

$$q_1 = -q_p \frac{\varphi_{aP}}{\varphi_{a1}} + \varphi_1 \frac{q_{a1}}{\varphi_{a1}} + \varphi_2 \frac{q_{a2}}{\varphi_{a1}} . \quad (3.16)$$

Partindo da situação  $b$  em comparação com a situação atual e aplicando um procedimento completamente análogo ao caso anterior, deduz-se a expressão

$$q_2 = -q_p \frac{\varphi_{bP}}{\varphi_{b2}} + \varphi_1 \frac{q_{b1}}{\varphi_{b2}} + \varphi_2 \frac{q_{b2}}{\varphi_{b2}} . \quad (3.17)$$

As razões  $C_{11} = q_{a1}/\varphi_{a1}$  e  $C_{22} = q_{b2}/\varphi_{b2}$  representam as capacitâncias totais de cada eletrodo, enquanto que as razões  $C_{12} = q_{a2}/\varphi_{a1}$  e  $C_{21} = q_{b1}/\varphi_{b2}$  representam as capacitâncias parciais entre os eletrodos. Introduzindo a notação  $f_i(P)$  para representar as razões entre o potencial em  $P$  com os potenciais no  $i$ -ésimo eletrodo, isto é,  $f_1(P) = \varphi_{aP}/\varphi_{a1}$  e  $f_2(P) = \varphi_{bP}/\varphi_{b2}$ , então as equações 3.16 e 3.17 podem ser escritas em forma matricial como

$$\|q\| = -q_p \|f\| + \mathbf{C} \|\varphi\| , \quad (3.18)$$

onde

$$\|q\| = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix}, \|f\| = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \|\varphi\| = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

e

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} . \quad (3.20)$$

Para obter a corrente que flui pelos eletrodos, deve-se diferenciar a equação 3.18 em relação ao tempo. Levando em conta o fato de que a partícula carregada está se movendo em relação aos eletrodos e que  $\|f\|$  é função da posição da partícula<sup>1</sup>, logo

$$- \|i\| = -q \nabla \|f\| \cdot \mathbf{v}(t) + \mathbf{C} \left\| \frac{d\varphi}{dt} \right\| . \quad (3.21)$$

<sup>1</sup>Essas considerações permitem obter a derivada de  $\|f\|$  em relação ao tempo, a saber,  $df_i/dt = \nabla f_i \cdot \mathbf{v}(t)$   $i = 1, 2$ .

Esse resultado pode agora ser utilizado no caso particular de interesse para obter a corrente induzida em um dos eletrodos, em uma configuração de placas paralelas. A figura 3.8 representa a configuração dos eletrodos e o circuito ao qual está ligado. O cátodo está aterrado; conseqüentemente, o potencial na sua superfície é nulo, isto é,  $\varphi_1 = 0$ . O ânodo é representado por um resistor de resistência  $R_v$  em paralelo com um capacitor, de capacitância  $C_v$ <sup>1</sup>. Há três circuitos ligados ao ânodo: o filtro passa-altas, o amplificador e o circuito da fonte de alta tensão. Considerando que o amplificador é ideal e que o circuito de alta tensão está totalmente desacoplado dos outros, então toda corrente induzida pelos portadores de carga flui através da resistência  $R$  do filtro passa-altas. Desse modo, o sinal de entrada do amplificador é dado por  $i_{an}R$ , onde  $i_{an}$  é a corrente induzida no ânodo. Essa grandeza pode ser obtida utilizando a equação 3.21, considerando uma situação eletrostática arbitrária na qual a carga  $q$  no ponto  $P$  não existe, o cátodo está aterrado e o potencial no ânodo é mantido em 1 V, isto é,  $\varphi_{b2} = 1$  V. O resultado é:

$$i_{an} = \frac{q}{\varphi_{b2}} \frac{d\varphi_{bP}}{dz} v_z - C \frac{d\varphi_2}{dt} , \quad (3.22)$$

onde  $C$  é a capacitância do capacitor de placas paralelas (nesse caso,  $C_{22} = C$ ) e  $v_z$  é a componente da velocidade na direção do campo elétrico. Em um ponto arbitrário  $P$  entre os eletrodos, especificada a distância  $z$  desse ponto em relação ao cátodo, o potencial  $\varphi_{aP}$  na situação eletrostática é igual a  $z/d_{\text{eff}}$ , onde  $d_{\text{eff}}$  é igual a  $\varepsilon_r/(d_r + \varepsilon_r d)$  [53], onde  $d_r$  é a espessura do material dielétrico e  $\varepsilon_r$  é a permissividade elétrica relativa do vidro<sup>2</sup>. Assim, a equação 3.22 pode ser escrita como

$$i_{an} = \frac{q}{d_{\text{eff}}} v_z - C \frac{d\varphi_2}{dt} . \quad (3.23)$$

Na situação real, não existe apenas uma carga pontual em movimento, mas muitas. Seja  $N_e$  o número total de elétrons livres em um dado instante. Cada elétron se desloca com uma velocidade  $\mathbf{v}_i$ , cuja distribuição é dada por uma função  $f(v, \cos \theta)$  (aproximação de Lorentz, eq. 2.12). Considerando o elétron uma carga pontual e desconsiderando o efeito de carga espacial, a corrente é calculada simplesmente

<sup>1</sup>A resistência  $R_v$  está relacionada com a condutividade  $\sigma(\mathbf{x}, \omega)$  do material resistivo e a capacitância está relacionada com a permissividade elétrica do meio,  $\varepsilon_v(\mathbf{x}, \omega)$ . Nas condições de operação típicas de uma RPC, em que se inclui também o experimento descrito neste trabalho, o material resistivo se comporta como um capacitor, e a sua condutividade não afeta o sinal, como foi demonstrado por Riegler (2002) [53]. Isso ocorre pois o tempo de trânsito dos elétrons é várias ordens de grandeza menor do que o tempo de relaxação do material dielétrico.

<sup>2</sup>Esse resultado não é derivado neste trabalho. Uma descrição teórica detalhada dos sinais induzidos pelo movimento de cargas em meios contendo eletrodos de condutividade e permissividade arbitrárias, de onde procede esse resultado, foi desenvolvida por Riegler (2002) [53].

pela soma da corrente induzida por cada um dos elétrons. Logo,

$$i_{an} = \underbrace{\frac{q_-}{d_{\text{eff}}} W_0(t)}_{\text{Teorema de Ramo}} - \underbrace{C \frac{d\varphi}{dt}}_{\text{Corrente de deslocamento}} \quad (3.24)$$

onde

$$q_- = -N_e e, \quad (3.25)$$

onde  $\varphi$  é o potencial induzido no ânodo pelos elétrons,  $W_0(t)$  é a velocidade média tal como definida em 2.15 e  $e$  é a carga fundamental. O primeiro termo do segundo membro da equação 3.24 corresponde ao resultado obtido por Ramo (1939) [50]. O segundo termo, por sua vez, corresponde à corrente de deslocamento na região entre os eletrodos, cuja origem se deve à variação temporal do campo elétrico.

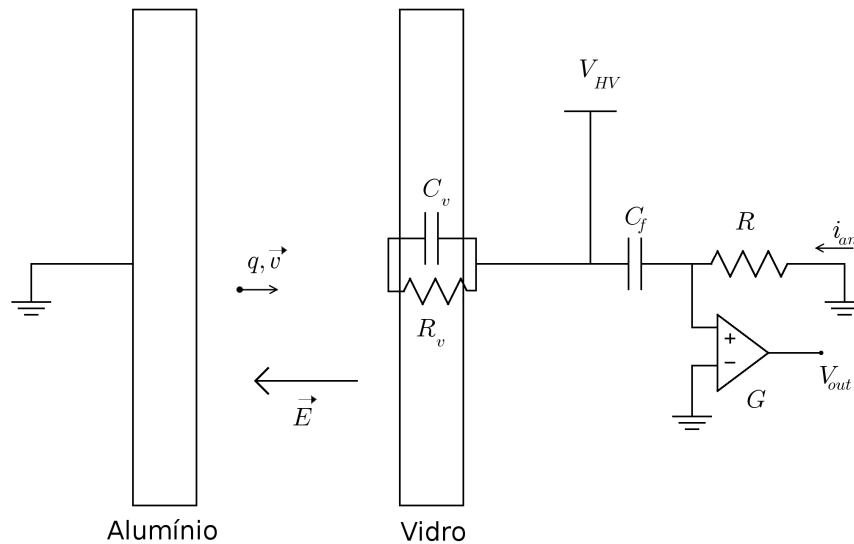


Figura 3.8: Carga pontual  $q$ , com velocidade  $\mathbf{v}$  na região entre os eletrodos. O esquema inclui também o ânodo de vidro, ao qual é aplicada a alta tensão  $V_{HT}$  e ao qual é conectado um filtro passa-altas e um amplificador de ganho  $G$ . O ânodo é tratado, aproximadamente, como uma ligação em paralelo de um resistor com um capacitor.

A importância da corrente de deslocamento dependerá do tipo de circuito a que a câmara está acoplada. Se o eletrodo estiver aterrado ou conectado a um terra virtual, a corrente total é igual à corrente induzida pelos elétrons em movimento. Por outro lado, a tensão induzida é nula ou quase nula. Esse é o caso do circuito utilizado no aparato experimental aqui descrito, pois a câmara está acoplada a

um filtro passa-altas cujo comportamento é equivalente ao de uma conexão direta com o terra, contanto que a frequência do sinal seja grande o suficiente para que a impedância do circuito seja quase nula. De fato isso ocorre, pois o tempo característico do filtro é muito maior do que a duração média do sinal. Portanto, nesse caso, a corrente induzida pode ser expressa com boa aproximação pela expressão

$$i_{in}(t) = \frac{q_-(t)}{d_{\text{eff}}} W_0 . \quad (3.26)$$

No caso oposto, em que a câmara pode ser considerada isolada do resto do circuito, a corrente total é nula. Isso só é possível se a corrente induzida é igual à tensão induzida, como será mostrado no apêndice A.

### 3.3.1.1 Relação entre sinal e carga gerada por ionização

O aparato experimental utilizado para adquirir o sinal proveniente da câmara é capaz de medir a queda de tensão produzida no resistor do filtro passa-altas pela corrente  $i_{in}(t)$ . Antes de ser adquirido, esse sinal é ainda amplificado por um fator  $G$ . Considerando que a o resistor obedece a lei de Ohm e que o ganho é constante na faixa de frequência de interesse, então o sinal medido,  $V_{out}(t)$  pode ser expresso em termos da carga eletrônica total  $q_-(t)$  utilizando a equação 3.26:

$$V_{out}(t) = \frac{RG}{d_{\text{eff}}} q_-(t) W_0 . \quad (3.27)$$

No capítulo anterior, o principal resultado obtido foi precisamente uma expressão para a carga eletrônica total  $q_-(t)$  em função do tempo, da taxa de ionização  $R_i$  e do tempo de voo dos elétrons  $\delta_v$ . Portanto, substituindo a equação 2.68 em 3.27 obtém-se a expressão que relaciona o sinal a ser medido no experimento com os parâmetros de transporte:

$$V_{out}(t) = -\frac{GRW_0en_0}{2d_{\text{eff}}} e^{-\frac{R_i^2\sigma^2}{2W^2}} e^{R_i(t-\tau_0)} \left[ \text{erf}\left(\frac{t-\tau_0}{\zeta}\right) - \text{erf}\left(\frac{t-\tau_0-\delta_v}{\zeta}\right) \right] . \quad (3.28)$$

Ajustando essa expressão aos dados experimentais, será possível determinar os parâmetros de transporte. O procedimento de ajuste será discutido no próximo capítulo.

Por último, será feita uma análise da equação 3.28, com a finalidade de entender como a forma do sinal varia em função dos parâmetros. A equação pode ser dividida em três partes, separando três fatores da seguinte forma:

$$V_{\text{out}}(t) = - \underbrace{\frac{GRW_0en_0}{2d_{\text{eff}}}}_{(i)} e^{-\frac{R_i^2\sigma^2}{2W^2}} \underbrace{e^{R_i(t-\tau_0)}}_{(ii)} \times \underbrace{\left[ \text{erf}\left(\frac{t-\tau_0}{\zeta}\right) - \text{erf}\left(\frac{t-\tau_0-\delta_v}{\zeta}\right) \right]}_{(iii)}. \quad (3.29)$$

O fator (i) contém apenas constantes. As grandezas  $R$  e  $G$  são mantidas fixas em todas as medições. A distância  $d_{\text{eff}}$ , por outro lado pode variar de uma medição para outra. Esse fator mostra que a amplitude do pulso é inversamente proporcional à distância efetiva entre os eletrodos. Decorre disso a razão pela qual, fixada uma amplitude de sinal, a tensão de polarização necessária para obtê-la é tanto maior quanto maior é a distância entre os eletrodos. Na medida em que o campo elétrico também é inversamente proporcional à distância, o campo elétrico permanece o mesmo, embora seja necessário mudar a tensão aplicada às placas caso se deseje preservar a amplitude do sinal. O fator  $W_0n_0$  também tem um significado importante, pois representa o fluxo de elétrons na direção do campo elétrico na condição em que não ocorre ionização. Por último, a função exponencial  $e^{-\frac{R_i^2\sigma^2}{2W^2}}$  em todas as situações de interesse pode ser considerada igual a 1, pois  $\frac{R_i^2\sigma^2}{2W^2} \ll 1$ . De fato, os resultados experimentais e teóricos mostraram<sup>1</sup> que  $R_i^2 \lesssim 10^{18} \text{s}^{-1}$ ,  $\sigma^2 \lesssim 10^{-5} \text{cm}$  e  $W \gtrsim 10^{14} \text{cm/s}$  de onde se conclui que  $\frac{R_i^2\sigma^2}{2W^2} \lesssim 10^{-1}$  e  $0.9 \lesssim e^{-\frac{R_i^2\sigma^2}{2W^2}} \leq 1$ .

A função definida pelo fator (iii) está esboçada na figura 3.9, cujo gráfico corresponde à forma do sinal esperado no caso em que não há ionizações secundárias, isto é, no caso em que o campo elétrico não é suficientemente intenso para desencadear uma avalanche de Townsend. O sinal tende ao formato de um retângulo à medida que diminui a razão  $\zeta/\delta_v$ . O tempo de voo dos elétrons,  $\delta_v$ , corresponde à largura do pulso. Dada a distância  $d$  entre as placas, é possível determinar a velocidade de deriva dos elétrons por meio da razão  $d/\delta_v$ . O parâmetro  $\zeta$  determina a duração da primeira etapa de subida do sinal e da etapa de descida. Do ponto de vista físico, a duração da primeira etapa do tempo de subida é causada simultaneamente pela dispersão da distribuição inicial dos elétrons e pela limitação da largura de banda imposta pela eletrônica de processamento do sinal. Também pode ser causada pelo efeito de difusão dos elétrons, mas esse efeito só contribuiria para o tempo de descida do pulso.

O fator (ii) é uma função exponencial que indica a ocorrência da avalanche de

---

<sup>1</sup>Essas aproximações podem ser verificadas utilizando os resultados experimentais e teóricos apresentados no capítulo 6. O quociente  $\sigma/W$  pode ser considerado aproximadamente igual à largura temporal do feixe de laser.



Townsend. Do ponto de vista matemático, a taxa de ionização  $R_i$  corresponde ao parâmetro que determina a taxa de variação do pulso com o tempo, de modo que quanto maior  $R_i$ , maior a taxa de variação do pulso. É interessante observar que tanto a velocidade de deriva quanto a taxa de ionização são funções crescentes do campo elétrico reduzido. Isso implica que, se por um lado o ganho de carga aumenta com o aumento do campo elétrico reduzido, esse efeito tende a ser atenuado pela diminuição do tempo de voo. Em outras palavras, isso significa dizer que o modo como o ponto máximo do pulso varia com o campo elétrico reduzido depende da velocidade de deriva e da taxa de ionização e só pode ser quantificado exatamente caso a relação entre esses dois parâmetros seja conhecida.

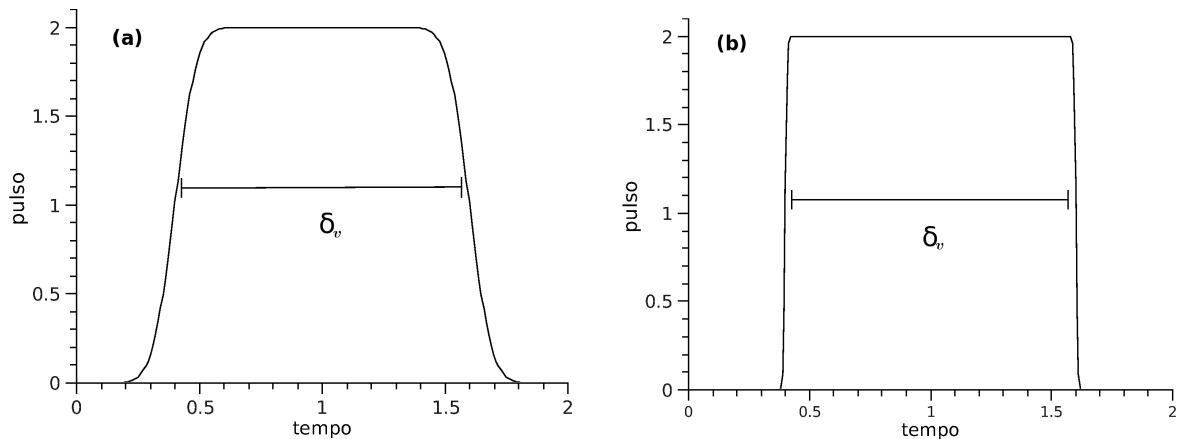


Figura 3.9: Pulsos esperados na ausência de ionizações secundárias; (a) e (b) diferem apenas pelo parâmetro  $\zeta$  ( $\zeta_a = 10 \times \zeta_b$ ), mas o tempo de voo dos elétrons é o mesmo nos dois casos assim como a constante multiplicativa. Valores numéricos dos parâmetros, em escala arbitrária: (a)  $\zeta = 0,1$ ,  $\delta_v = 1,2$ ,  $\tau_0 = 0,4$ ; (b)  $\zeta = 0,01$ ,  $\delta_v = 1,2$ ,  $\tau_0 = 0,4$ .

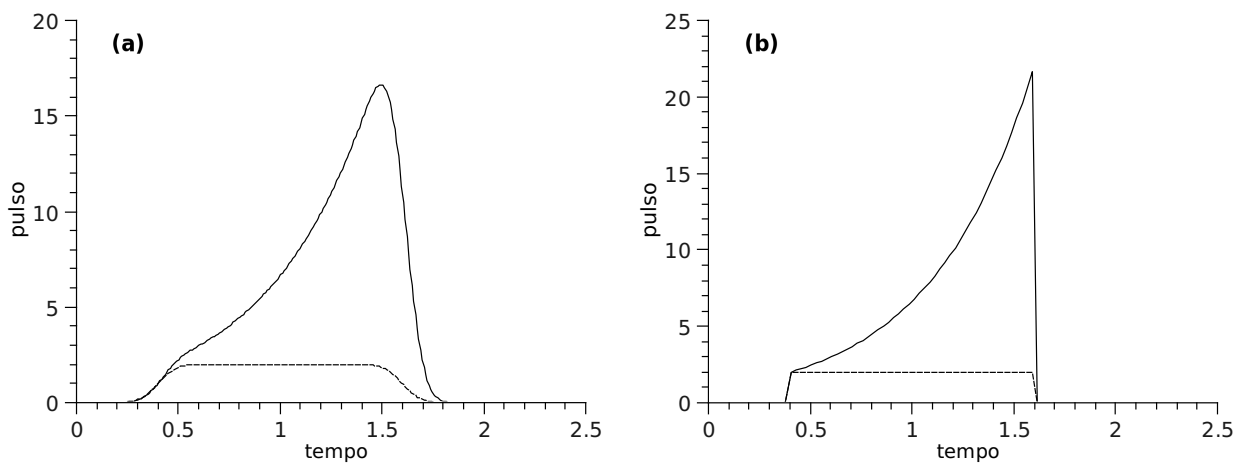


Figura 3.10: Pulsos esperados no caso em que há ionizações secundárias (linha cheia) em comparação com o mesmo pulso no caso em que o termo (ii) da equação 3.9 não é incluído (linha pontilhada); (a) e (b) diferem apenas pelo parâmetro  $\zeta$  ( $\zeta_a = 100 \times \zeta_b$ ), mas o tempo de voo dos elétrons é o mesmo nos dois casos assim como a constante multiplicativa e a taxa de ionização. Valores numéricos dos parâmetros, em escala arbitrária: (a)  $\zeta = 0,1$ ,  $\delta_v = 1,2$ ,  $\tau_0 = 0,4$ ,  $R_i = 2$ ; (b)  $\zeta = 0,001$ ,  $\delta_v = 1,2$ ,  $\tau_0 = 0,4$ ,  $R_i = 2$ .



# Capítulo 4

## Aquisição e Controle

Nesse capítulo, será descrito o programa computacional especialmente desenvolvido para integrar as diversas operações de controle instrumental e aquisição de dados. Como resultado, o sistema desenvolvido permitiu o controle remoto da fonte de tensão, a obtenção automática das aquisições do eletrômetro digital e o controle sobre a armazenagem em disco das aquisições do osciloscópio.

O *software* desenvolvido neste trabalho, ao qual foi dado o nome *RPCLab*, foi executado no próprio osciloscópio digital, que possuía funcionalidades equivalentes a de um PC.

A descrição feita nessa seção a respeito do programa *RPCLab* é suficiente para uma compreensão em linhas gerais da sua finalidade e funcionamento, não havendo necessidade de qualquer conhecimento prévio sobre programação e instrumentação computadorizada. De qualquer forma, sempre que forem apresentados conceitos ou termos técnicos, serão dadas as referências bibliográficas pertinentes ao assunto tratado.

Além disso, para o leitor interessado em saber como a solução proposta foi implementada, o código do programa *RPCLab* está integralmente apresentado no apêndice B.

### 4.1 Requisitos do Sistema

Com o intuito de obter uma melhor compreensão da solução proposta, é necessário colocar em evidência quais eram os requisitos do sistema, isto é, as suas principais características e as tarefas que deveria ser capaz de realizar.

É possível distinguir dois tipos distintos de tarefas que poderiam ser controladas computacionalmente: a configuração do experimento e a aquisição de dados. Quanto ao modo de realizar essas operações, era necessário que o programa fosse

amigável ao usuário. Ao mesmo tempo, o programa deveria ser versátil em vários aspectos, por exemplo, permitir que ao usuário fosse dada a opção de operar a fonte tensão tanto manualmente quanto remotamente. Por último, foi necessário estruturar o sistema de modo a facilitar futuras modificações e a manutenção do programa.

### 4.1.1 Configuração do experimento

No contexto deste trabalho, a configuração do sistema deve ser entendida como sendo o conjunto de parâmetros mantidos constantes durante uma determinada medição, passíveis de serem alterados em outra, como por exemplo a frequência do feixe de laser, a voltagem e o espaçamento entre os eletrodos.

O feixe de laser precisava ser interrompido por meio do *shutter* e ter sua frequência ajustada durante o experimento. Essa operação pôde ser efetuada remotamente mediante o software disponibilizado pelo fabricante. Ainda que tenha sido levado em consideração a possibilidade de integrar essa funcionalidade ao programa principal, com o objetivo de centralizar todas as operações em um mesmo controlador, esse não foi considerado um requisito prioritário. Além disso, o fabricante não oferecia nenhum *driver*. Considerou-se que o trabalho necessário para a programação de um *driver* desproporcional ao resultado esperado.

Já no caso da fonte de alta tensão, a diferença de potencial aplicada aos eletrodos precisava ser modificada a cada medição. Essa tarefa poderia ser realizada manualmente ou remotamente por meio de um barramento GPIB<sup>1</sup>. Embora a fonte de alta tensão não estivesse longe da câmara, considerou-se interessante implementar o controle remoto da tensão, com o objetivo de encurtar a duração do experimento.

Por outro lado, a possibilidade de implementar o controle remoto do espaçamento entre os eletrodos foi totalmente descartada, pois essa era uma tarefa demorada que exigia o realinhamento do laser, para garantir a incidência do laser sobre a região central do cátodo. Como a dificuldade maior não estava na mudança do espaçamento entre os eletrodos, mas no alinhamento do feixe, o controle remoto do espaçamento não acrescentaria nenhuma melhoria ao processo de medição como um todo.

---

<sup>1</sup>Ver referência [54], capítulo 6, seção 6.2.2, para obter uma descrição pormenorizada do barramento GPIB.

### 4.1.2 Aquisição de dados

Nesse experimento, a aquisição de dados envolvia basicamente dois instrumentos: o osciloscópio e o eletrômetro. A seguir, cada um desses instrumentos será tratado em particular.

Embora o osciloscópio controlasse o processo de aquisição de dados, ele não era capaz de armazenar os dados convenientemente. Ele era capaz de armazenar a média de vários pulsos ou um único deles, mas não era capaz de armazenar uma sequência com uma quantidade predeterminada de sinais. Na medida em que a informação dos pulsos individuais era necessária para um tratamento estatístico adequado dos resultados, o sistema deveria ser capaz de superar essa limitação. Uma solução nesse sentido poderia também trazer a possibilidade de selecionar sinais em função da sua amplitude, permitindo, por exemplo, a exclusão dos sinais resultantes unicamente de ruído.

O eletrômetro fornecia a leitura de corrente em diferença de potencial (capítulo 3, seção 3.1.3), sendo necessária a utilização de um multímetro para a visualização do resultado da medição. Um multímetro programável, como por exemplo o *Keithley* modelo 2000 [55], disponível em laboratório, pode efetuar essa leitura e armazenar até 1024 leituras. Nesse caso, as leituras podem ser posteriormente acessadas por meio do barramento GPIB.

### 4.1.3 Outros requisitos

Uma preocupação constante ao longo do desenvolvimento do programa eram as possíveis modificações e atualizações que o experimento poderia sofrer ao longo do tempo. Portanto, o programa tinha como requisito ser versátil, isto é, estruturado de modo a permitir futuras modificações sem necessitar uma total reestruturação do código.

Outro requisito muito importante nesse caso era a facilidade de uso, de modo que o sistema não oferecesse dificuldades ao usuário sem experiência em programação. Além disso, uma solução que permitisse a visualização gráfica das medidas logo após as medições seria preferível a um programa que simplesmente armazenasse as leituras.

### 4.1.4 Análise de dados

Um último comentário, a respeito da possibilidade de integrar ao programa uma rotina para efetuar a análise de dados durante a aquisição, deve ser feito para justificar a utilização de programas distintos para cada uma dessas tarefas.

A análise de dados por meios dos ajustes dos pulsos é uma operação muito complexa para ser efetuada durante a aquisição de dados, pois exige um cuidado especial na escolha dos parâmetros iniciais e do intervalo do ajuste<sup>1</sup>. Portanto, a possibilidade de incorporar o procedimento de análise ao programa de aquisição foi descartada.

## 4.2 Solução e Resultados

Antes de continuar a descrição da solução proposta, faz-se necessário definir o significado das palavras *controlador* e *operador* nesse contexto. Sempre que o osciloscópio estiver atuando como o controlador do sistema, ele será designado simplesmente *controlador*. Já o usuário do sistema será designado *operador*.

### 4.2.1 Linguagem de programação

A linguagem escolhida foi o MATLAB<sup>®</sup> por várias razões: ela oferece suporte para instrumentação utilizando o barramento GPIB e é totalmente compatível com o osciloscópio utilizado. Também oferece a possibilidade de implementar uma interface gráfica para o usuário (*GUI – Graphical User Interface*) de modo relativamente simples. Outra vantagem é o seu suporte a uma ampla gama de instrumentos.

### 4.2.2 Barramento GPIB

O controlador foi conectado aos instrumentos através do controlador *high-speed USB-GPIB* para conexão USB de alta velocidade (ver Fig. 4.1), padrão IEEE-488.2<sup>2</sup>) da marca National Instruments [57]. Esse tipo de barramento tem em uma extremidade uma conexão do tipo USB e em outra uma conexão do tipo GPIB.

O controle do barramento pôde ser implementado sem muitas dificuldades na medida em que a ferramenta de programação utilizada já possuía um driver adequado ao barramento utilizado. Além disso, as funções de inicialização, de leitura e de escrita do barramento não precisaram ser programadas, pois foram utilizadas funções predefinidas contidas em um pacote voltado à instrumentação e controle do MATLAB<sup>®</sup> (*Instrument Control Toolbox<sup>™</sup>*) [58].

---

<sup>1</sup>O método de análise será discutido no capítulo 5

<sup>2</sup>As referências [48, 56] contêm as especificações do padrão IEEE-488.2 ou do padrão anterior IEEE-488.1.

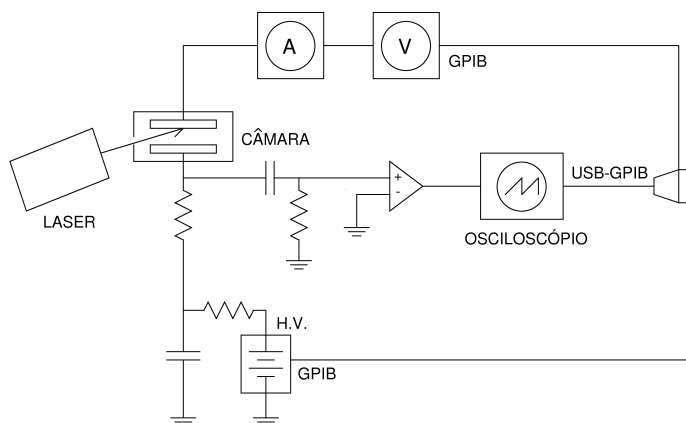


Figura 4.1: Diagrama esquemático do aparato experimental. Nesse caso, a conexão GPIB entre o osciloscópio, a fonte de tensão e o multímetro é do tipo estrela. A extremidade USB do adaptador é conectada ao controlador ao passo que a extremidade GPIB do adaptador é conectada aos cabos GPIB que por sua vez estão conectados aos instrumentos.

### 4.2.3 Controle da tensão elétrica

O programa *RPCLab* foi estruturado de modo a permitir tanto a operação da fonte de tensão em modo remoto quanto em modo manual. Quando operando em modo remoto, o operador deve especificar a tensão inicial, a tensão final e o incremento. O software verifica se os valores de tensão fornecidos pelo usuário são incorretos ou indesejáveis, como por exemplo tensões ou incrementos muito elevados, que podem causar faíscas.

Além disso, a estabilidade da tensão aplicada é verificada antes do início da medição. O algoritmo utilizado para isso consiste em comparar a leitura da tensão fornecida pela própria fonte de tensão<sup>1</sup>, com a leitura anterior, efetuada 10 segundos antes. Se as leituras não são iguais, o controlador espera mais 10 segundos e executa uma nova comparação. O processo é repetido enquanto as leituras forem distintas.

Por último, foi incorporado um algoritmo para checar o valor da tensão aplicada à câmara tanto ao iniciar o controlador quanto ao fechá-lo. No caso em que a fonte estiver fornecendo alta tensão nessas condições, o software inicia imediatamente uma rotina para abaixar a tensão.

<sup>1</sup>A seção 3.4.8 do manual da fonte de tensão *Spellman Bertan 225-30* [38] descreve o procedimento para a obtenção das leituras de tensão por meio do barramento GPIB.



#### 4.2.4 Aquisição de dados

Como mencionado anteriormente em 4.1.2, a aquisição dos pulsos é realizada pelo osciloscópio, mas não é armazenada convenientemente. Na medida em que o software fornecido pelo fabricante do osciloscópio<sup>1</sup> permitia a transferência de dados para outras aplicações, foi possível incorporar ao *RPCLab* uma rotina capaz de acessar e armazenar convenientemente os dados. Na prática, isso foi possível pois o software do osciloscópio implementa objetos *ActiveX* [60], que podem ser acessados por qualquer outra aplicação compatível com essa tecnologia, possibilitando não apenas a obtenção dos dados, mas também o total controle sobre a configuração do osciloscópio<sup>2</sup>.

Também o acesso às leituras de corrente foi obtido utilizando o barramento GPIB. O multímetro *Keithley* modelo 2000, sendo compatível com o padrão GPIB, foi colocado na mesma rede que conecta à fonte de tensão ao controlador (Fig. 4.1). Além de ser compatível com o padrão IEEE-488.2, esse instrumento aceita a linguagem padrão de instrumentação SCPI<sup>3</sup> (*Standard Commands for Programmable Instruments*) [55].

Na medida em que não havia necessidade de obter medições simultâneas de pulso e corrente, o controlador executa ambas aquisições sequencialmente em vez de executá-las simultaneamente.

#### 4.2.5 Interface Gráfica do Usuário (GUI)

Essa seção tem como objetivo descrever o funcionamento da Interface Gráfica do Usuário, de modo a facilitar o entendimento de como o *RPCLab* funciona do ponto de vista do usuário. A janela principal está apresentada na figura 4.2. Os dois gráficos na região superior da janela do *RPCLab* mostram as medidas em função do tempo. O gráfico da esquerda, mostra o sinal adquirido em um dos canais do osciloscópio e o gráfico da direita mostra as leituras de corrente em função do tempo. Algumas funcionalidades interessantes, como por exemplo a possibilidade de aumentar ou diminuir uma seleção do gráfico, são herdadas da classe correspondente da interface gráfica do MATLAB<sup>®</sup>.

No exemplo mostrado na figura 4.7, o gráfico da esquerda mostra um total de 100 pulsos digitalizados pelo osciloscópio ao passo que o gráfico da direita

---

<sup>1</sup>Uma descrição detalhada do software que acompanha os osciloscópios *LeCroy WavePro* da série 7000 pode ser obtida na referência [59].

<sup>2</sup>Consultar, por exemplo, as referências [61] e [62] para obter uma descrição completa de como obter total controle sobre o osciloscópio por meio de controles *ActiveX* no MATLAB<sup>®</sup>.

<sup>3</sup>A referência [63] contém uma descrição completa do padrão *SCPI*

mostra apenas um pulso, correspondente à média. Esse último só é apresentado no caso em que somente há dados provenientes da aquisição no osciloscópio; se há aquisições de sinal e corrente, o gráfico à direita mostra as leituras de corrente em função do tempo. Os botões do tipo “rádio”, denominados “Medir corrente” e “Medir sinal”, permitem ao operador selecionar o tipo de medição, isto é, permitem-lhe realizar ou apenas medições com osciloscópio, ou apenas a leitura com o multímetro ou ambas.

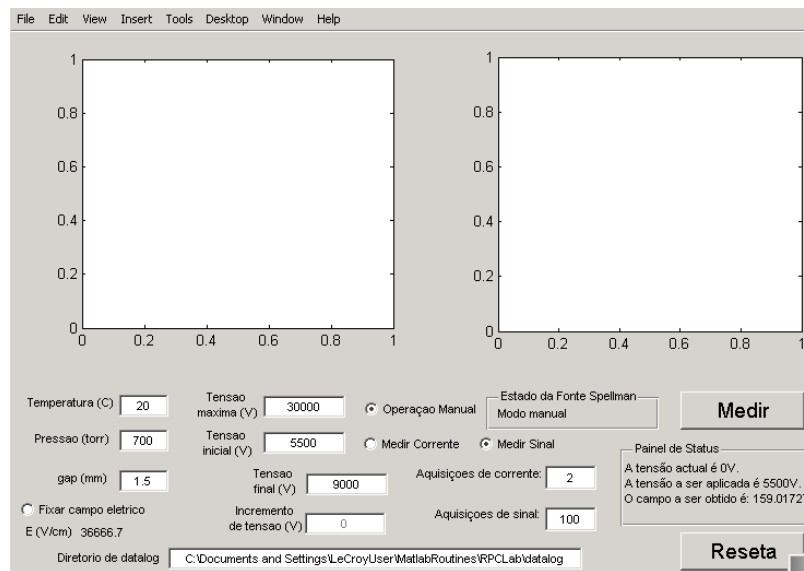


Figura 4.2: Janela inicial do programa *RPCLab*.

Há duas possibilidades quanto ao modo de controlar a fonte de tensão: controle remoto e controle manual. Quando o controle manual está selecionado, o *RPCLab* permanece desconectado à fonte de alta tensão. No exemplo mostrado na figura 4.7 esse modo de operação está selecionado. Se o controlador estiver operando em modo manual, o operador pode mudar para o modo remoto desfazendo a seleção no botão “Operação Manual”. No entanto, o controlador só se conectará de fato à fonte de tensão quando for dado o comando para iniciar uma nova medição. Se o operador não conseguir se conectar, uma mensagem de erro é enviada e o controlador volta a operar em modo manual. Por outro lado, se o controlador estiver operando em modo remoto, ele pode ser instantaneamente modificado para operar em modo manual, desde que um processo de medição não esteja ocorrendo.

Antes de iniciar uma medição, o operador deve especificar todos os seguintes parâmetros: temperatura ambiente, pressão local, a distância entre os eletrodos, a tensão máxima, a tensão inicial e final e o incremento. Uma vez que todos esses

parâmetros tiverem sido definidos, o programa mostra no painel de controle o campo elétrico em V/cm e o campo elétrico reduzido<sup>1</sup> em Td a ser obtido após a aplicação dos valores fornecidos. Há um botão do tipo “rádio”, denominado “Fixar campo elétrico”, que quando selecionado permite vincular os valores da distância entre os eletrodos ao valor da tensão a ser aplicada de modo a manter o campo elétrico constante.

O operador deve sempre especificar o número de aquisições, tanto de sinais quanto de corrente. No caso das medições de sinal, o número máximo de pulsos está limitado em 400, para evitar saturação de memória virtual. Já as leituras de corrente estão limitadas em 1024, em conformidade com a limitação de memória do multímetro *Keithley 2000*.

Depois de todos os parâmetros terem sido definidos, a medição pode ser iniciada acionando o botão “Medir”. Imediatamente, o controlador envia uma mensagem ao operador para interromper o feixe do laser e então dar início à medição do ruído de fundo (Fig. 4.4). Se o controlador estiver operando em modo manual, antes uma janela é aberta para requisitar o valor da tensão aplicada aos eletrodos (Fig. 4.3). Interrompido o feixe, uma outra mensagem é enviada para requisitar ao operador que realize os ajustes de escala no osciloscópio (Fig. 4.5). Uma vez ajustadas as escalas, a medição é iniciada. Enquanto isso, uma barra de espera mostra a evolução da medição (Fig. 4.6). Terminada a medição, os dados são mostrados graficamente. O processo recomeça, mas com uma diferença; o controlador abre uma janela requisitando ao controlador que libere o feixe do laser (Fig. 4.7) ao invés de pedir-lhe que o interrompa.

Terminadas as medições, os dados são armazenados em dois formatos distintos; binário do MATLAB<sup>®</sup> e ASCII, no diretório especificado na janela principal. Caso o diretório já exista, o controlador dá ao usuário a possibilidade de especificar outro diretório (Fig. 4.9). Caso contrário, o controlador cria um novo diretório.

---

<sup>1</sup>Essa grandeza foi definida no capítulo 2, seção 2.2.3

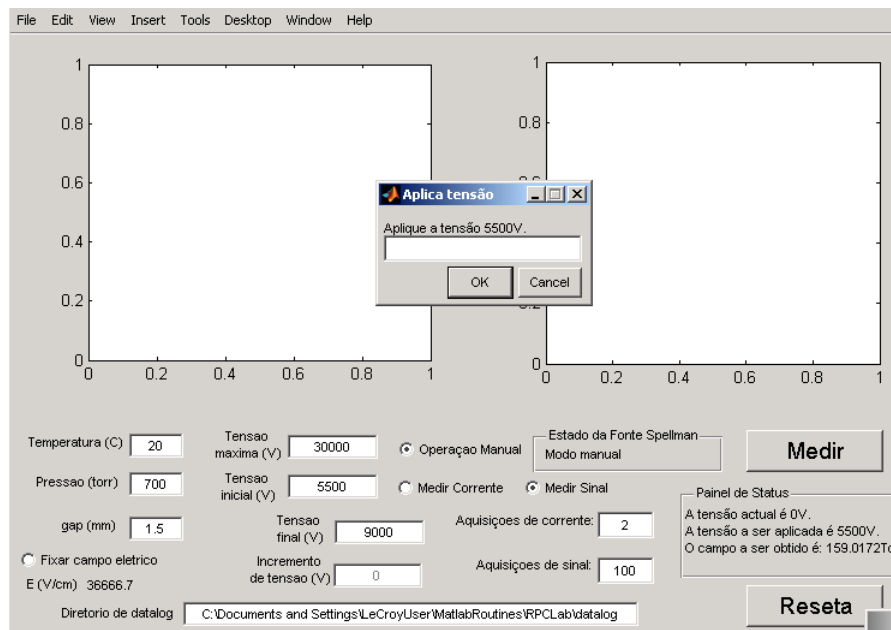


Figura 4.3: Etapa de medição 1: *RPCLab*, em modo de operação manual, requisita ao operador que forneça o valor da tensão aplicada aos eletrodos.

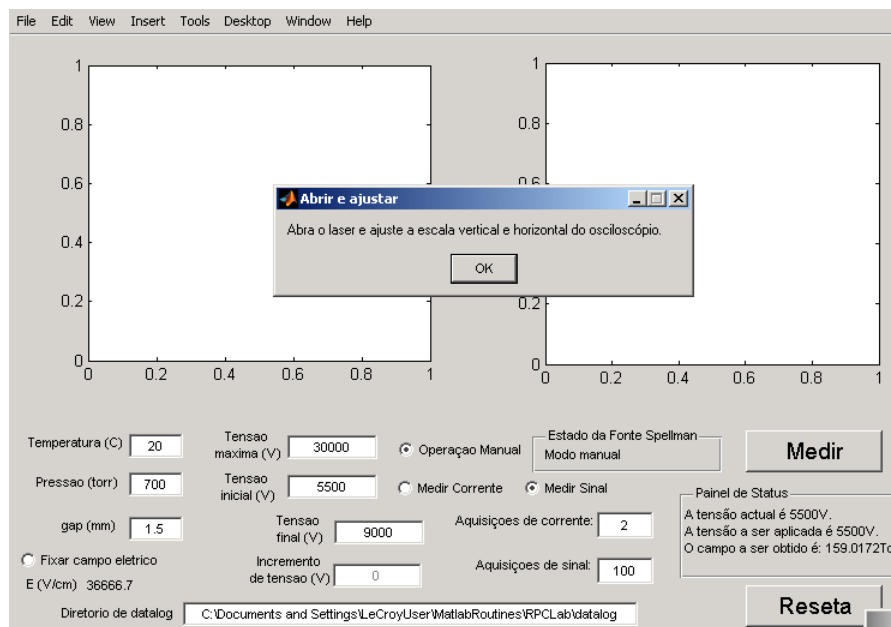


Figura 4.4: Etapa de medição 3: *RPCLab* requisita ao operador que interrompa o feixe de laser.

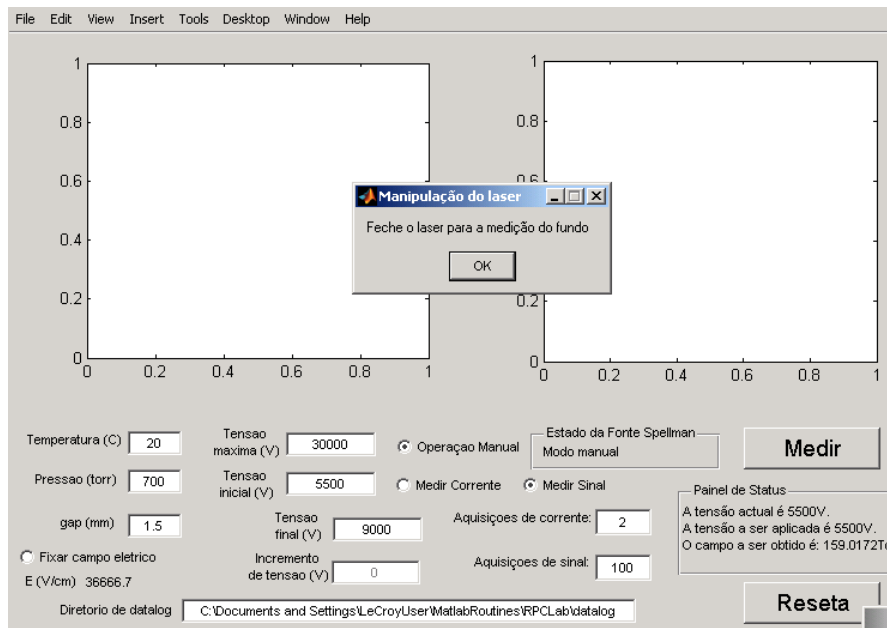


Figura 4.5: Etapa de medição 4: *RPCLab* requisita ao operador que ajuste as escalas do osciloscópio.

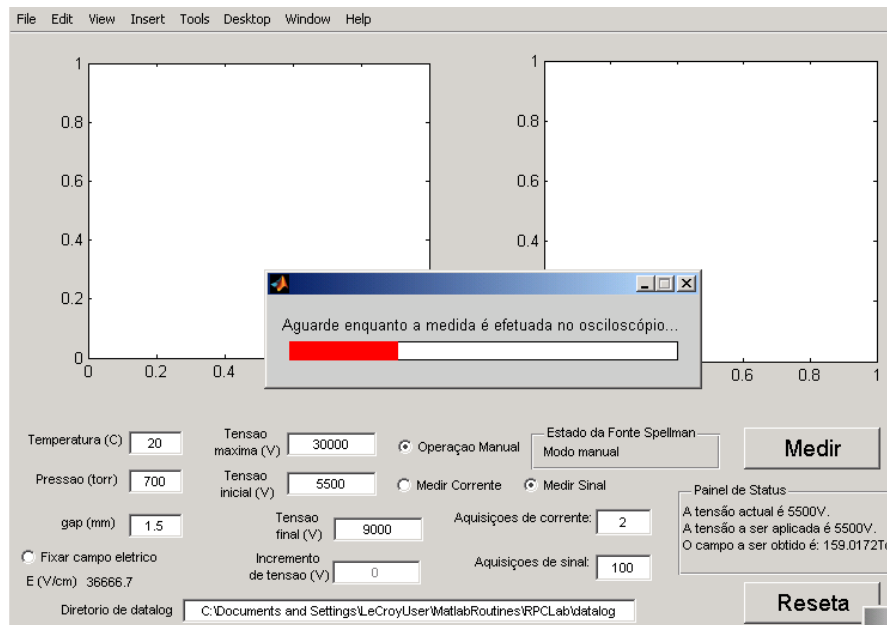


Figura 4.6: Etapa de medição 5: *RPCLab* inicia a medição de fundo e abre uma janela para indicar o progresso da operação.

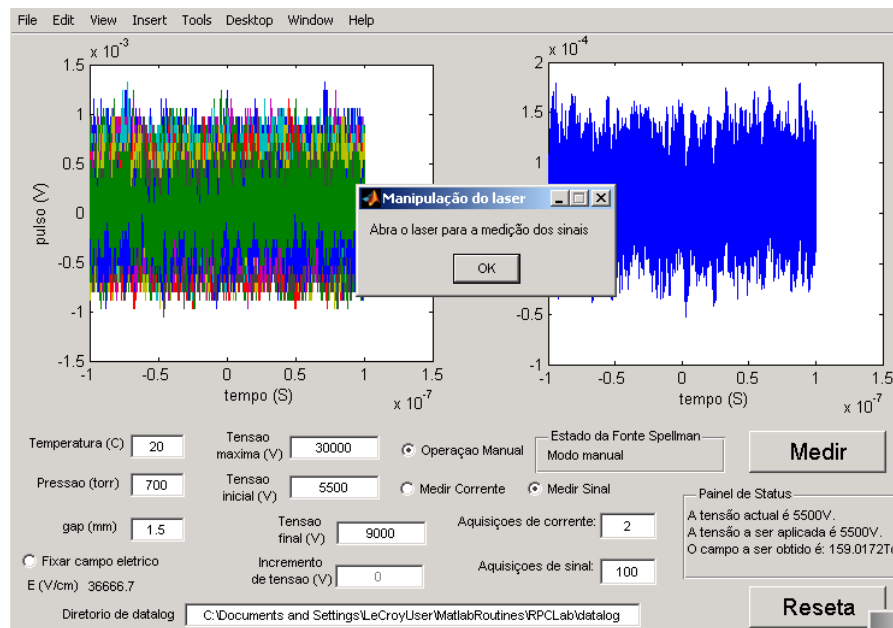


Figura 4.7: Etapa de medição 6: *RPCLab* requisita ao operador que libere o feixe do laser.

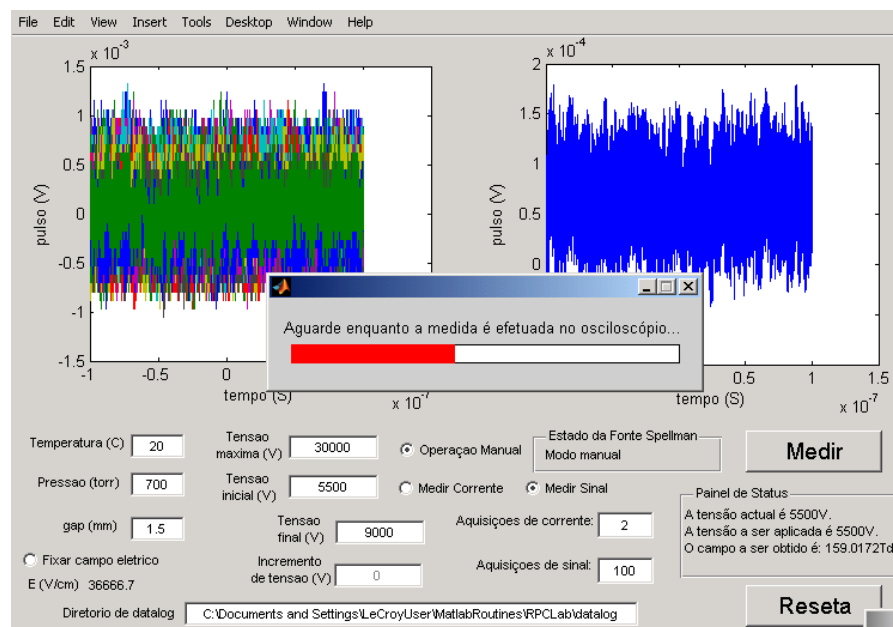


Figura 4.8: Etapa de medição 7: *RPCLab* inicia a medição e abre uma janela para indicar o progresso da operação

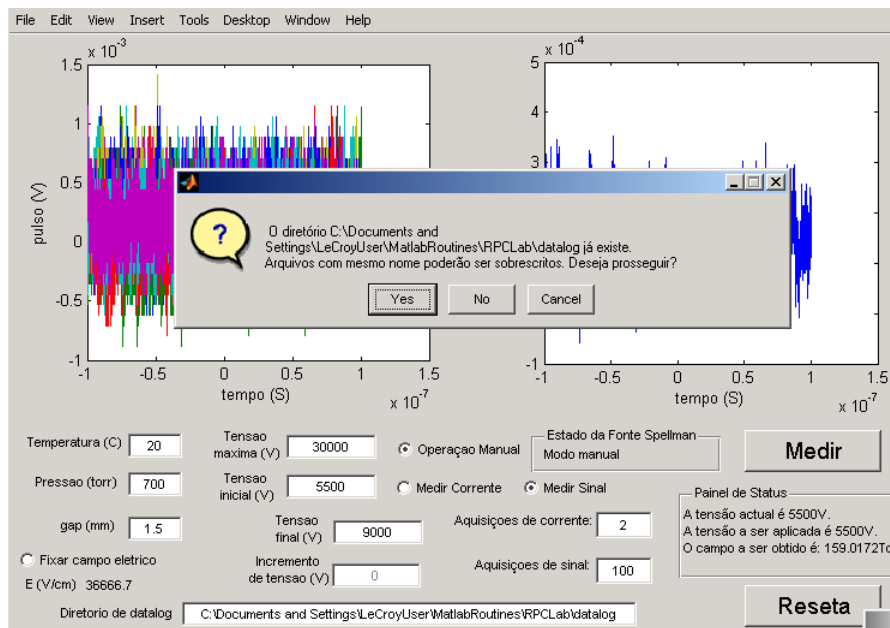


Figura 4.9: Etapa de medição 8: *RPCLab* envia uma mensagem de alerta caso a pasta especificada já exista

# Capítulo 5

## Método de Análise

Nos capítulos 2 e 3 foi deduzida e descrita a função modelo que servirá de base para a análise dos resultados experimentais. Nesse capítulo, pretende-se descrever o método utilizado para ajustar essa função aos dados. No processo de análise, muitas vezes surgiram situações limite (impossibilidade de convergência do ajuste, resultados experimentais superpostos a ruídos ou interferências, etc), que precisaram ser tratadas em particular. Além disso, pretende-se descrever como foram consideradas no ajuste as diversas incertezas experimentais envolvidas e como foram estimadas as incertezas dos parâmetros.

### 5.1 Ajuste não Linear

O problema em questão consiste em obter o conjunto de parâmetros  $\beta = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_m)$  da função modelo que minimiza a função  $\chi^2$ , definida como

$$\chi^2 = (\mathbf{f}(\mathbf{t}, \beta) - \mathbf{y})^T \mathbf{S}^{-1} (\mathbf{f}(\mathbf{t}, \beta) - \mathbf{y}) , \quad (5.1)$$

onde  $\mathbf{f}(\mathbf{t}, \beta)$ , é um vetor cuja  $i$ -ésima componente é a função modelo  $f(t_i, \beta)$ ,  $\mathbf{y}$  e  $\mathbf{t}$  são os vetores contendo as variáveis dependentes e independentes, respectivamente, correspondentes ao  $i$ -ésimo par  $(y_i, t_i)$ , de um total de  $M$  elementos. A matriz de covariância  $\mathbf{S}$  é definida como

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \sigma_N^2 \end{pmatrix} , \quad (5.2)$$



onde  $\sigma_i$  é o desvio padrão de  $i$ -ésima variável  $y_i$ <sup>1</sup>.

No caso em que a função modelo é linear nos parâmetros, existe um algoritmo ótimo capaz de fornecer a melhor estimativa dos parâmetros. O mesmo não é verdade no caso das funções não lineares nos parâmetros. Nesse caso, uma possibilidade é utilizar um algoritmo que seja capaz de fornecer um incremento  $\delta$  ao parâmetro  $\beta$  inicial, escolhido arbitrariamente, de tal modo que o resultado  $\beta + \delta$  se aproxime da melhor estimativa  $\tilde{\beta}$ . Realizando uma nova iteração, com o valor atualizado de  $\beta$ , se obtém um novo incremento  $\delta$ . A iteração termina quando é obtida uma solução que se adéqua ao critério de convergência adotado.

A solução adotada para resolver esse problema é conhecida como algoritmo de Levenberg-Marquardt [64, 65]. Em cada iteração, o incremento  $\delta$  é calculado por meio da fórmula

$$\delta = \left[ \mathbf{J}^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{J} + \lambda \mathbf{diag}(\mathbf{J}^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{J}) \right]^{-1} (\mathbf{J}^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{R}), \quad (5.3)$$

onde  $\lambda$  é o fator de “amortecimento” (*damping factor*),  $\mathbf{J}$  é a matriz jacobiana com relação à variável  $\beta$

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f(t_1, \beta)}{\partial \beta_1} & \cdots & \frac{\partial f(t_M, \beta)}{\partial \beta_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f(t_1, \beta)}{\partial \beta_N} & \cdots & \frac{\partial f(t_M, \beta)}{\partial \beta_N} \end{pmatrix}_{N \times M}, \quad (5.4)$$

e  $\mathbf{R} = (\mathbf{f}(\mathbf{t}, \beta) - \mathbf{y})$ . A função  $\mathbf{diag}(\mathbf{D}_{N \times M})$  corresponde à matriz diagonal  $N \times M$  cuja diagonal é igual à diagonal da matriz  $\mathbf{D}$  e cujos termos fora da diagonal são nulos.

A melhor estimativa dos parâmetros corresponde ao valor de  $\delta$  obtido na iteração em que o ajuste convergiu. A variância dos parâmetros corresponde aos elementos da diagonal da matriz  $\mathbf{V}$

$$\mathbf{V} = \mathbf{J}^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{J}. \quad (5.5)$$

A covariância  $cov(\beta_i \beta_j)$  entre os parâmetros  $\beta_i$  e  $\beta_j$  e a variância  $\sigma_i^2$  do parâmetro  $\beta_i$  podem ser calculados a partir de  $\mathbf{V}$

$$cov(\beta_i \beta_j) = V_{ij} \text{ e } \sigma_i^2 = V_{ii}. \quad (5.6)$$

O código<sup>2</sup> utilizado para implementar esse algoritmo foi escrito e executado

<sup>1</sup>Na definição da matriz covariância  $S$ , desconsiderou-se a covariância entre as grandezas  $t_i$  e  $y_j$ .

<sup>2</sup>O código começou a ser implementado pelo Prof. Otaviano Helene e posteriormente modificado pelo Dr. Zwinglio Guimarães, ambos no Instituto de Física da Universidade de São

na plataforma MATLAB<sup>®</sup>, *student edition*. Nessa edição, está ausente o pacote estatístico utilizado para calcular a integral de uma distribuição  $\chi^2$ , de modo que foi necessário implementar um algoritmo para essa finalidade. O programa escrito com essa finalidade é uma implementação do algoritmo proposto por Hill e Pike [66].

### 5.1.1 Função modelo

A função modelo adotada corresponde à fórmula 3.28, que expressa o sinal induzido nos eletrodos em função do tempo. Em termos matemáticos, a função modelo a ser ajustada aos pontos experimentais pode ser escrita como

$$f(t_i, \beta) = \beta_1 e^{\beta_2(t_i - \beta_3)} \times \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{t_i - \beta_3}{\beta_4}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{t_i - \beta_3 - \beta_5}{\beta_4}\right) \right]. \quad (5.7)$$

À rigor, de acordo com o modelo, o termo  $\beta_1$  poderia ser escrito em função de outros parâmetros, pois contém o termo  $\exp[(R_i^2 \sigma^2)/(2W^2)]$ . No entanto, esse termo é quase sempre muito próximo de 1 (*vide* capítulo 4, seção 3.3.1.1), de modo que deve depender fracamente dos outros parâmetros. Além disso, foi constatado que sempre que a relação de  $\beta_1$  com os outros parâmetros foi incluída explicitamente, foi impossível obter a convergência do ajuste.

### 5.1.2 Estimativa dos parâmetros de transporte

A velocidade de deriva, a taxa de ionização e as suas incertezas podem ser calculadas diretamente a partir dos parâmetros do ajuste, por meio das fórmulas

$$W = d/\beta_5, \quad \frac{\sigma_W}{W} = \sqrt{\frac{\sigma_5^2}{\beta_5^2} + \frac{\sigma_d^2}{d^2}}, \quad (5.8)$$

$$R_i = \beta_2, \quad \sigma_{R_i} = \sigma_2. \quad (5.9)$$

O coeficiente de ionização também pode ser determinado a partir dos parâmetros ajustados. Na aproximação em que é válida a expressão 2.56,  $\alpha$  pode ser expresso em função dos parâmetros do ajuste por meio da fórmula

$$\alpha = \frac{\beta_2 \beta_5}{d}. \quad (5.10)$$

---

Paulo. A versão utilizada neste trabalho foi modificada pelo autor para se adequar melhor à particularidades do problema em questão.

Como  $\alpha$  depende de dois parâmetros, sua incerteza depende não só das variâncias entre os parâmetros, mas também da covariância entre eles. Portanto, é possível calcular a partir dos resultados do ajustes a incerteza do primeiro coeficiente de Townsend por meio da expressão

$$\frac{\sigma_\alpha}{\alpha} = \sqrt{\frac{\sigma_d^2}{d^2} + \frac{\sigma_5^2}{\beta_5^2} + \frac{\sigma_2^2}{\beta_2^2} - 2 \frac{cov(\beta_2, \beta_5)}{\beta_5 \beta_2}} . \quad (5.11)$$

### 5.1.2.1 Unidades dos parâmetros de transporte

É interessante escolher uma unidade que seja adequada para expressar os parâmetros de transporte, pois uma boa escolha ajuda a estabelecer a comparação com os resultados da literatura. No caso da velocidade de deriva de elétrons, foi adotada a unidade  $\text{cm } \mu\text{s}^{-1}$ , pois é mais comum encontrar na literatura o emprego dessa unidade. Já no caso da taxa de ionização e coeficiente de Townsend, verifica-se na literatura que usualmente essas grandezas são apresentadas em termos de  $R_i/N$  (ou  $R_i/p_0$ ) e  $\alpha/N$  (ou  $\alpha/p_0$ ), onde  $N$  é a densidade de partículas do gás por  $\text{cm}^3$  em uma dada temperatura e  $p_0$  é a pressão normalizada à  $0^\circ\text{C}$ . Essas grandezas, chamadas de taxa de ionização reduzida e coeficiente de ionização reduzido, são usualmente expressas em  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (ou  $\text{s}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ ) e  $\text{cm}^2$  (ou  $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ ), respectivamente.

### 5.1.2.2 Determinação de $\tau_0$

O parâmetro do ajuste  $\beta_3$  corresponde à grandeza  $\tau_0$ , que está relacionada com  $t_0$ , o instante de início do movimento da nuvem eletrônica, pela expressão 2.69. Dentro da resolução experimental, o efeito do segundo termo da equação 2.69 é desprezível, de modo que será considerada a aproximação  $\tau_0 \approx t_0$ .

Essa aproximação é importante nos casos em que não é possível obter o parâmetro  $\beta_3$  a partir do ajuste não linear. Isso acontece no caso em que o espectro na região de início da descarga possui uma amplitude inferior ou comparável à resolução da escala de tensão ou no caso em que ruído e a interferência não permitem distinguir essa região no início do espectro (Fig. 5.1 (b)). Esse fenômeno acontece tipicamente quando o número de elétrons que desencadeia a avalanche é muito baixo, de modo que a amplitude do sinal que induzem nos eletrodos é muito pequena para ser detectada. A quantidade de elétrons extraídos é uma função da potência do feixe de laser [47], de modo que para obter uma amplitude mais elevada no início do espectro é necessário uma potência de feixe mais elevada.

Na faixa de potência do laser utilizado (capítulo 3, seção 3.1.4), dificilmente

foi possível obter a convergência do ajuste quando o parâmetro  $\beta_3$  também foi incluído no ajuste. No caso do aparato **A**, em que o sistema de disparo não estava operando, foi necessário utilizar um artifício numérico para obter o instante inicial. O artifício consistiu em definir uma nova função modelo  $h(t, \beta)$ ,

$$h(t, \beta) = \begin{cases} f(t, \beta) & \text{para } \beta_3 \leq t ; \\ \beta_6 & \text{para } t < \beta_3 , \end{cases} \quad (5.12)$$

onde  $\beta_6$  é o parâmetro do ajuste que representa a linha de base. Em geral, essa função é descontínua em  $t = \beta_3$ . Verificou-se que utilizando essa expressão, na maior parte dos casos foi possível obter o instante inicial a partir do ajuste. No entanto, esses resultados não foram perfeitamente reprodutíveis, pois constataram-se variações na estimativa dos parâmetros de transporte em função da definição do intervalo de ajuste. Portanto, para estimar a incerteza dos parâmetros, determinou-se o desvio padrão de distintos resultados obtidos de ajustes em um mesmo pulso e em diferentes intervalos possíveis, gerados aleatoriamente.

Já no caso dos resultados obtidos utilizando o aparato **B**, utilizou-se o sinal do *trigger* para obter o parâmetro  $\tau_0$  naqueles casos em que foi impossível obter esse parâmetro diretamente do ajuste. Em alguns casos, no entanto, isso foi possível. Esses foram aqueles casos em que a distância entre as placas era menor, e, conseqüentemente, a amplitude do sinal induzido pelos elétrons iniciais mais elevada, como demonstra a expressão 3.27. Esse caso será discutido em particular no capítulo 6, seção 6.1.2.3.

Para extrair o instante inicial dos pulsos, foi necessário adotar um procedimento especial. Um exemplo de sinal de *trigger* é mostrado na figura (5.2). Considerou-se que o instante inicial de avalanche corresponde aproximadamente ao início do pulso do *trigger*<sup>1</sup>, isto é, ao instante em que o valor do sinal começa a superar o valor da linha de base (Fig.5.3). Não teria sido correto considerar  $\tau_0$  o instante em que o pulso atinge a maior amplitude, na medida em que o dispositivo de conversão do sinal óptico para sinal elétrico, baseado em um diodo, apresenta um tempo de subida da ordem de 1 ns, o que não é desprezível em relação ao tempo de trânsito dos elétrons no gás (~7 ns, no pior dos casos).

Para determinar o instante em que o pulso do sinal de *trigger* começa a superar o valor da linha de base, foi necessário desenvolver um algoritmo. Esse algoritmo consistiu em ajustar uma parábola na região em que o pulso começa a se desenvolver, impondo que a ordenada do ponto máximo dessa parábola deveria

<sup>1</sup>Em cada aquisição de dados, 30 pulsos do sinal de *trigger* foram adquiridos. A forma desses pulsos variava muito pouco e o deslocamento relativo no tempo (*time jitter*) entre os pulsos era desprezível, de modo que a análise pôde ser feita sobre o pulso médio (*averaged signal*).

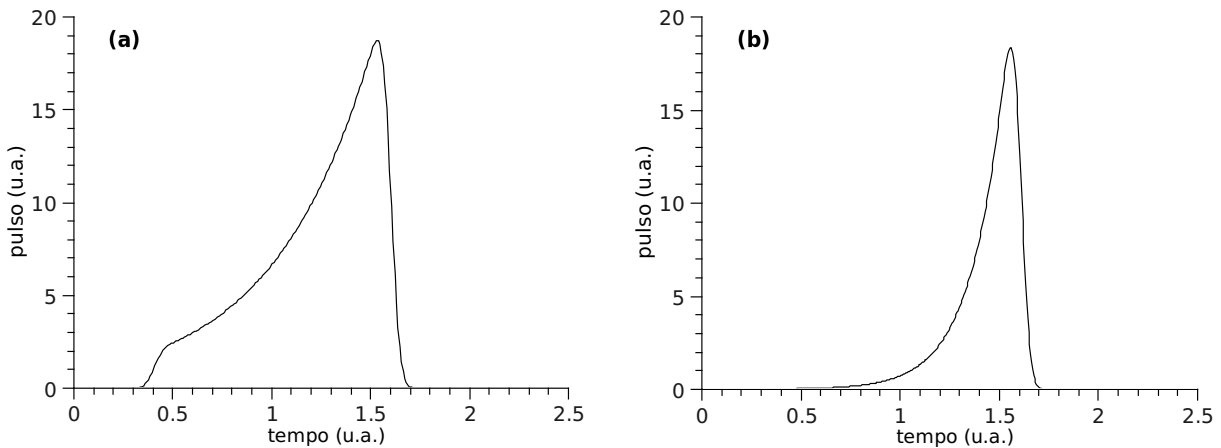


Figura 5.1: (a) Pulso em que a amplitude da borda à esquerda é comparável ao ponto máximo; (b) Pulso em que a amplitude da borda à esquerda é muito menor do que o ponto máximo. Nesse último caso, pode acontecer de os sinais espúrios “mascarar” a região do início do pulso, impossibilitando um ajuste dos parâmetros  $\beta_3$  e  $\beta_5$ . A condição física para que isso ocorra é que a quantidade de elétrons iniciais seja muito menor do que a quantidade total de elétrons gerados pelo efeito de ionização.

coincidir com a linha de base, isto é, que a parábola deveria tangenciar a linha de base (Fig. 5.3). Como a duração da aquisição do pulso era muito maior do que a duração do próprio pulso, a linha de base pôde ser determinada calculando a média dos pontos nos instantes anteriores ao início do disparo. Se  $y_0$  é o valor dessa média, então o ponto da parábola que tangencia a linha de base pode ser obtido ajustando os pontos experimentais à expressão

$$p(t) = at^2 + bt + \frac{b^2}{4a} + y_0, \quad (5.13)$$

onde  $a$  e  $b$  são os parâmetros a se determinar. A abscissa do ponto máximo, que corresponde ao instante inicial  $\tau_0$ , foi calculada por meio da expressão

$$\tau_0 = -\frac{b}{2a}. \quad (5.14)$$

A equação 5.13 não é linear nos parâmetros, de modo que foi necessário utilizar o mesmo algoritmo de ajuste discutido na seção 5.1. Para estimar a incerteza do instante inicial, foi calculado o desvio padrão da amostra dos parâmetros  $\tau_0$  obtidos por meio do ajuste dos pulsos pertencentes a um conjunto de resultados experimentais<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Um conjunto particular de resultados corresponde a todos os pulsos obtidos em uma série de medida. Em uma série de medida, a distância  $d$  entre as placas era mantida fixa e a tensão era

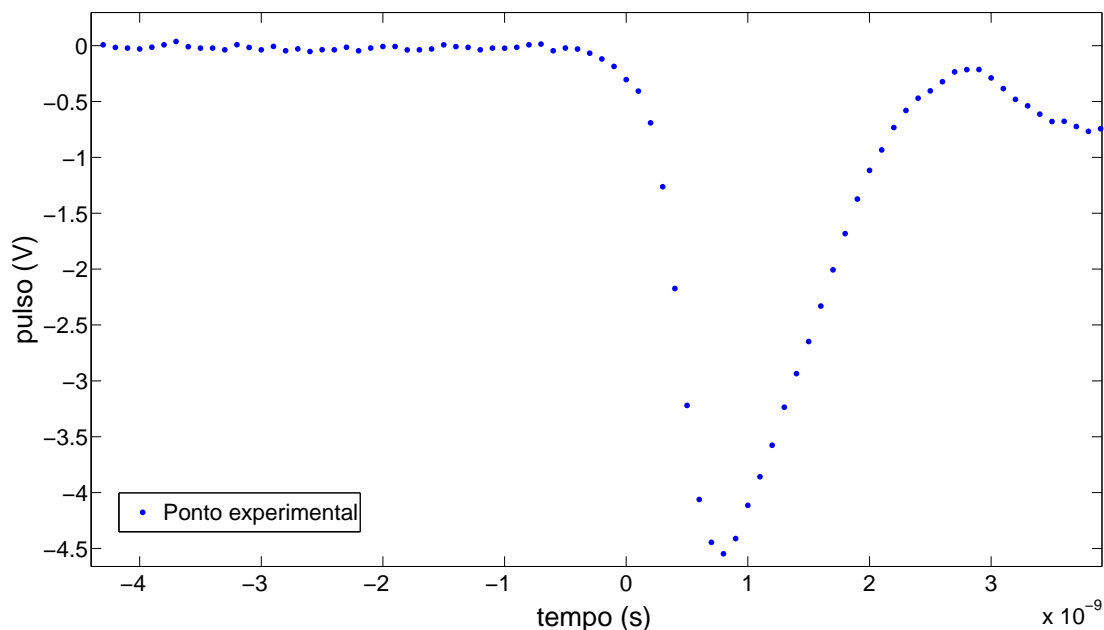


Figura 5.2: Exemplo de um pulso de disparo produzido pelo conversor óptico-elétrico do laser.

## 5.2 Ajustes e Avaliação de Incertezas

### 5.2.1 Ajuste aos pontos experimentais

Em princípio, se o pulso induzido pelos elétrons fosse de fato bem descrito pela função modelo, deveria ser possível ajustá-la a todos pontos experimentais, desde os poucos instantes que antecedem o início do pulso, até os poucos instantes posteriores ao fim do pulso. No entanto, foi observado experimentalmente que a forma do pulso é distorcida por efeitos indesejáveis. Logicamente, a consequência disso é o desvio da forma do pulso em relação ao comportamento esperado.

O primeiro efeito que provoca esse tipo de desvio é o ruído gaussiano. É um efeito que pode ser minimizado se o pulso médio é calculado sobre uma amostra suficientemente grande de pulsos. Mesmo nos casos em que a amostra não é suficientemente grande, é possível incluir no ajuste o desvio padrão desse ruído e obter os parâmetros, ainda que venham a apresentar uma incerteza mais elevada. Não é difícil obter esse desvio padrão a partir dos dados, mesmo que sejam poucas as amostras, pois pode-se utilizar o mesmo procedimento descrito na seção anterior, com a correção para pequenas amostras caso seja necessário [67].

---

variada.

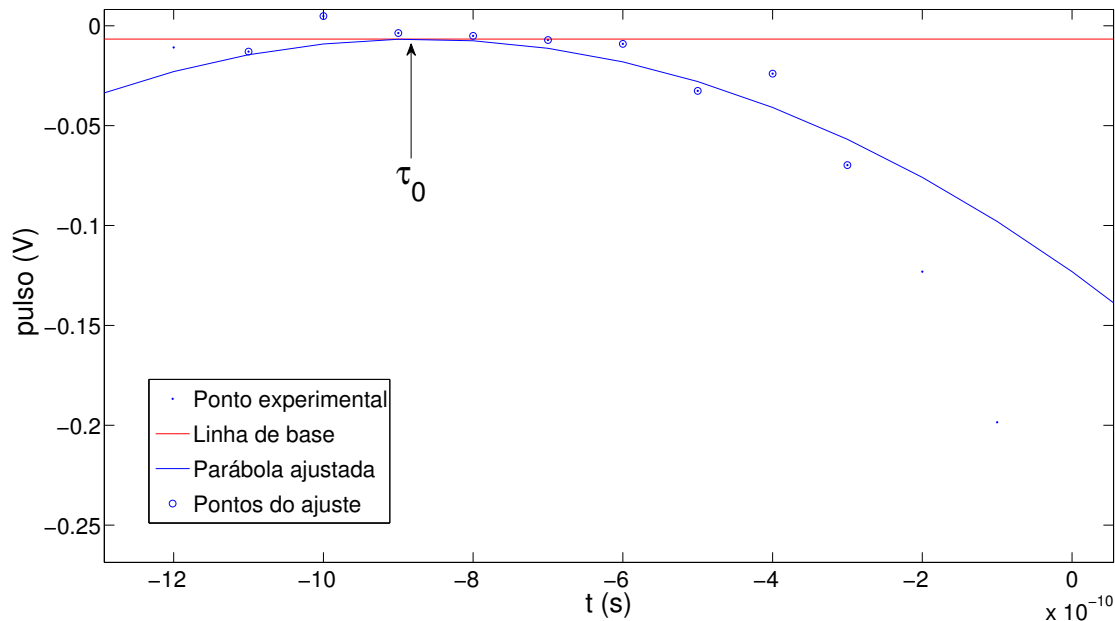


Figura 5.3: Exemplo de parábola ajustada ao início do pulso de disparo. A abscissa da tangente da parábola com a linha de base define a melhor estimativa do instante  $\tau_0$ .

Há outros efeitos, no entanto, que dificilmente podem ser contornados de outro modo que não seja pela exclusão no ajuste dos pontos em que tais efeitos ocorrem. Em todos os pulsos observados experimentalmente, nos instantes em que o pulso começa a se desenvolver observou-se a interferência de um sinal proveniente da fonte do laser (Fig. 5.4). A amplitude desse sinal é suficientemente elevada para distorcer a forma do pulso esperado. Esse efeito foi observado com maior intensidade nas medições realizadas com o aparato **B**. A principal consequência negativa desse efeito foi impedir a obtenção do parâmetro  $\tau_0$  a partir do ajuste.

Além disso, também observou-se na extremidade do pulso, nos instantes em que o pulso já estava cessando, a presença de um sinal de forma semelhante ao pulso principal. Esse sinal foi causado pela reflexão do pulso principal em decorrência de um casamento imperfeito de impedâncias, possivelmente entre a câmara e o pré-amplificador. Felizmente, essa interferência afeta apenas a região na extremidade da cauda direita do pulso principal (Fig. 5.4), que pode ser excluída do ajuste sem causar prejuízos significativos à qualidade do ajuste.

Ambos efeitos foram observados tanto nos pulsos medidos com o aparato **A**, quanto nos medidos com o outro aparato, mas nesses últimos tais efeitos foram mais pronunciados. A figura 5.4 mostra um caso particular, em que o pulso foi medido utilizando o aparato **B**. A câmara estava preenchida com nitrogênio, o

espaçamento entre os eletrodos era igual a 1,5 mm e a tensão aplicada igual a 6000 V.

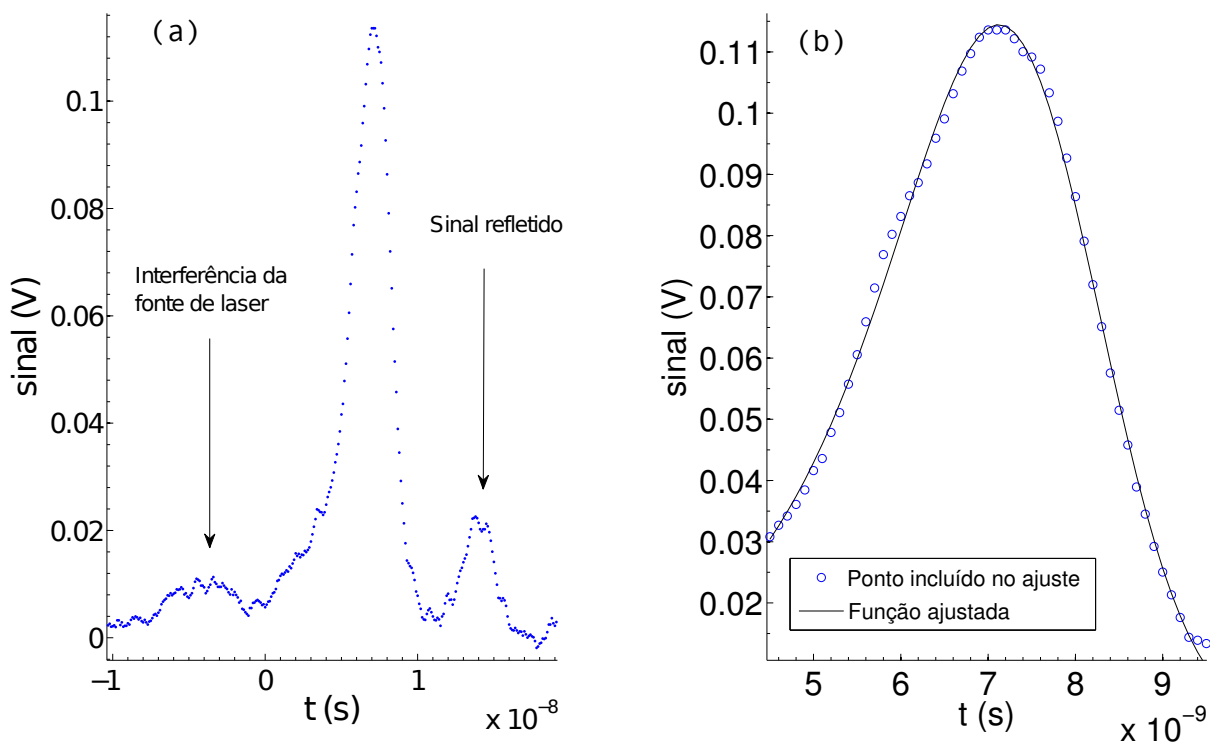


Figura 5.4: (a) Sinal digitalizado pelo osciloscópio na condição em que o espaçamento entre os eletrodos era 1,5 mm e a tensão aplicada igual a 6000 V. Está indicado na figura as regiões do pulso onde se observou interferência; (b) Pontos incluídos no ajuste e gráfico da função ajustada.

Uma vez definida a região de ajuste, com base nos critérios de exclusão, ela foi mantida em todos os ajustes dentro de uma série completa de medidas. Em alguns poucos casos, no entanto, esse intervalo de ajuste teve que ser variado para garantir a convergência do ajuste.

Nos ajustes, considerou-se apenas a incerteza na variável independente, calculada a partir da estimativa da flutuação dos pontos em relação à linha de base (desvio padrão,  $\sigma_b$ ). Se o ruído é gaussiano, a incerteza na variável independente,  $\sigma_y$ , é igual ao desvio padrão da média no caso em que o ajuste é feito sobre o pulso médio. Portanto,  $\sigma_y = \sigma_b / \sqrt{M}$ , onde  $M$  é o tamanho da amostra de pulsos. Além disso, para o cômputo da incerteza total, foi levada em consideração a resolução do osciloscópio. Na maior parte dos casos, no entanto, essa incerteza é muito menor do que aquela decorrente da flutuação estatística. A figura 5.4 (b) apresenta um exemplo de ajuste em que foi incluída a incerteza, calculada por meio desse procedimento. O gráfico de resíduos (Fig. 5.5) mostra explicitamente



as incertezas.

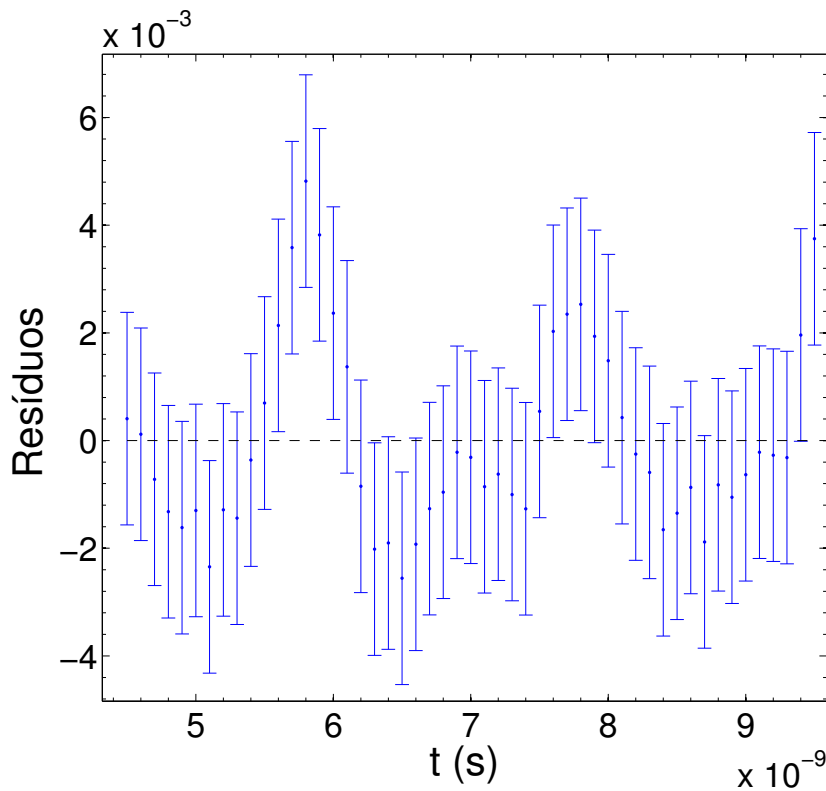


Figura 5.5: Gráfico de resíduos do ajuste apresentado na figura 5.4 (b).

## 5.2.2 Avaliação da incerteza dos parâmetros de transporte

Nessa seção, pretende-se discutir o método utilizado para obter a incerteza nos parâmetros de transporte. Em primeiro lugar, será discutido o procedimento realizado para obter a incerteza da velocidade de deriva. Depois, será apresentado o procedimento adotado para a obtenção da incerteza da taxa de ionização. Por último, a incerteza do coeficiente de ionização, que depende tanto da incerteza da taxa de ionização quanto da incerteza da velocidade de deriva.

### 5.2.2.1 Velocidade de deriva

A velocidade de deriva é calculada utilizando a expressão 5.8. Essa expressão depende da distância entre os eletrodos  $d$  e do tempo de voo  $\delta_v$  ( $\beta_5$ ). Para calcular a incerteza total da velocidade de deriva, foram levadas em consideração a incerteza instrumental da distância (capítulo 3, seção 3.2.3.1), e a incerteza no parâmetro  $\delta_v$ , obtida do ajuste. Na medida em que esse parâmetro depende de  $\tau_0$  pela relação  $\delta_v = t_c - \tau_0$ , é necessário levar em consideração  $\sigma_{\tau_0}$  no cômputo de incerteza total

do tempo de voo nos casos em que  $\beta_3$  é fixado. Portanto,  $\sigma_{\delta_v}^2 = \sigma_{\tau_0}^2 + \sigma_{t_c}^2$ , onde  $\sigma_{t_c}$  é a incerteza no parâmetro  $\beta_5$  obtida a partir do ajuste em que  $\beta_3$  é fixado. Por propagação de incertezas, a incerteza total da velocidade de deriva pode ser calculada por meio da fórmula

$$\sigma_W = W \sqrt{\left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\delta_v}}{\delta_v}\right)^2}. \quad (5.15)$$

### 5.2.2.2 Taxa de ionização

A taxa de ionização é obtida diretamente do ajuste, pois corresponde ao parâmetro  $\beta_2$ . No entanto, não é suficiente estimar a incerteza desse parâmetro a partir da variância do parâmetro, pois essa grandeza física tem uma incerteza intrínseca. Isso ocorre porque a taxa de ionização é uma grandeza macroscópica que resulta da média sobre eventos estocásticos.

Foi verificado empiricamente, a partir da comparação das taxas de ionização obtidas do ajuste de pulsos isolados<sup>1</sup>, que a flutuação dessa grandeza é maior do que a flutuação obtida do ajuste de um pulso médio. Portanto, foi considerada como incerteza da taxa média de ionização o desvio padrão da média de uma amostra de taxas de ionização obtidas a partir dos ajustes de cada um dos pulsos isolados<sup>2</sup>.

A figura 5.6 mostra o gráfico do desvio padrão da média calculado por esse procedimento em função da campo elétrico reduzido num caso em que o distanciamento entre as placas era igual a 1,5 mm e o gás nitrogênio. As barras de incerteza na figura correspondem ao desvio padrão do desvio padrão [67]. Dentro da incerteza dos resultados, é plausível a hipótese de que a taxa de ionização apresenta um desvio padrão intrínseco constante. Supondo válida essa hipótese, foi calculada a média ponderada do desvio padrão, fornecendo a melhor estimativa do desvio padrão intrínseco da taxa de ionização.

<sup>1</sup>Pulsos isolados são pulsos decorrentes de um único evento, isto é, um único pulso de um conjunto de medidas na mesma condição experimental – mesmo espaçamento  $d$ , mesmo gás, mesmo campo elétrico reduzido.

<sup>2</sup>Um leitor atento poderia se perguntar por que razão os ajustes não foram realizados sobre pulsos isolados em vez de pulsos médios para obter os parâmetros de transporte. De fato, para estimar a incerteza da taxa de ionização, é necessário ajustar todos os pulsos isolados, o que logicamente implica em um custo computacional muito maior. Mas a maior dificuldade em adotar esse procedimento vem do fato de que em muitos casos o ajuste de pulsos isolados não converge, fornecendo resultados inconsistentes. Logicamente, para calcular a estimativa da incerteza da taxa de ionização, foi escolhido um conjunto de dados em que, com exceção das estimativas da incerteza, não apresentaram diferenças nas estimativas do parâmetro de transporte quando calculadas de um modo ou de outro.

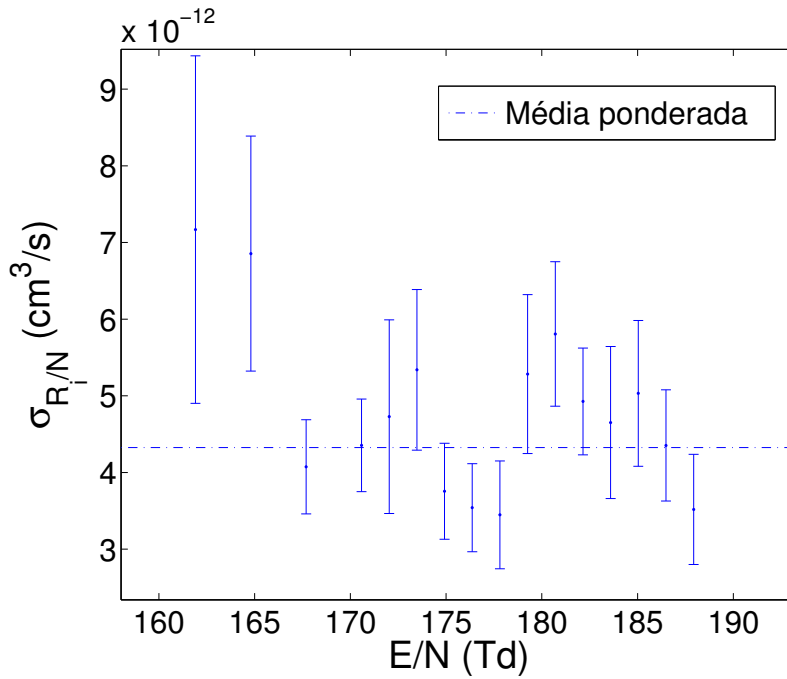


Figura 5.6: Desvio padrão da taxa de ionização em função do campo elétrico reduzido em um conjunto de medidas em  $N_2$ , com  $d = 1,5$  mm. Resulta do ajuste linear um valor médio do desvio padrão igual a  $4,3257 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  e uma probabilidade de  $\chi^2$  excedido igual a 28,8%.

### 5.2.2.3 Coeficiente de ionização

A incerteza do coeficiente de ionização  $\alpha$  é obtida a partir das incertezas de  $W$  e de  $R_i$  por meio da expressão 5.11. Em termos de  $\sigma_W$  e  $\sigma_{R_i}$ , a incerteza total do coeficiente de ionização,  $\sigma_\alpha$ , pode ser escrita como

$$\frac{\sigma_\alpha}{\alpha} = \sqrt{\frac{\sigma_W^2}{W^2} + \frac{\sigma_{R_i}^2}{R_i^2} - 2 \frac{\text{cov}(\beta_2, \beta_5)}{\beta_5 \beta_2}}. \quad (5.16)$$

Por último, deve-se ter em conta que as incertezas da taxa de ionização e do coeficiente de ionização reduzidos também devem levar em conta a incerteza da densidade do gás. Essa incerteza foi incluída nos resultados por meio do procedimento padrão de propagação e composição de incertezas.

# Capítulo 6

## Resultados e Discussões

Os resultados da análise dos dados experimentais serão apresentados nesse capítulo. Na primeira parte, eles serão comparados graficamente com resultados da literatura e da teoria. Em primeiro lugar, os resultados em nitrogênio; depois, os resultados em isobutano, para o qual as referências na literatura são mais escassas. Na segunda parte, pretende-se discutir e interpretar esses resultados.

Os diversos conjuntos de dados serão apresentados separadamente e indicados com a data em que foram tomados. No caso em que existirem mais de um conjunto de dados em uma mesma data, serão distinguidos pelo período do dia em que as medições foram realizadas.

Para efeitos de comparação, os resultados numéricos obtidos por meio dos códigos Bolsig+ e Magboltz foram apresentados graficamente por meio da curva que melhor representa os pontos. No caso da velocidade de deriva, foi ajustada uma reta aos pontos e no caso da taxa de ionização e do coeficiente de ionização foi ajustada a expressão de Townsend. O ajuste foi feito sobre uma amostra de resultados com uma quantidade de pontos comparável à quantidade de pontos experimentais, na região de campo elétrico reduzido onde foram realizadas as medições.

### 6.1 Resultados em Nitrogênio

#### 6.1.1 Nitrogênio - aparato A

A análise dos resultados de medições no aparato A só foi possível pelo artifício discutido na seção 5.1.2.2, pois nesse caso os pulsos não estavam sincronizados com o sinal de disparo do laser. Os valores numéricos dos resultados da análise foram tabelados (Tab. 6.1) e apresentados graficamente (Fig. 6.1, 6.2 e 6.3).

Também foram apresentadas as estimativas do erro dos resultados, obtidas por meio do procedimento descrito em 5.1.2.2. Os resultados localizados no intervalo de 130 Td a 173 Td foram obtidos quando o espaçamento entre os eletrodos era igual a 1,0 mm, ao passo que os dois resultados restantes foram obtidos quando o espaçamento era de 0,5 mm.

Os resultados da velocidade de deriva são sistematicamente inferiores aos resultados da simulação do Magboltz e da literatura [11, 68], com exceção do resultado em 216 Td. Isso indica a presença de um erro sistemático, se de fato aqueles resultados são mais acurados. O desvio percentual em relação aos resultados da simulação do Magboltz é tipicamente igual a 6%<sup>1</sup>, enquanto que o desvio padrão relativo é tipicamente igual a 7%. As incertezas estimadas são consistentes com o teste  $\chi^2$  aplicado ao ajuste linear<sup>2</sup>, fornecendo uma probabilidade de  $\chi^2$  excedido igual a 98,6%.

Na maior parte dos casos, também os resultados da taxa de ionização<sup>3</sup> ficam localizados entre os resultados da simulação Monte Carlo e os da solução da equação de Boltzmann. No entanto, a taxa de ionização em 130 Td e 140 Td são sistematicamente superiores aos outros resultados nessa mesma faixa. De fato, verificou-se que a amplitude dos pulsos nessa faixa é muito menor, e, por esse motivo, é mais acentuada a distorção da forma do pulso esperado por causa da sobreposição com outros sinais espúrios. Por outro lado, os resultados na outra faixa de campo elétrico reduzido são consistentes com os resultados de Frommhold (1960) [13].

Na medida em os coeficientes de ionização são obtidos a partir dos resultados anteriores, eles devem seguir uma tendência parecida à dos resultados da taxa de ionização quando o comportamento da velocidade de deriva é aproximadamente linear. Por isso, também nesse caso, os pontos em 130 Td e 140 Td estão sistematicamente mais elevados do que os outros resultados nesse mesmo intervalo. Dentro do intervalo de confiança de três desvios padrão, a maior parte

---

<sup>1</sup>Para estimar a acurácia dos resultados da velocidade de deriva, será utilizado o desvio percentual em relação aos resultados da simulação do Magboltz. A justificativa para a escolha dos resultados do Magboltz como padrão de comparação está no fato de que as velocidades de deriva obtidas da simulação Monte Carlo são mais consistentes com os resultados da literatura do que os resultados do Bolsig+, além de que utilizam um conjunto de seções de choque mais completo e acurado.

<sup>2</sup>Embora a curva da velocidade de deriva em função do campo elétrico reduzido não seja necessariamente linear, o desvio da linearidade não pode ser observado em um intervalo mais restrito de campo elétrico reduzido. Além disso, esse intervalo coincide com uma região mais larga onde a relação da velocidade de deriva com o campo elétrico reduzido é aproximadamente linear [12, 68]

<sup>3</sup>Nesse capítulo, o termo taxa de ionização se refere à taxa de ionização reduzida. O mesmo vale para o coeficiente de ionização.

dos resultados é consistente com os resultados de S. C. Haydon e O. M. Williams (1976) [15]. No entanto, a tendência dos pontos experimentais, representada no gráfico da figura 6.3 por meio da curva ajustada (fórmula de Townsend), destoa consideravelmente dos outros resultados. Isso pode ser verificado comparando os valores dos parâmetros  $F$  e  $G$  obtidos dos diversos ajustes 6.7.

Tabela 6.1: Parâmetros de transporte obtidos para campos elétricos reduzidos entre 130 Td a 216 Td, em nitrogênio, utilizando o aparato **A**. As incertezas estão indicadas dentro dos parênteses. As medições em 194,49 Td e 216,10 Td foram realizadas quando o espaçamento era  $d = 0,5\text{mm}$  e as restantes quando  $d = 1,0\text{mm}$ .

$E/N$ (Td)	$W$ (cm/ $\mu\text{s}$ )	$R_i/N$ ( $10^{-11}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$\alpha/N$ ( $10^{-18}\text{cm}^{-2}$ )
129,66(47)	12,7(10)	1,10(24)	0,87(17)
140,47(49)	13,8(10)	1,50(25)	1,09(17)
151,27(51)	15,5(10)	1,92(9)	1,24(7)
162,08(52)	15,9(11)	2,11(9)	1,32(7)
172,88(54)	17,0(15)	3,63(9)	2,13(7)
194,49(90)	19,1(15)	5,59(38)	2,93(36)
216,10(95)	22,48(17)	8,45(31)	3,76(26)

## 6.1.2 Nitrogênio – aparato B

No caso em que as medições utilizaram o aparato **B**, serão apresentados os resultados de três séries de medições, realizadas em momentos distintos. Isso permitirá uma discussão sobre a repetitibilidade do experimento. Os resultados serão apresentados separadamente, e, uma vez verificada a repetitibilidade dos resultados, será realizada uma análise conjunta.

### 6.1.2.1 Conjunto de medidas de 15/10/2009 – manhã

Na data 15/10/09 foram coletadas duas séries de dados, uma no período da manhã e outra no período da tarde. Nos dois casos, a distância entre os eletrodos foi mantida fixa em 1,5mm. O procedimento de análise dos pulsos para a obtenção dos parâmetros de transporte utilizou o sinal de disparo do laser, do modo como foi descrito no capítulo anterior, na seção 5.1.2.2.

Os resultados da análise das medidas estão apresentados na tabela 6.3. As figuras 6.4, 6.5 e 6.6 apresentam os gráficos da velocidade de deriva, da taxa de ionização e do coeficiente de ionização, respectivamente, em função do campo elétrico reduzido.

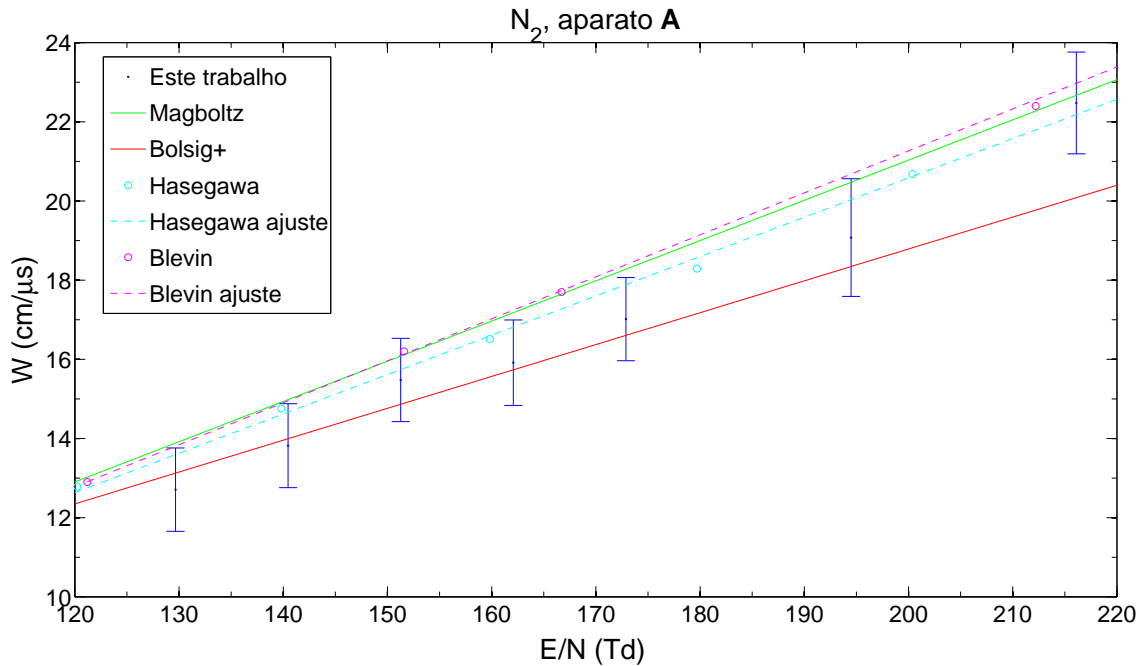


Figura 6.1: Velocidade de deriva dos elétrons em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato A. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [11, 68].

Essa série de medidas forneceu resultados de velocidade de deriva compatíveis com os resultados da simulação Magboltz, de H. A. Blevin e M. Z. Hasan (1967) [11] e de H. Hasegawa *et al.* (1996) [68] (Fig. 6.4). Os pontos experimentais são mais consistentes com os resultados experimentais de Blevin e da simulação Magboltz, e estão sistematicamente deslocados em relação aos resultados de Hasegawa, ainda que percentualmente a diferença não seja superior a 1,5%. O desvio percentual em relação aos valores simulados é tipicamente igual 1,2%, ao passo que o desvio padrão relativo é tipicamente igual a 1,04%. O ajuste linear dos pontos experimentais, contabilizando suas variâncias, forneceu uma probabilidade de  $\chi^2$  excedido igual a 9,3%. Não foi observada nenhuma evidência contrária à hipótese da linearidade, na medida em que o gráfico de resíduos não revelou nenhuma tendência.

Os valores da taxa de ionização ficaram localizados na região delimitada entre as curvas dos resultados teóricos (Fig. 6.5). Os resultados estão sistematicamente abaixo dos dos valores obtidos por Frommhold [13], embora se aproximem desses resultados à medida que aumenta o campo elétrico reduzido (Fig. 6.16). É interessante observar que esse comportamento só foi observado nesse caso; nos outros conjuntos de dados essa convergência para a curva que representa os

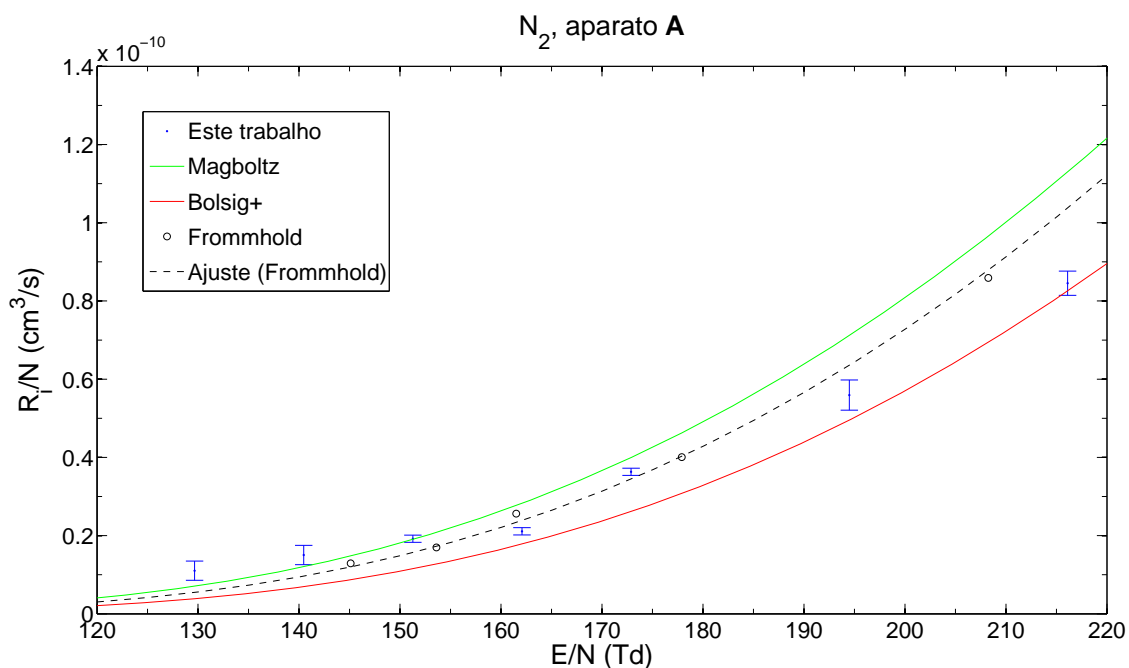


Figura 6.2: Taxa de ionização em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato A. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [13]. A curva tracejada representa o ajuste dos resultados de Frommhold [13] por meio da fórmula de Townsend.

dados de Frommhold não foi observada (Fig. 6.8 e 6.17). Existe uma explicação física muito plausível para esse resultado. Na data anterior às medições do dia 15/10/09, o gás de preenchimento da câmara, que continha isobutano, foi trocado. É plausível supor que alguma impureza de isobutano permaneceu nas medições na manhã do dia 15 e diminuiu nas medições do período da tarde, pois a câmara permaneceu sob fluxo contínuo de gás.

As pequenas concentrações de impureza de isobutano tem como efeito o aumento da taxa de ionização, ao contrário do que se esperaria intuitivamente, dado que o isobutano puro apresenta uma taxa de ionização menor do que o nitrogênio. Isso acontece pois essa mistura está sujeita ao *efeito Penning*. De fato, o nitrogênio apresenta vários estados metaestáveis cuja energia é superior à energia de ionização do isobutano, como pode ser verificado comparando os valores de energia de excitação e ionização nas tabelas 2.1 e 2.2. Essa hipótese foi testada utilizando o código Magboltz, pois esse código é capaz de incluir o efeito *Penning* por inspeção [31]. Os resultados de taxa de ionização obtidos da simulação Monte Carlo em concentrações distintas de impureza de isobutano estão apresentados na tabela 6.2. De fato, os resultados da simulação são consistentes com a hipótese de que a taxa de ionização aumenta na presença de impureza de isobutano. Uma con-



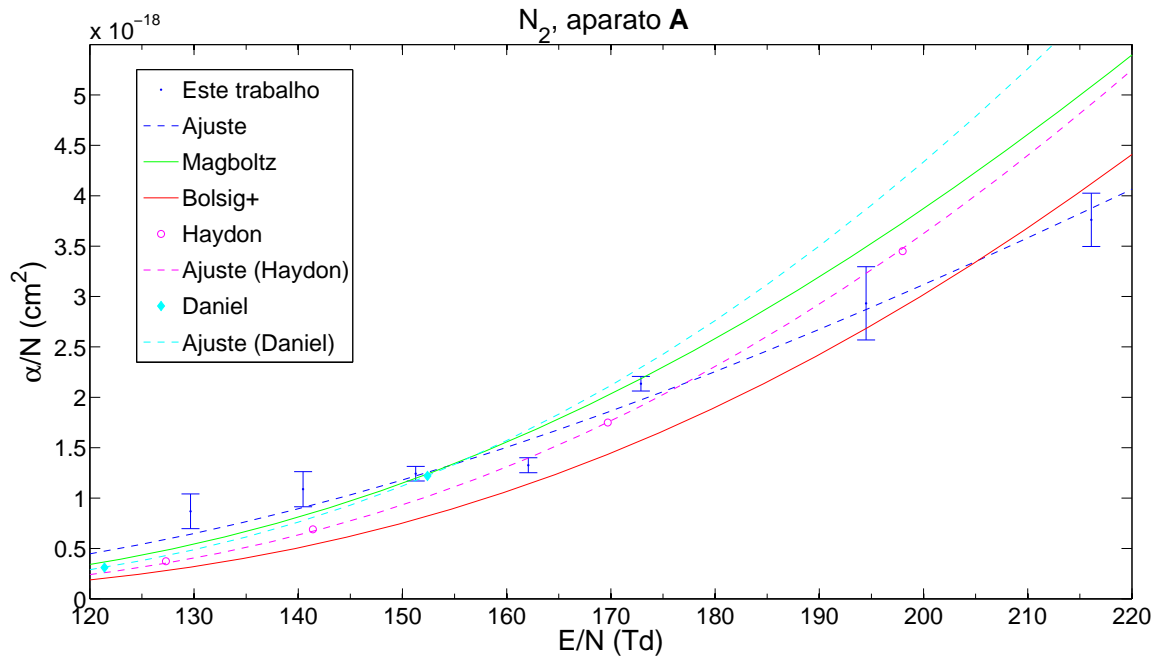


Figura 6.3: Coeficiente de ionização em nitrogênio determinado a partir das medições experimentais no aparato A. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [15, 69]. As curvas tracejadas representam os ajustes dos resultados de [15, 69] por meio da fórmula de Townsend.

concentração de 1,0% de isobutano pode aumentar a taxa de ionização em 10,0% e uma concentração de 5,0% pode aumentar a taxa de ionização em até 40%. A velocidade de deriva, por outro lado, também muda, mas em uma proporção menor. Por exemplo, quando a concentração de isobutano é 1,0%, a velocidade de deriva diminui apenas 1,3%.

O gráfico do coeficiente de ionização em função do campo elétrico reduzido está apresentado na figura 6.6. Nesse caso, os resultados também ficam localizados entre as curvas que representam os resultados teóricos. O parâmetro  $G$  da fórmula de Townsend é consideravelmente superior aos parâmetros obtidos dos ajustes dos resultados de Haydon [15] e Daniel [69]. Também é superior aos resultados obtidos dos ajustes nos outros conjuntos de dados. Isso se deve ao aumento mais pronunciado da taxa de ionização com o campo elétrico reduzido, por causa do *efeito Penning*.

### 6.1.2.2 Conjunto de medidas de 15/10/2009 – tarde

A tabela 6.4 mostra os resultados da análise das medidas. Os gráficos da velocidade de deriva, da taxa de ionização e do coeficiente de ionização, respec-

Tabela 6.2: Taxas de ionização obtidas do código Magboltz (simulação Monte Carlo) em nitrogênio com pequenas concentrações de isobutano.

Concentração de isobutano	$W$ (cm $\mu\text{s}^{-1}$ )	$R_i$ ( $10^9/\text{s}$ )	$E/N$ (Td)
5,0%	17,054(34)	1,270(9)	179,26(48)
1,0%	18,033(18)	1,001(5)	179,26(48)
0,0%	18,270(36)	0,912(6)	179,26(48)

Tabela 6.3: Parâmetros de transporte obtidos para campos elétricos reduzidos de 162 Td a 188 Td em nitrogênio, utilizando o aparato **B**. Resultados correspondem ao conjunto de dados de 15/10/09 (manhã). As incertezas estão indicadas dentro dos parênteses.

$E/N$ (Td)	$W$ (cm/ $\mu\text{s}$ )	$R_i/N$ ( $10^{-11}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$\alpha/N$ ( $10^{-18}\text{cm}^2$ )
161,91(44)	17,36(17)	2,41(18)	1,39(10)
164,80(45)	17,68(17)	2,49(13)	1,41(8)
170,58(45)	17,38(17)	2,37(9)	1,36(6)
172,03(46)	18,04(18)	2,71(8)	1,50(5)
173,47(46)	18,63(19)	3,13(15)	1,68(9)
174,92(47)	18,12(18)	2,99(12)	1,65(7)
176,36(47)	18,46(19)	3,35(10)	1,81(6)
176,36(47)	18,59(19)	3,40(10)	1,83(6)
177,81(47)	18,53(19)	3,62(12)	1,95(7)
179,26(48)	18,95(20)	3,76(12)	1,98(7)
180,70(48)	18,92(20)	4,29(10)	2,27(6)
182,15(48)	19,53(22)	4,61(8)	2,36(6)
183,59(48)	19,73(22)	4,62(12)	2,34(8)
185,04(49)	19,30(21)	4,62(11)	2,40(7)
186,48(49)	19,47(21)	4,72(10)	2,42(6)
187,93(49)	19,38(21)	4,83(12)	2,50(7)

tivamente, estão apresentados nas figuras 6.7, 6.8 e 6.9. O espaçamento entre as placas nessa série de medidas também foi mantido fixo em 1,5 mm.

A série de medidas do período da tarde de 15/10/2009 também forneceu resultados de velocidade de deriva compatíveis com os resultados da simulação Magboltz, de Blevin [11] e de Hasegawa [68] (Fig. 6.7). Esses resultados são compatíveis com os resultados da série anterior, o que indica que a condição de repetibilidade do experimento é satisfeita. O desvio percentual em relação aos valores simulados é tipicamente igual 1,42%, ao passo que o desvio padrão é tipicamente igual a 1,01 %. O ajuste linear dos pontos experimentais, contabilizando suas variâncias, forneceu uma probabilidade de  $\chi^2$  excedido igual a 3,6%. Não tendo sido observada nenhuma tendência no gráfico de resíduos do ajuste, a

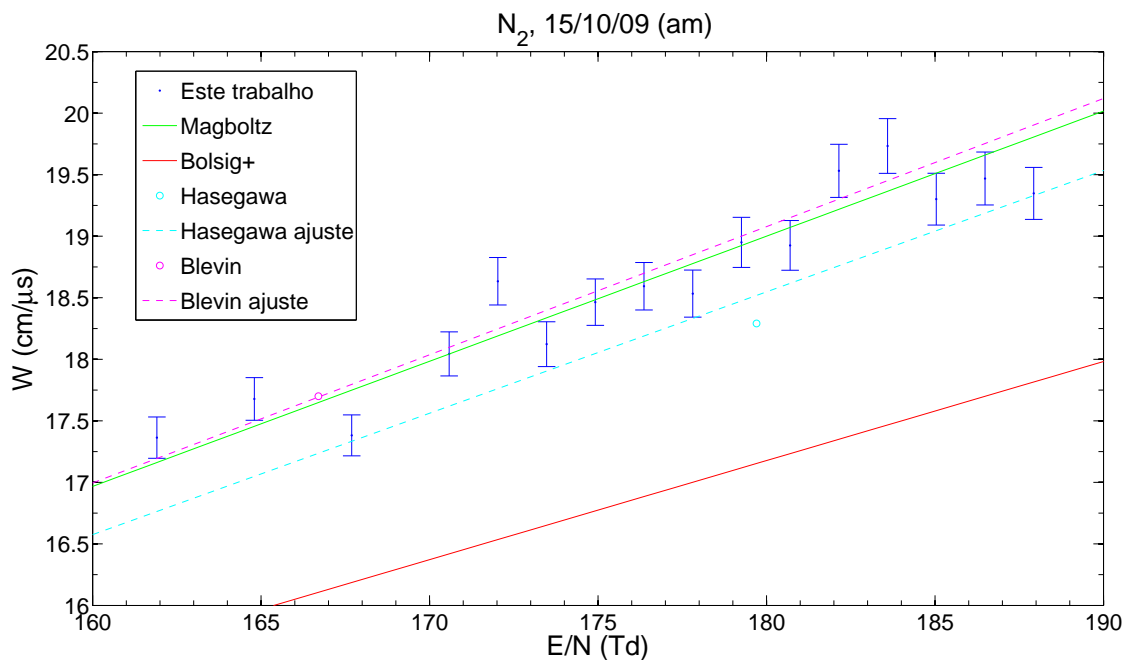


Figura 6.4: Velocidade de deriva dos elétrons em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 15/10/2009 (manhã). Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [11, 68].

hipótese da linearidade permanece sendo razoável.

Nesse caso, a taxa de ionização não apresentou o mesmo padrão observado nos resultados do período da manhã para campos reduzidos mais elevados. Isso parece indicar que de fato o aumento mais acentuado da taxa de ionização foi causado pelo *efeito Penning*. Na medida em que a câmara já estava há mais tempo sujeita ao processo de purificação no momento da medição no período tarde, é plausível supor que nesse momento a porcentagem de isobutano já tinha se reduzido a um nível desprezível. No entanto, não é possível observar nenhuma diferença apreciável nas velocidades, mas isso pode ser explicado tendo em vista que a velocidade é pouco afetada pelo *efeito Penning*, contanto que a porcentagem de isobutano seja pequena (menor do que 1%, por exemplo). Desse modo, é mais provável que a diferença entre as velocidades tenha sido muito pequena em comparação com a incerteza dos resultados experimentais.

Os parâmetros obtidos do ajuste dos coeficiente de ionização apresentaram, na maior parte dos casos, valores compatíveis com os parâmetros obtidos dos resultados experimentais da literatura. Em particular, o ajuste é bastante consistente com os resultados publicados por Cookson *et al.* [70]. É interessante observar que os resultados são, nesse caso, compatíveis com os resultados da solução apro-

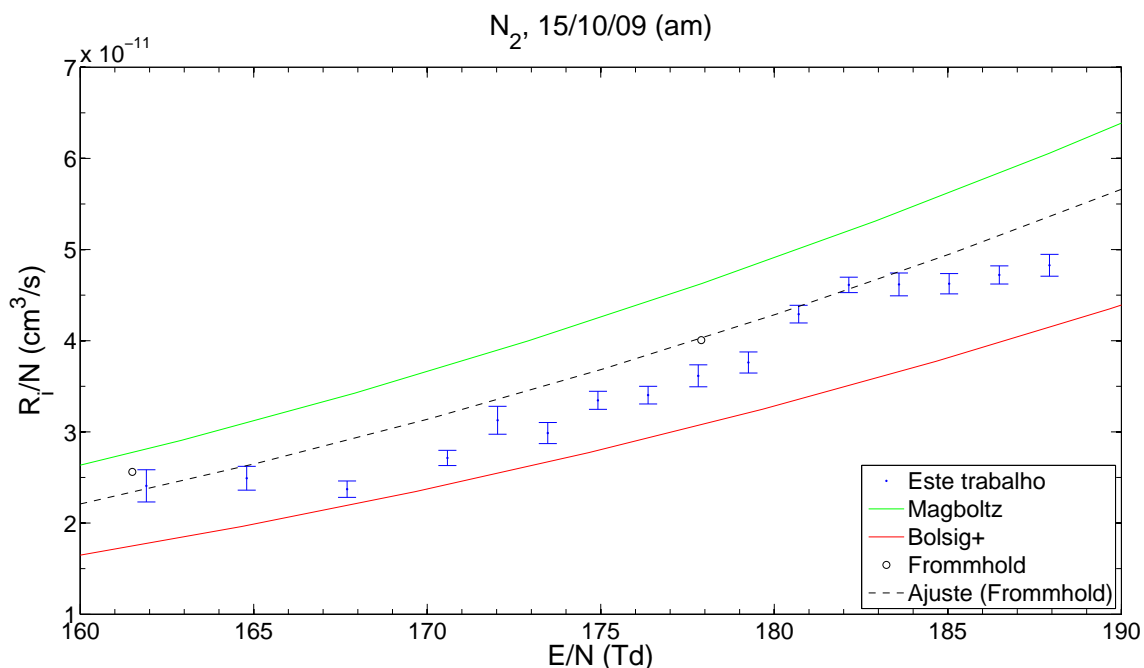


Figura 6.5: Taxa de ionização em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 15/10/2009 (manhã). Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [13].

ximada da equação de Boltzmann pelo Bolsig+, ao passo que os resultados da simulação Monte Carlo parecem estar superestimados, também em comparação com os resultados experimentais da literatura, com exceção talvez dos resultados de Daniel e Harris [69], em campos reduzidos menores.

### 6.1.2.3 Conjunto de medidas de 18/10/2009

Ao contrário dos casos anteriores, o espaçamento entre os eletrodos foi mantido fixo em 1,25 mm. O procedimento de ajuste para a obtenção dos parâmetros da série de dados precisou sofrer uma pequena modificação em relação ao procedimento de tratamento dos dados coletados no dia 15/10/09. Nesse caso, a utilização do sinal de disparo do laser conduziu a resultados inconsistentes. Observou-se em todos os sinais, independentemente do campo reduzido, uma região de aumento abrupto (Fig. 6.10 (a)), com um atraso de aproximadamente 2,5 ns em relação ao instante de disparo do trigger (Tab. 6.6). Isso parece indicar que a principal avalanche de elétrons é desencadeada com um atraso em relação ao instante de incidência do laser no cátodo. Supondo válida essa hipótese, o instante inicial  $\tau_0$  foi obtido por meio de um ajuste na região em que ocorre esse aumento abrupto, como mostra a figura 6.10 (b).

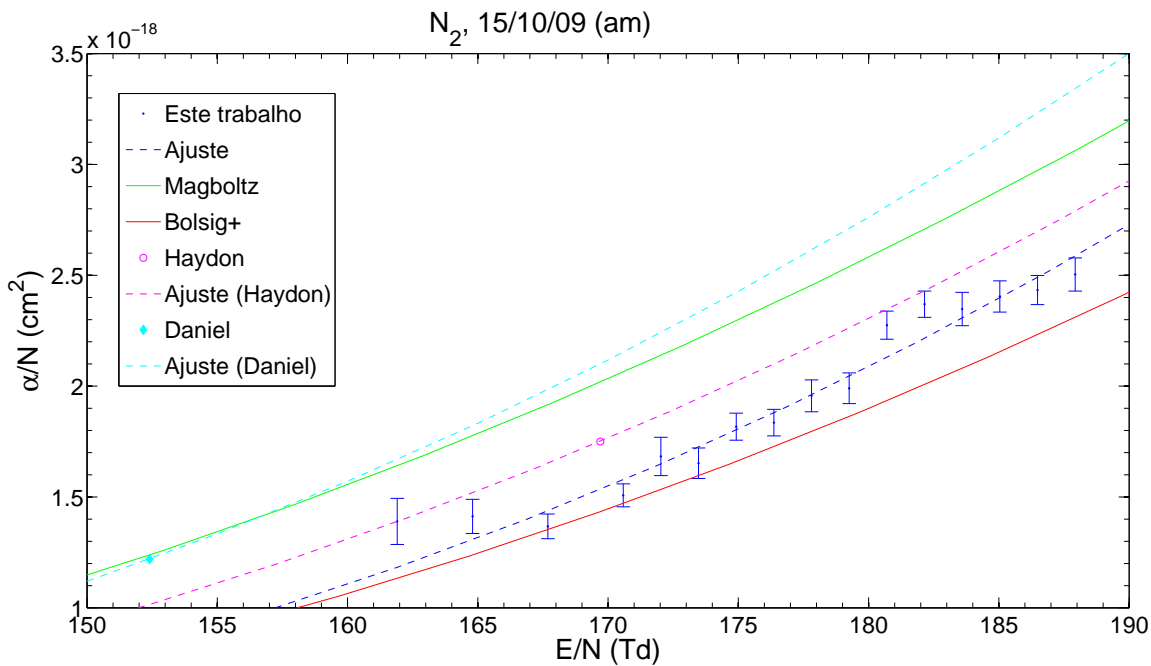


Figura 6.6: Coeficiente de ionização em nitrogênio determinado a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 15/10/2009 (manhã). Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [15, 69].

Os parâmetros de transporte estão apresentados na tabela 6.5. A velocidade de deriva, a taxa de ionização e o coeficiente de ionização estão apresentados graficamente nas figuras 6.11, 6.12 e 6.13, respectivamente.

Os resultados de velocidade deriva também nesse caso são consistentes com os resultados teóricos e os da literatura, e, na maior parte dos casos, são compatíveis entre si. No entanto, verifica-se que os resultados em campos mais baixos estão sistematicamente abaixo da curva da simulação Magboltz ao passo que os resultados em campos mais elevados estão sistematicamente acima (Fig. 6.11). Apesar dessa diferença, o desvio médio dos resultados experimentais em relação à curva da simulação Monte Carlo é de 2,0%. O ajuste linear baseado nesses pontos forneceu uma probabilidade de  $\chi^2$  excedido igual a 57,1%. No entanto, os coeficientes do ajuste não são compatíveis com os coeficientes obtidos do ajuste dos outros resultados, apresentando um coeficiente angular muito mais elevado. Também nesse caso não foi observada nenhuma evidência contrária à hipótese da linearidade, na medida em que o gráfico de resíduos não revelou nenhuma tendência.

A taxa de ionização também está localizada na região delimitada entre os resultados de Frommhold [13] e do código Bolsig+. Além disso, esses resultados

Tabela 6.4: Parâmetros de transporte obtidos para campos elétricos reduzidos de 160 Td a 185 Td em nitrogênio, utilizando o aparato **B**. Resultados correspondem ao conjunto de dados de 15/10/09 (tarde). As incertezas estão indicadas dentro dos parênteses.

$E/N$ (Td)	$W$ (cm/ $\mu$ s)	$R_i/N$ ( $10^{-11}$ cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	$\alpha/N$ ( $10^{-18}$ cm <sup>-2</sup> )
159,02(44)	16,35(15)	1,54(13)	0,95(8)
161,91(44)	16,90(16)	1,81(16)	1,07(10)
164,78(45)	17,40(17)	2,18(12)	1,25(7)
167,69(45)	17,99(18)	2,37(25)	1,32(14)
170,58(46)	18,82(18)	2,51(22)	1,41(12)
173,47(46)	18,66(19)	2,96(25)	1,59(14)
176,36(47)	18,63(20)	3,15(25)	1,69(14)
179,26(48)	19,43(21)	3,80(16)	1,96(9)
182,15(48)	19,14(21)	3,77(19)	1,97(11)
185,04(49)	19,14(21)	3,65(13)	1,91(8)

são consistentes com os resultados anteriores (Fig. 6.12 e 6.17). Pela observação do gráfico dos resultados experimentais da taxa de ionização e do seu ajuste, aparentemente existe uma tendência semelhante com a dos resultados da manhã do dia 15/10/09, mas na medida em que não existem medidas em campos reduzidos superiores a 175 Td, é impossível afirmar que também esses resultados conduziram a um aumento mais pronunciado da taxa de ionização. Nessa faixa de campo, os resultados são compatíveis tanto com os resultados da manhã quanto com os resultados do período da tarde do dia 15/10/09, o que indica que, pelo menos nessa faixa de campo, a condição de repetibilidade é satisfeita.

Esse comportamento é atenuado no coeficiente de ionização, porque a taxa de variação da velocidade de deriva, mais elevada do que a dos casos anteriores, compensa o aumento mais pronunciado na taxa de ionização (Fig. 6.13). De qualquer forma, os parâmetros do ajuste obtidos pela fórmula de Townsend também refletem essa tendência, pois são mais consistentes com os parâmetros obtidos do ajuste dos coeficientes de ionização das medições da manhã do dia 15/10/09 (Tab. 6.7). No entanto, isso não é suficiente para invalidar a hipótese de que aqueles resultados estavam sujeitos às consequências do *efeito Penning*, porque dentro de um intervalo de confiança com um fator de abrangência igual a três os parâmetros do ajuste também são compatíveis com os parâmetros obtidos do ajuste dos coeficientes de ionização das medições da tarde do período da manhã do dia 15/10/09.

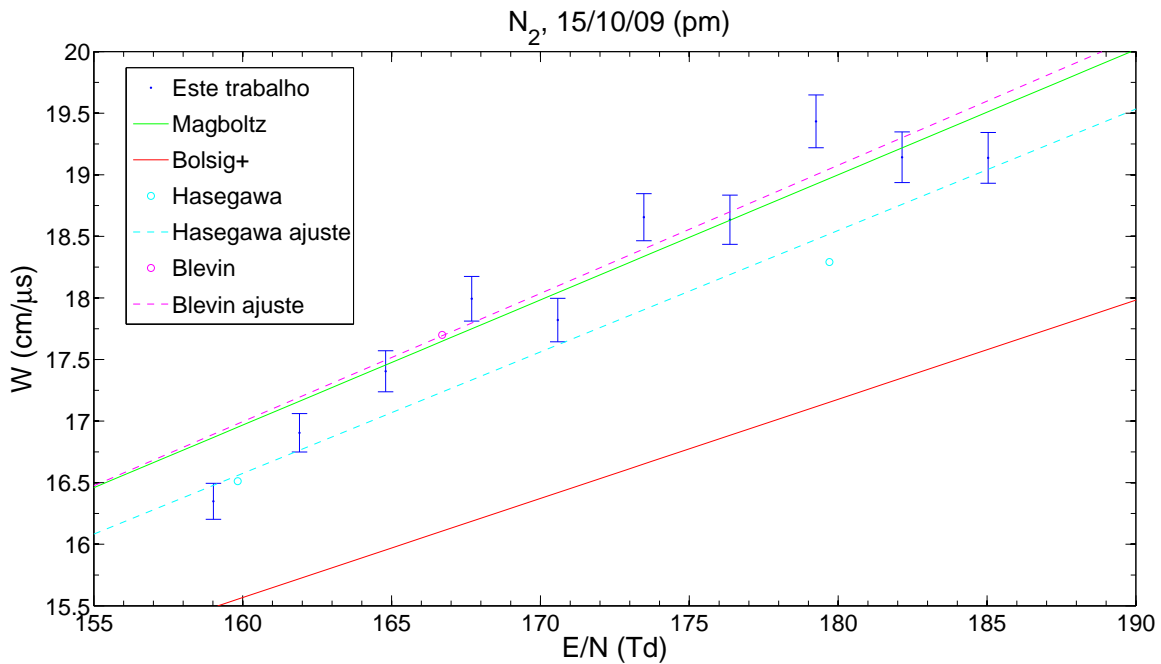


Figura 6.7: Velocidade de deriva dos elétrons em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 15/10/2009 (tarde). Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [11, 68].

### 6.1.3 Comparação entre os aparatos A e B – $N_2$

Com o objetivo de comparar os resultados obtidos utilizando os aparatos **A** e **B**, foram apresentados em um mesmo gráfico todos os pontos (Fig. 6.14, 6.16 e 6.18). Dos gráficos é possível tirar algumas conclusões que são válidas para todos os parâmetros de transporte. Em primeiro lugar, os resultados obtidos utilizando o aparato **B** são mais precisos do que os resultados no outro aparato, e, no caso da velocidade de deriva, é possível dizer também que os resultados são muito mais acurados. Por outro lado, o aparato **A** permitiu a obtenção de medições em uma faixa de campo elétrico reduzido maior. A seguir, será discutido em detalhe a interpretação desse resultados.

No caso da velocidade de deriva, as medidas no aparato **B** incluíram também informação sobre o instante inicial, seja pelo sinal de disparo, seja pela própria forma do sinal. Já no caso do aparato **A**, que não possuía um sistema de *trigger* externo, foi impossível obter com acurácia o instante inicial da avalanche, pois os sinais não apresentaram uma borda acentuada (Fig. 5.1 (b)). Isso também prejudicou os resultados experimentais de taxa de ionização, cuja estimativa está correlacionada com a velocidade de deriva.

Contudo, há uma justificativa física para a diferença nos resultados. Certa-

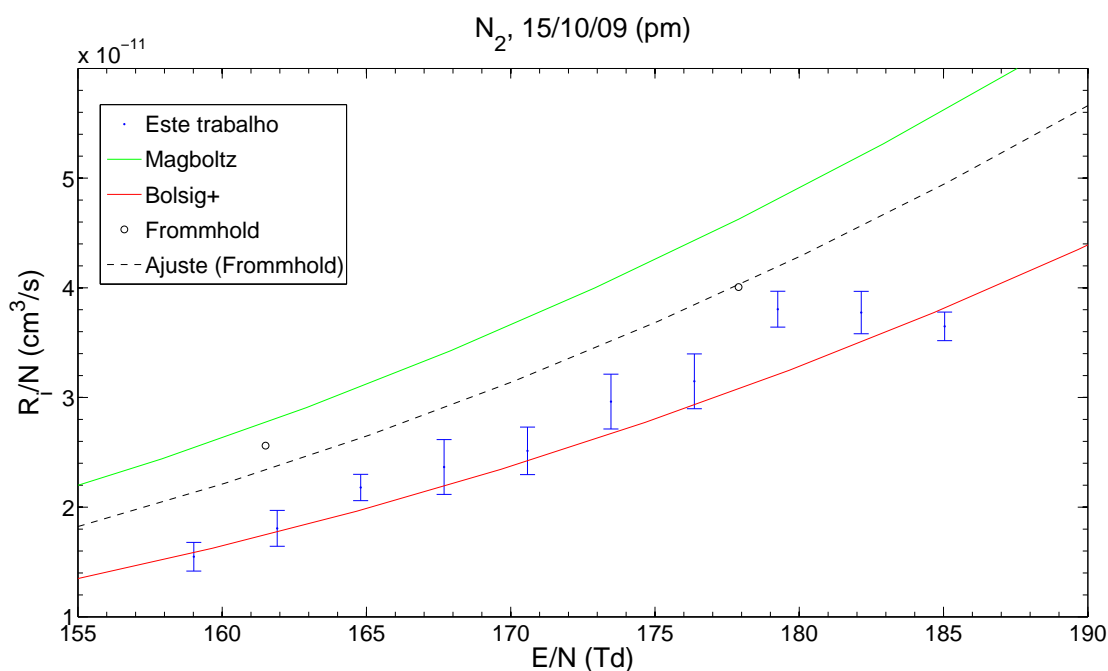


Figura 6.8: Taxa de ionização em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 15/10/2009 (tarde). Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [13].

mente, pelas dimensões dos eletrodos do aparato **B**, o efeito da não uniformidade do campo elétrico é muito maior no aparato **A**. Isso é consistente com a observação de que a velocidade de deriva obtida por meio das medidas do aparato **A** são tipicamente inferiores aos resultados da literatura. Isso poderia explicar também por que a taxa de ionização em campos mais elevados tende a diminuir, provocando um desvio em relação à tendência observada nos outros resultados.

A possibilidade de medir um pulso está vinculada ao valor da sua amplitude. Se a amplitude é muito baixa, não será possível distinguir o pulso dos sinais espúrios, sobretudo por causa do pulso induzido nos eletrodos pelo sinal espúrio emitido pela fonte de laser. Por outro lado, uma amplitude muito elevada pode superar o limite de funcionamento do amplificador. Basicamente, o intervalo de campo reduzido permitido depende da taxa de variação da amplitude com o campo elétrico reduzido. Supondo que o pulso é bem descrito pelo modelo (Eq. 3.28), essa taxa depende da taxa de ionização e da constante multiplicativa. Portanto, fixado o gás, a taxa de ionização é a mesma, de modo que o fator determinante é a constante multiplicativa.

Observou-se experimentalmente que a taxa de variação da amplitude dos pulsos obtidos por meio do aparato **B** é maior do que a obtida nas medidas do



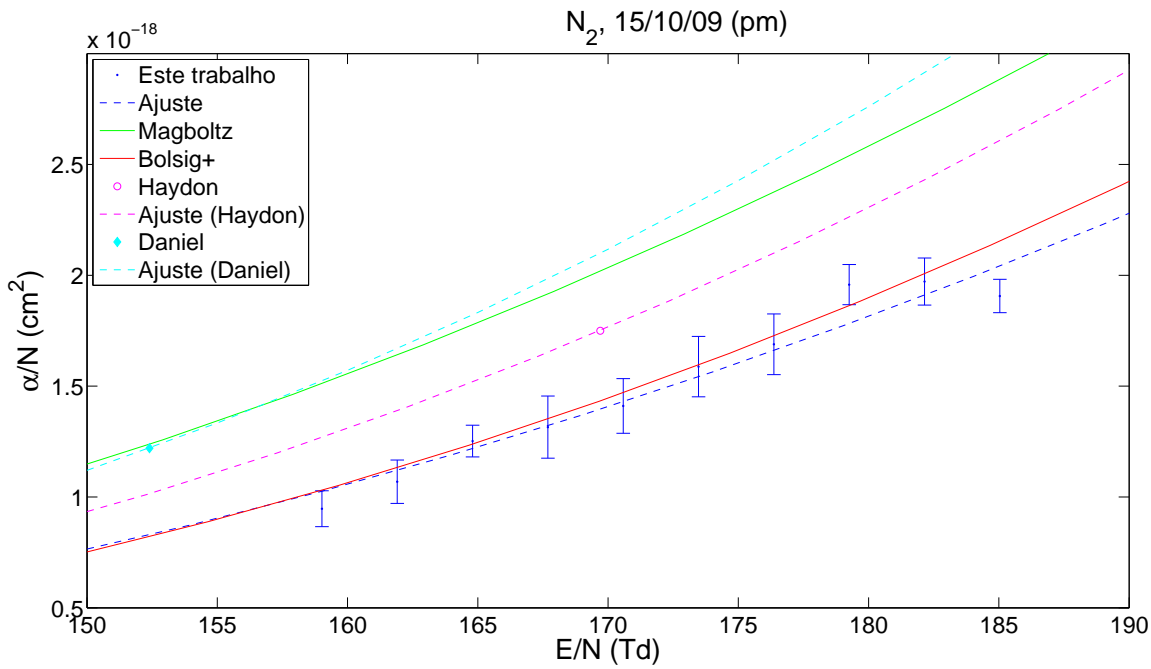


Figura 6.9: Coeficiente de ionização em nitrogênio em nitrogênio determinado a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 15/10/2009 (tarde) . Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [15, 69].

outro aparato. Por essa razão, não foi possível estender as medidas em **B** para os campos mais elevados que foram atingidos com **A**. Ao mesmo tempo, o aparato **B** se mostrou mais sensível ao ruído espúrio procedente do laser, de modo que não foi possível obter boas medidas em campos mais baixos.

Os únicos fatores na constante multiplicativa distintos nos dois aparatos são o espaçamento e a quantidade de elétrons iniciais extraídos do cátodo pelo laser. A resistência  $R$  e o ganho  $G$  do aparato **A** não foram modificados no aparato **B**. O espaçamento adotado nas medições era tipicamente menor no caso do aparato **A**, mas, mesmo depois de normalizar as amplitudes pelo espaçamento  $d$ , observou-se que a amplitude dos pulsos nesse aparato eram, em média, menores do que a amplitude no outro. Esses fatores parecem indicar que a diferença entre os resultados foi causada por uma diferença no número de elétrons iniciais emitidos ou no número de elétrons em deslocamento entre as placas. Essa diferença pode ter duas origens. Em primeiro lugar, a potência do laser provavelmente foi modificada após a manutenção. Outra causa possível é o fato de que a área efetiva de incidência do feixe de laser é maior no aparato **B**, pois a área do ânodo é muito maior. No outro caso, provavelmente aconteceu que boa parte dos elétrons extraídos não incidiu sobre a placa de vidro, mas sobre a folha isolante, pois

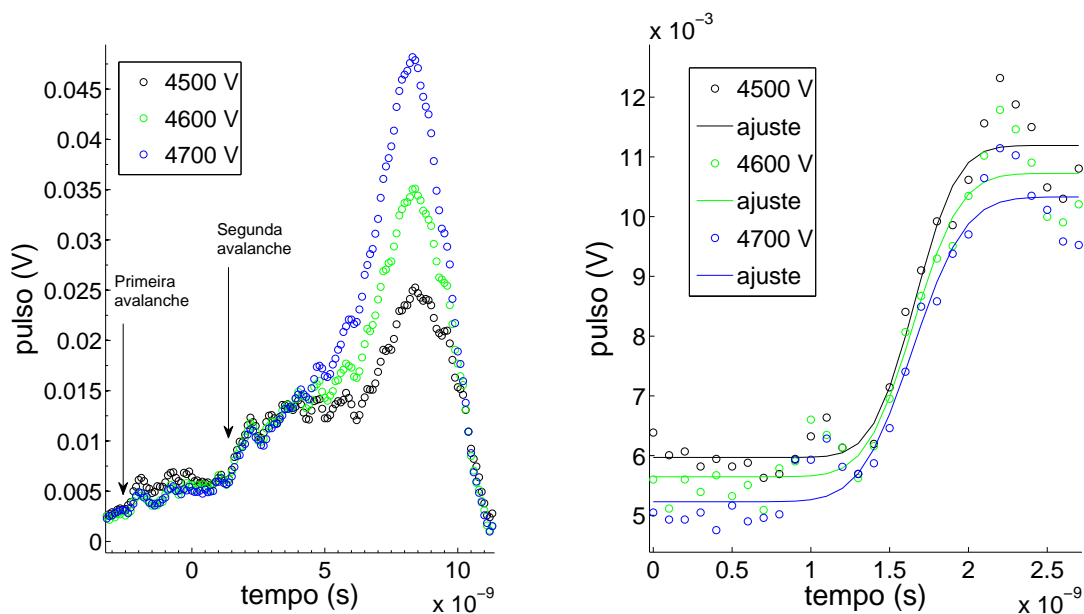


Figura 6.10: (a) Pulsos medidos nas tensões de 4500 V, 4600 V e 4700 V quando o espaçamento era de 1,25 mm. A forma desse pulso parece indicar que a avalanche principal (segunda avalanche) é desencadeada depois do instante de incidência do laser. (b) Ajuste na região de aumento abrupto da forma do pulso para a obtenção do instante  $\tau_0$ .

difícilmente foi possível inscrever a área de incidência do laser dentro da área efetiva do cátodo.

#### 6.1.4 Resultados combinados – $N_2$

Nessa seção pretende-se apresentar e discutir a análise dos parâmetros de transporte considerados em conjunto, no caso das medições no aparato **B**. Os gráficos 6.15, 6.17 e 6.19 apresentam simultaneamente todos os resultados experimentais e as tabelas 6.8 e 6.7 apresentam os resultados dos ajustes da velocidade de deriva e do coeficiente de ionização.

O gráfico da figura 6.15 mostra que, em média, a velocidade de deriva segue a tendência linear dos resultados da simulação Monte Carlo e dos outros resultados experimentais da literatura. Há algumas exceções, como por exemplo os cinco primeiros pontos, sistematicamente abaixo da curva de tendência dos outros resultados. A razão para esse desvio provavelmente não é física, mas resulta do efeito da distorção do pulso por sinais espúrios, mais pronunciado em campos reduzidos mais baixos. Por esse motivo, esses resultados foram excluídos do ajuste. Também foram excluídos iterativamente os pontos de maior resíduo reduzido até a obtenção de um ajuste com uma probabilidade plausível de  $\chi^2$  excedido, com a

Tabela 6.5: Parâmetros de transporte obtidos para campos elétricos reduzidos de 155 Td a 173 Td em nitrogênio, utilizando o aparato **B**. Resultados correspondem ao conjunto de dados de 18/10/09. As incertezas estão indicadas dentro dos parênteses.

$E/N$ (Td)	$W$ (cm/ $\mu$ s)	$R_i/N$ ( $10^{-11}$ cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	$\alpha/N$ ( $10^{-18}$ cm <sup>-2</sup> )
156,12(46)	16,12(18)	1,49(16)	0,92(10)
157,86(46)	16,04(17)	1,61(16)	1,00(10)
159,60(47)	16,51(18)	1,66(10)	1,01(6)
161,33(47)	16,63(18)	1,86(19)	1,12(12)
163,06(48)	17,15(19)	2,01(11)	1,17(7)
164,80(48)	17,40(20)	2,27(10)	1,30(6)
166,53(48)	17,78(21)	2,52(9)	1,42(6)
168,27(48)	17,87(21)	2,47(9)	1,38(6)
170,00(49)	18,24(22)	2,81(14)	1,54(8)
171,74(49)	18,83(23)	2,90(14)	1,54(9)
173,47(50)	18,70(23)	3,14(11)	1,68(7)

Tabela 6.6: Instante médio de início da avalanche, determinada a partir do sinal de disparo do laser (conjunto de dados de 15/10/09, manhã), e instante médio do início da segunda avalanche (conjunto de dados de 18/10/09). O desvio padrão da média está indicado entre parênteses

	15/10/09, manhã	18/10/09
$\bar{t}_0$ (ns)	-0,846(16)	1,636(21)

condição de que a distribuição dos pontos no gráfico de resíduos reduzidos fosse aleatória (Fig. 6.20). A figura 6.15 mostra a curva obtida desse ajuste, cuja probabilidade de  $\chi^2$  excedido é igual a 1,61% e cujos parâmetros estão apresentados na tabela 6.8. A curva resultante é bastante consistente com a curva que representa os resultados simulação Monte Carlo e com os resultados de Blevin e Hasan [11]. Na medida em que o coeficiente linear é compatível com zero, é possível ajustar um reta passando pela origem e obter a mobilidade média nessa faixa de campo elétrico reduzido. O resultado do ajuste, apresentado na tabela 6.8, conduz a um valor da mobilidade  $\mu$  bastante preciso, e mostra que a expressão aproximada  $W = \mu E$ , com  $\mu$  constante, é plausível nessa faixa de campo reduzido.

Os resultados da taxa de ionização estão, em geral, subestimados com relação a curva de tendência dos resultados de Frommhold [13]. Um desvio mais acentuado para os resultados de Frommhold é observado no conjunto de medidas do período da manhã do dia 15/10/09, mas aparentemente esses resultados parecem indicar a presença do efeito indesejável de impureza de isobutano. É

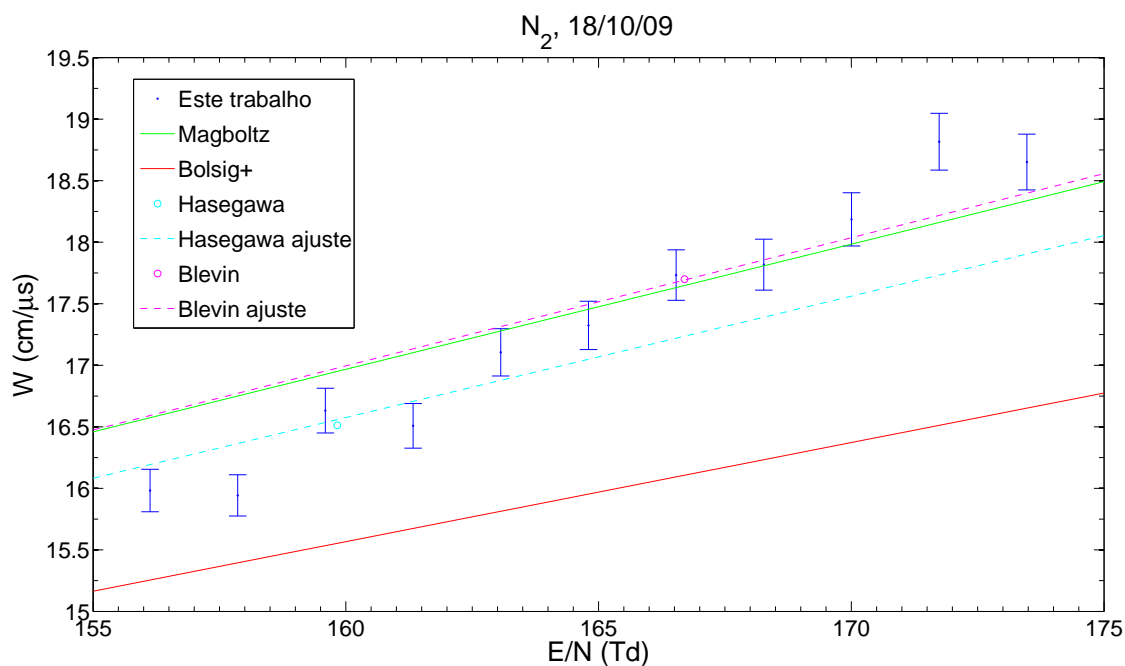


Figura 6.11: Velocidade de deriva em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 18/10/2009. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [11, 68].

interessante observar que os resultados experimentais são mais consistentes com os resultados da solução aproximada da equação de Boltzmann do que com os resultados da simulação Monte Carlo. O mesmo não se pode afirmar dos resultados de Frommhold. É curioso que tenha sido observado o contrário no caso da velocidade de deriva. No caso do coeficiente de ionização, tanto os resultados experimentais quanto os da literatura, como os resultados de Haydon [15] e Cookson *et al.* (1966) [70], parecem indicar que os resultados do Magboltz estão superestimados.

Há uma observação interessante, muito útil à correta interpretação dos resultados, relacionadas à determinação da taxa de ionização e do coeficiente de ionização, feita pela primeira vez por S. C. Haydon (1972) [71]. Ele notou que os estados metaestáveis, como por exemplo os estados excitados  $A^3\Sigma_u^+$ , ao colidir com o cátodo poderiam produzir elétrons secundários, contanto que a função trabalho do cátodo fosse menor do que a energia de excitação<sup>1</sup>. Conseqüentemente, esses elétrons contribuiriam para a corrente estacionária, e produziriam uma estimativa superestimada do coeficiente de ionização. S. C. Haydon e O. M. Williams

<sup>1</sup>Esse é o caso da experiência tratada neste trabalho, pois o cátodo, de alumínio, tem uma função trabalho igual a 4,25(5) eV [46], inferior à menor energia de excitação do estado excitado  $A^3\Sigma_u^+$ , igual a 6,725 eV.

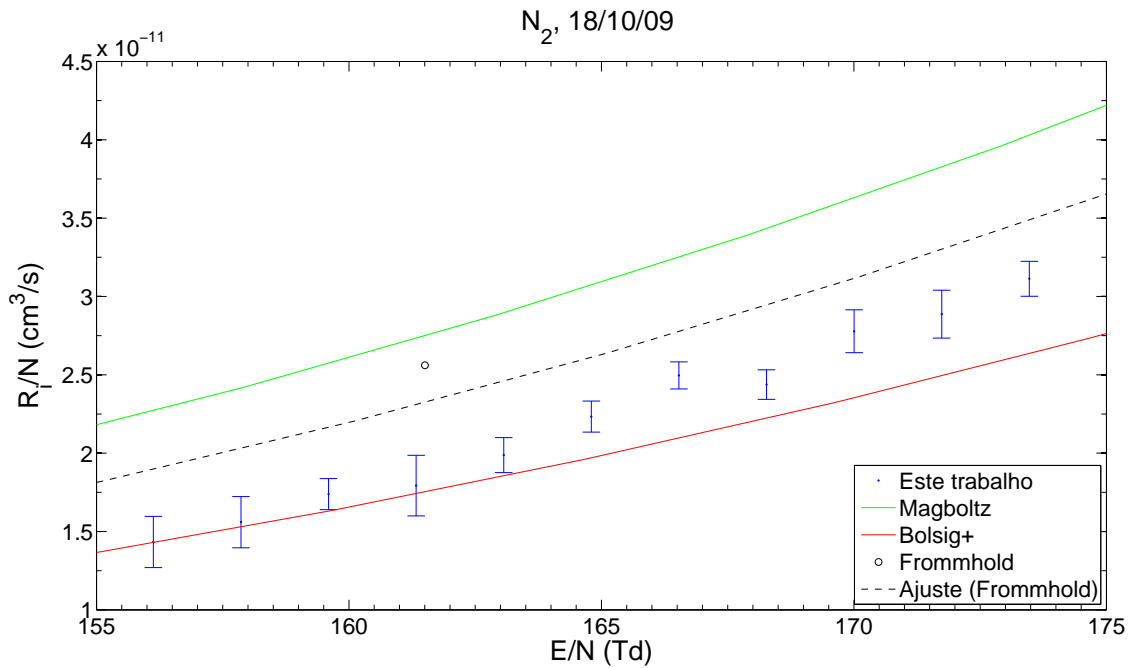


Figura 6.12: Taxa de ionização em nitrogênio determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 18/10/2009. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [13].

propuseram em um outro trabalho [15] um método experimental para estimar a corrente que seria observada na ausência do efeito dos elétrons secundários. Os resultados obtidos foram utilizados nas comparações com os resultados deste trabalho.

Em ambos os trabalhos, no entanto, observou-se que o único resultado publicado até então em que esse efeito estava ausente eram os resultados publicados por Frommhold [13], pois utilizava uma versão do método Townsend pulsado parecida com a que foi utilizada neste trabalho. A consistência dos resultados obtidos neste trabalho com os resultados de Frommhold parecem confirmar a hipótese de Haydon.

Os outros dois trabalhos dos quais foram extraídos o coeficiente de ionização para fazer a comparação, [69, 70], também propõem algum método para separar o efeito das emissões secundárias no cátodo das emissões primárias. Daniel e Harris [69] fizeram o ajuste dos seus resultados utilizando uma expressão mais geral da taxa de ionização em função da separação  $d$ , que leva em conta o coeficiente de emissão secundária [14]. Cookson *et al.* mediram o coeficiente de ionização por meio de três métodos independentes. O primeiro deles corresponde ao método convencional de Townsend, o segundo corresponde a um outro

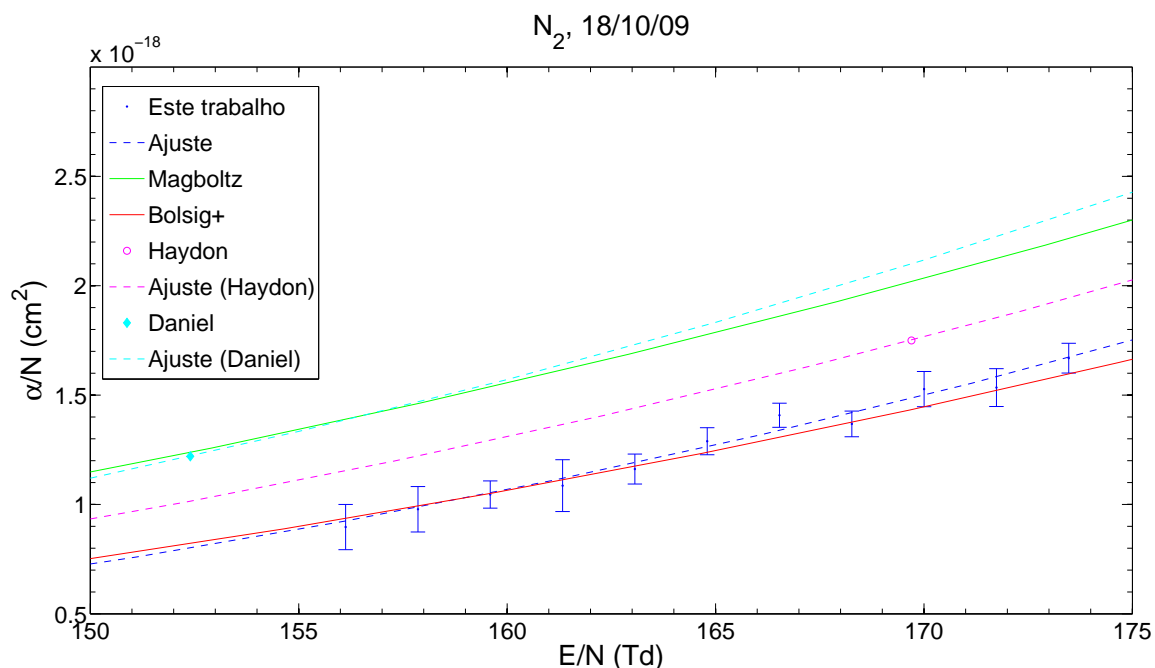


Figura 6.13: Coeficiente de ionização em nitrogênio em nitrogênio determinado a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 18/10/2009. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [15, 69].

tipo de experiência de Townsend pulsada<sup>1</sup>, baseada no balanceamento da constante  $RC$  do circuito, e o terceiro corresponde a um método baseado em medições da distribuição da amplitude das avalanches.

Os resultados do coeficiente de ionização foram ajustado pela fórmula de Townsend de duas formas distintas. Primeiro considerou-se todos os resultados no ajuste, sem excluir nenhum ponto. Depois, obteve-se o ajuste excluindo os seis últimos pontos correspondentes às medições do período da manhã do dia 15/10/09, supostamente influenciados pelo *efeito Penning*. Considerando um intervalo de confiança de três desvios padrão, os coeficientes do ajuste total não são compatíveis com os outros resultados da literatura, ao passo que os coeficientes do ajuste parcial são compatíveis com os resultados de Cookson e Harris e os de Haydon e Williams. Além disso, o primeiro ajuste forneceu um valor de probabilidade de  $\chi^2$  muito pouco provável, 0,0028%, ao passo que o segundo ajuste apresentou uma probabilidade aceitável, de 4,5%. É interessante notar que

<sup>1</sup>No trabalho desenvolvido por Cookson *et al.*, a análise foi feita sobre um pulso processado por um circuito cuja constante  $RC$  era muito maior do que o tempo de coleta das cargas negativas, ao contrário do que foi feito neste trabalho. Isso porque a largura de banda do osciloscópio utilizado no seu trabalho não teria sido suficientemente larga para permitir a visualização de um sinal muito curto ( $\sim 20$  ns).

Tabela 6.7: Parâmetros da equação de Townsend obtidos do ajuste dos resultados em  $N_2$  comparados com resultados da literatura [15, 69, 70].

Citação	G ( $10^2$ Td)	F ( $10^{-19}$ m $^2$ )	Campo reduzido (Td)
<b>Este trabalho:</b>			
Aparato A			
	5,83(19)	0,58(7)	130 a 216
Aparato B			
15/10/09 – manhã	9,15(21)	3,36(40)	162 a 188
15/10/09 – tarde	7,78(34)	1,37(26)	160 a 185
18/10/09	9,23(50)	3,4(10)	155 a 173
Ajuste completo	9,15(13)	3,28(25)	155 a 188
Ajuste parcial	8,01(19)	1,67(19)	155 a 185
Cookson et al. [70]	7,70	1,55	89 a 166
Daniel e Harris [69]	8,12	2,51	85 a 152
Haydon e Williams [15]	8,15	2,13	85 a 227

Tabela 6.8: Parâmetros do ajuste linear da velocidade de deriva em nitrogênio.

Ajuste linear:	$a$ ( $N\mu$ ) ( $\text{cm } \mu\text{s}^{-1} \text{ Td}^{-1}$ )	0,1005(48)	$P_{\chi^2} = 1,61\%$
$y(x) = ax + b$	$b$ ( $\text{cm } \mu\text{s}^{-1}$ )	0,92(82)	
Ajuste linear:	$a$ ( $N\mu$ ) ( $\text{cm } \mu\text{s}^{-1} \text{ Td}^{-1}$ )	0,105 79(20)	$P_{\chi^2} = 8,08\%$
$y(x) = ax$	Mobilidade $\mu$ ( $\text{cm}^2 \text{ ms}^{-1} \text{ V}^{-1}$ )	0,4304(9)	

o ajuste parcial é bastante consistente com os resultados do código Bolsig+, mas talvez seja precipitado afirmar que esse seja o resultado mais acurado.

Se os resultados de Haydon e Frommhold podem ser considerados os resultados mais acurados, talvez seja possível argumentar que, se por uma lado os resultados da simulação do Magboltz para a taxa e para o coeficiente de ionização estão superestimados em relação aos valores verdadeiros, por outro lado os resultados teóricos obtidos por meio do código Bolsig+ e os resultados deste trabalho estariam subestimados. Uma possível razão para isso poderia ser a não uniformidade do campo elétrico, mas, assumindo verdadeira essa hipótese, é difícil explicar por que os resultados da velocidade de deriva não estão subestimados. De qualquer forma, essa hipótese não deve ser descartada antes de um estudo minucioso sobre o efeito do campo não uniforme sobre a dinâmica dos elétrons. Essa hipótese ficará em aberto, assim como a afirmação de que os resultados experimentais estão subestimados, à espera de novos resultados do grupo que possam esclarecer essa questão.

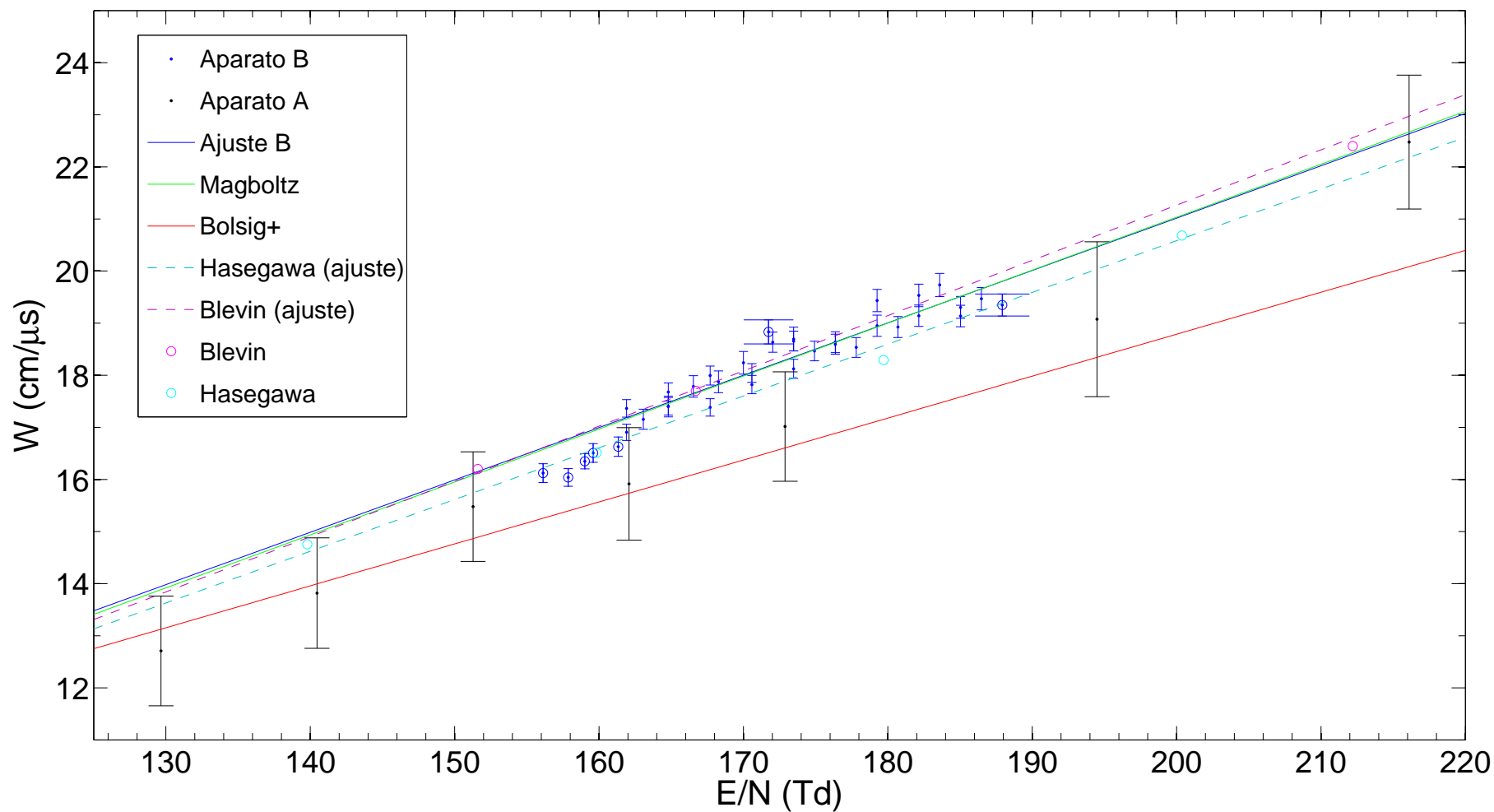


Figura 6.14: Comparação das velocidades de deriva obtidas da análise das medidas nos aparatos **A** e **B** em nitrogênio. A linha cheia em azul é a reta ajustada aos resultados obtidos por meio do aparato **B**, excluídos os pontos representados pelo símbolo  $\odot$ . Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [11, 68].



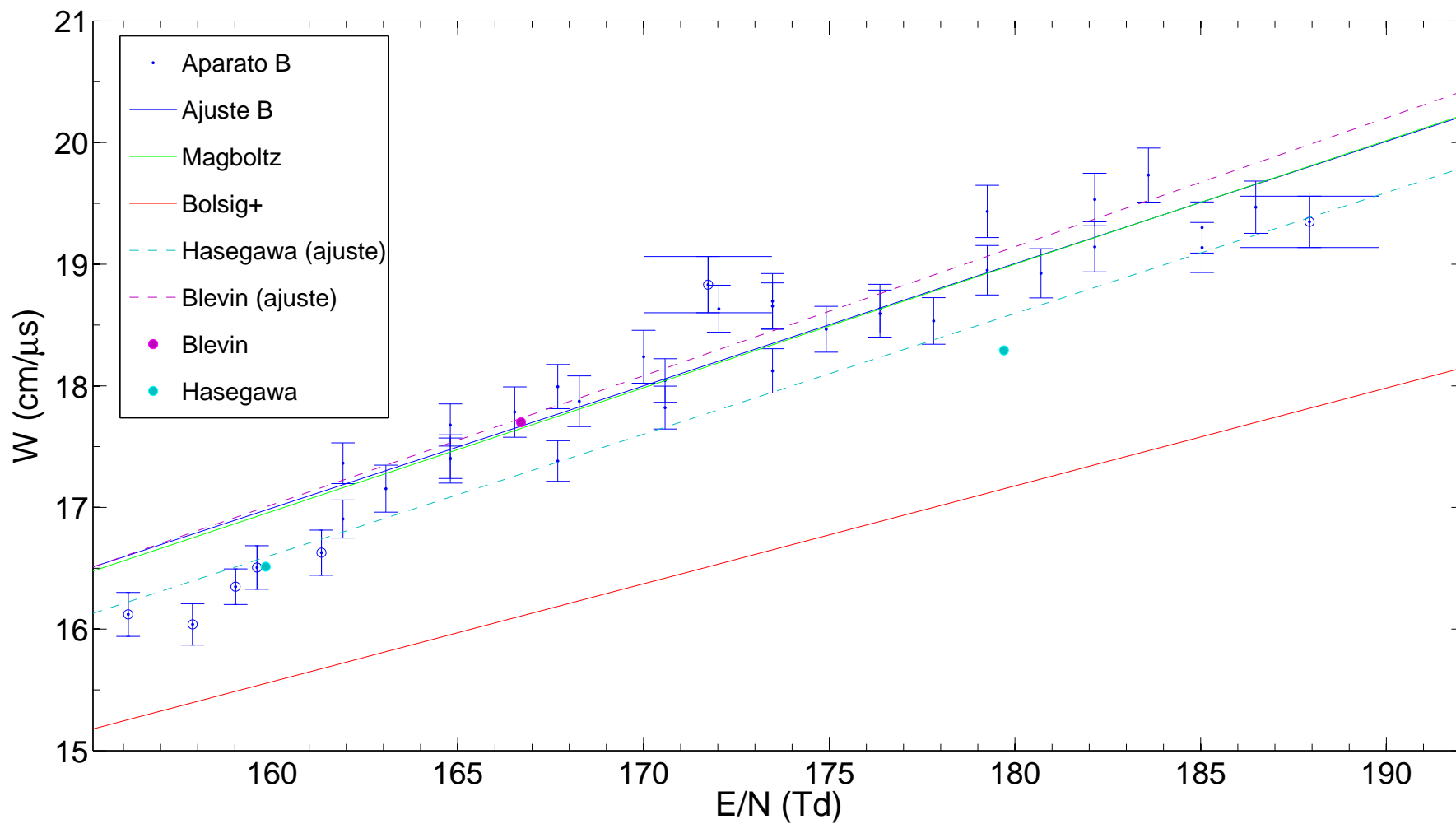


Figura 6.15: Velocidades de deriva determinadas a partir dos dados procedentes das experiências no aparato **B** em nitrogênio. A linha cheia em azul representa a reta ajustada aos pontos experimentais, excluídos os pontos representados pelo símbolo  $\odot$ .

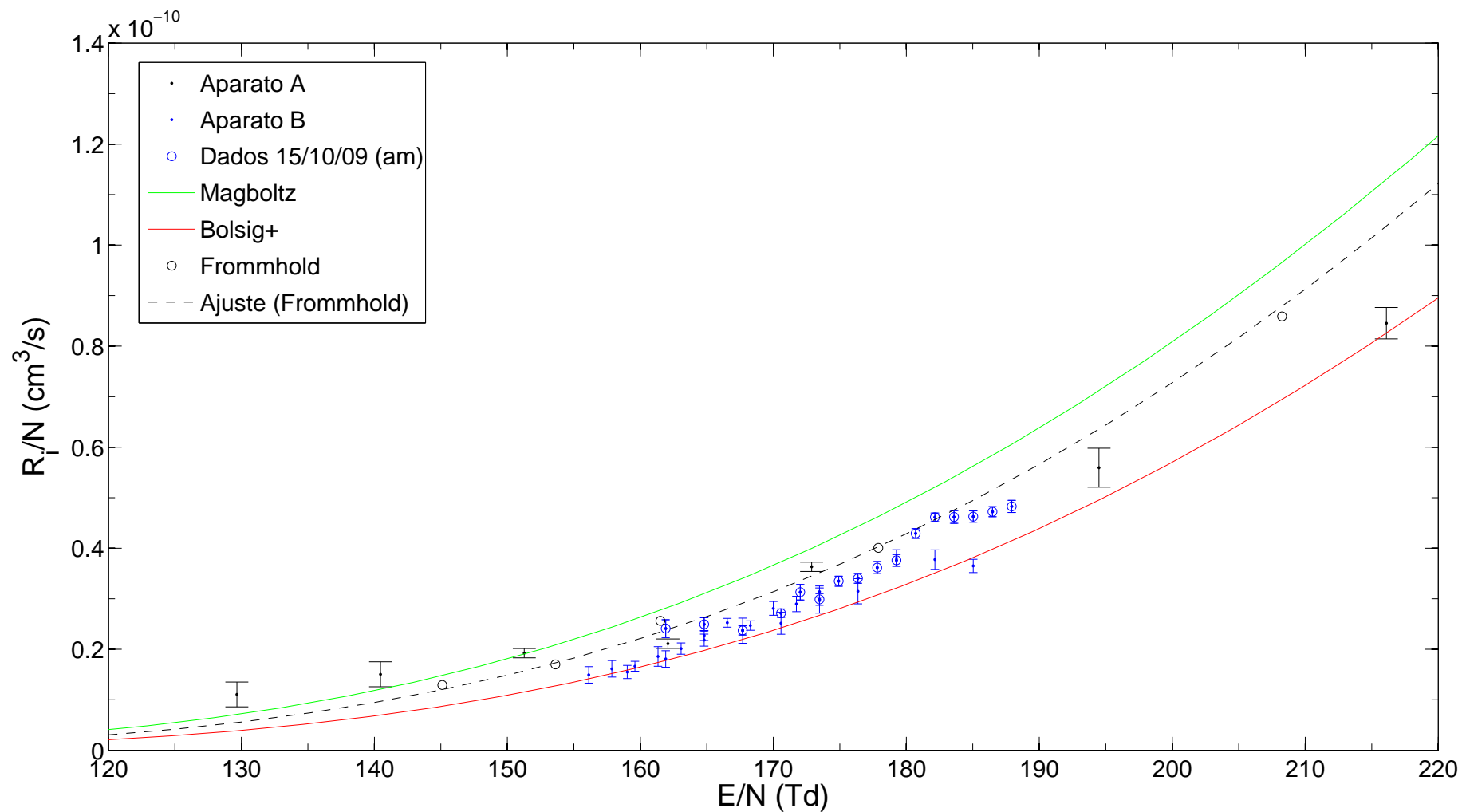


Figura 6.16: Comparação das taxas de ionização determinadas a partir dos dados procedentes das experiências nos aparatos **A** e **B** em nitrogênio. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [13].

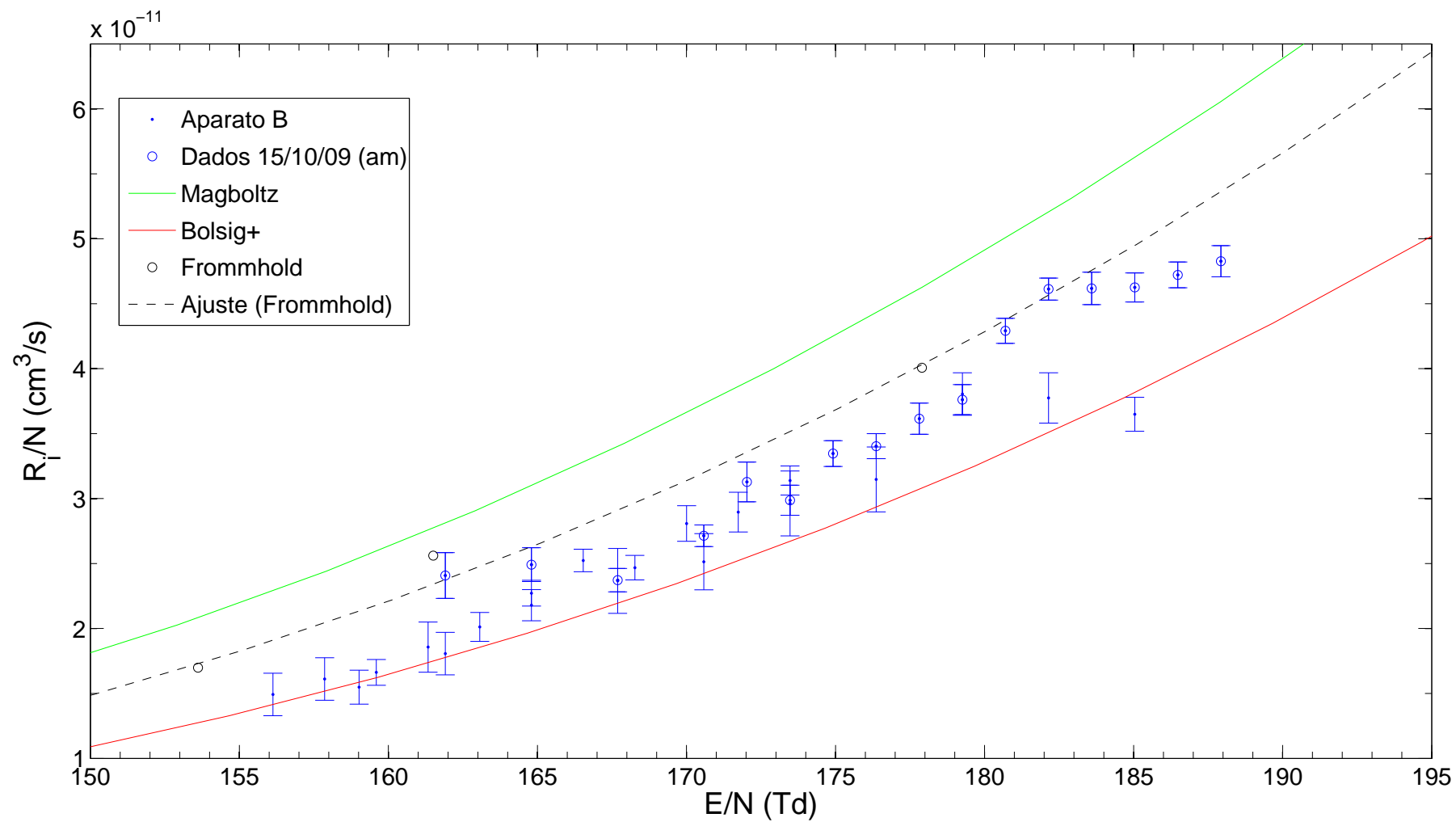


Figura 6.17: Taxas de ionização determinadas a partir dos dados procedentes das experiências no aparato **B** em nitrogênio.

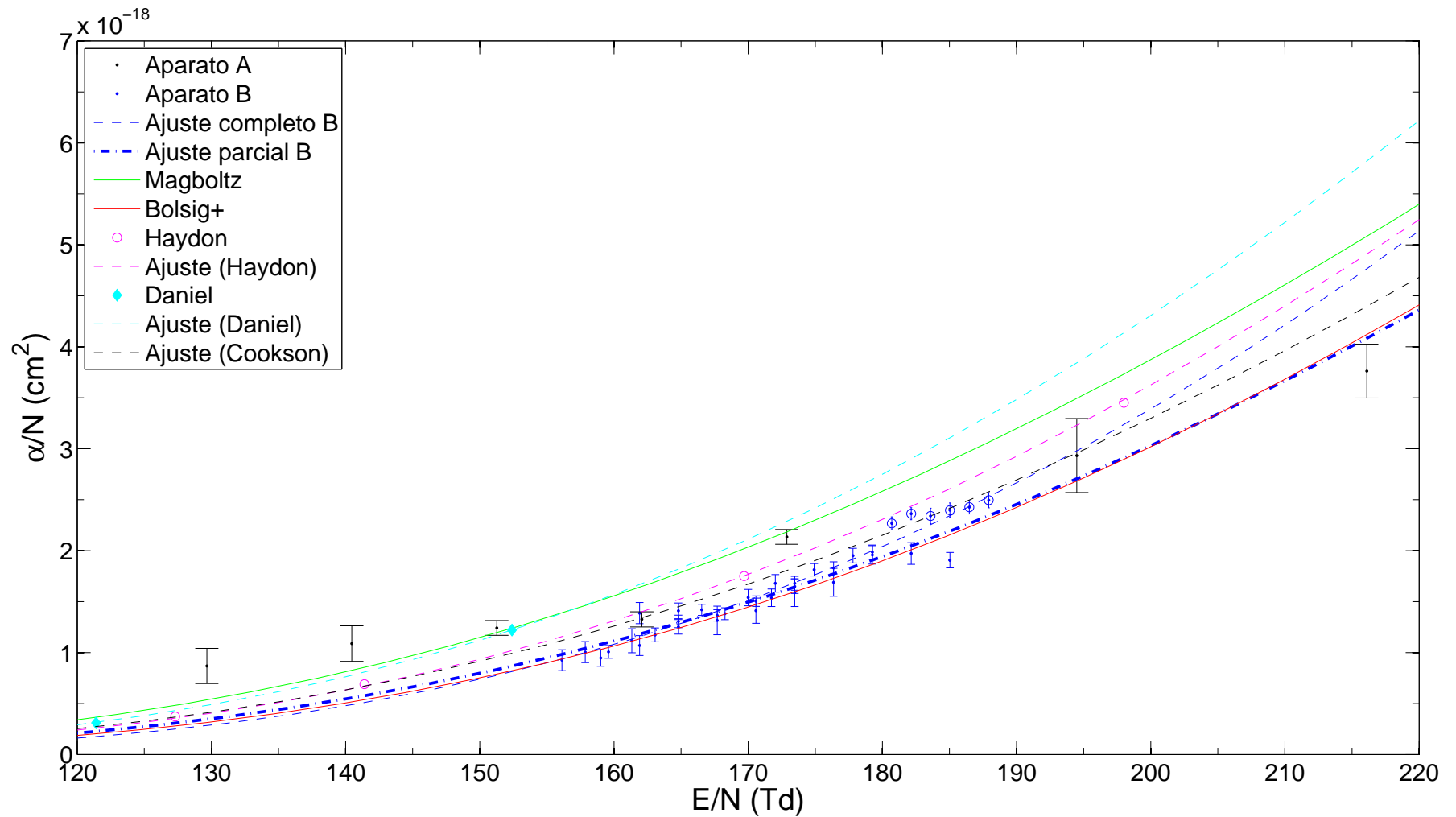


Figura 6.18: Comparação dos coeficientes de ionização determinados a partir dos dados procedentes das experiências nos aparatos **A** e **B** em nitrogênio. A linha pontilhada e tracejada em azul representa a curva ajustada aos pontos experimentais por meio da fórmula de Townsend, excluídos os pontos representados pelo símbolo  $\odot$ . Já a linha tracejada em azul representa o ajuste de todos os pontos experimentais, inclusive os que foram excluídos do último ajuste. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [15, 69, 70]. Os pontos experimentais de Cookson [70] foram omitidos, mas são representados pela curva de Townsend que melhor se ajusta aos resultados.

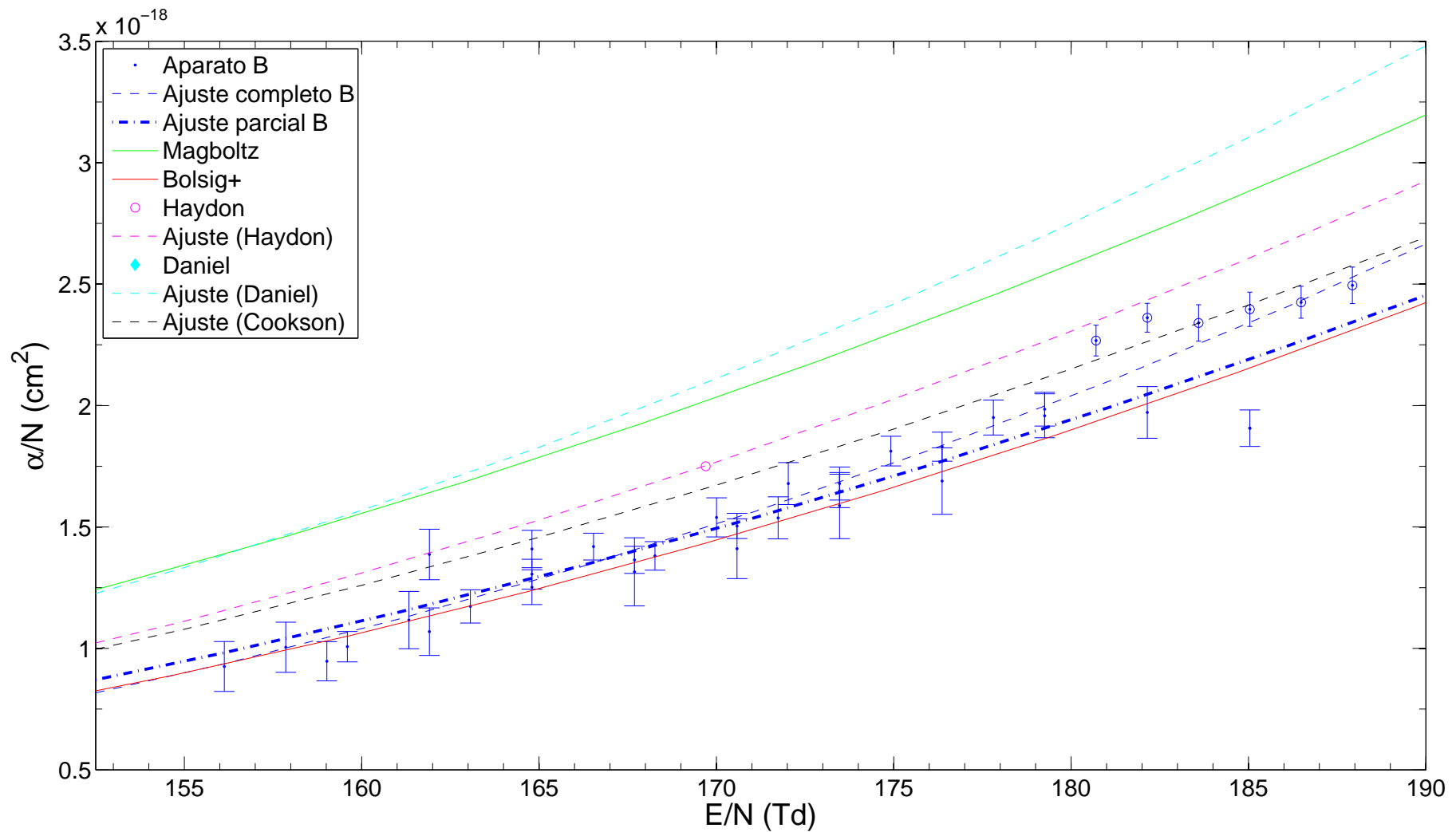


Figura 6.19: Coeficientes de ionização determinados a partir dos dados procedentes das experiências no aparato **B** em nitrogênio. A linha pontilhada e tracejada em azul representa a curva ajustada aos pontos experimentais por meio da fórmula de Townsend, excluídos os pontos representados pelo símbolo  $\odot$ .

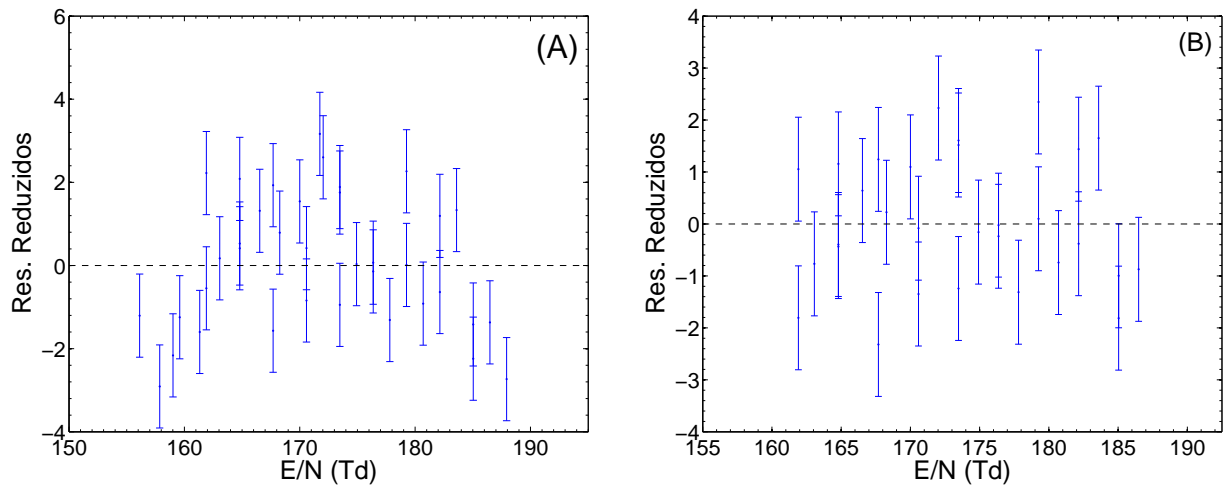


Figura 6.20: (a) Resíduos reduzidos do ajuste da velocidade de deriva quando estão incluídos todos os pontos no ajuste. (b) Resíduos reduzidos do ajuste da velocidade de deriva quando estão excluídos os pontos indicados na figura 6.15.

## 6.2 Resultados em Isobutano

### 6.2.1 Aparato B

Tendo mostrado que os resultados no aparato **B** são mais acurados, no caso particular do nitrogênio, optou-se por omitir os resultados no aparato **A** no caso do isobutano. Dessa forma, a análise dos resultados, apresentada nessa seção, se restringirá às medidas no aparato **B**.

Os melhores resultados em isobutano pertencem aos conjuntos de medidas em que o espaçamento entre os eletrodos era igual a 1,5 mm. Foram obtidos dois conjuntos de medidas nesse espaçamento, ambos adquiridos no dia 14/10/2009, sendo que o primeiro conjunto foi adquirido no período da manhã e o segundo no período da tarde. Nas próximas seções o resultado de cada um dos conjuntos será analisado separadamente e depois em conjunto, uma vez verificada a repetibilidade dos resultados.

#### 6.2.1.1 Conjunto de medidas de 14/10/2009 – manhã

Os resultados da velocidade de deriva estão apresentados na tabela 6.9 e no gráfico da figura 6.21. Verifica-se claramente por meio do gráfico da velocidade de deriva em função do campo elétrico reduzido que os resultados estão sistematicamente abaixo dos resultados numéricos do código Bolsig+ e acima dos resultados da simulação Monte Carlo. No entanto, porcentualmente, essa diferença não é muito elevada; é tipicamente igual a 1,6% em relação aos resultados da simulação

Monte Carlo. O ajuste linear desses resultados forneceu uma probabilidade de  $\chi^2$  excedido igual a 11,35% e não foi observado nenhuma tendência no gráfico de resíduos reduzidos, e portanto não foi possível detectar nenhum desvio em relação à hipótese de linearidade. O coeficiente linear, no entanto, não é compatível com zero, o que indica que a expressão  $W = \mu E$  não se aplica a esse caso.

A taxa de ionização está apresentada graficamente na figura 6.21. Os resultados são compatíveis com os resultados da simulação Monte Carlo, ainda que seus valores estejam tipicamente abaixo da curva que melhor representa os resultados da simulação. As incertezas são bastante elevadas, o que se deve ao fato de que a média dos pulsos foi realizada sobre amostras pequenas, tipicamente de apenas nove pulsos. Uma exceção é o ponto em 208,17 Td, realizada sobre uma amostra maior, e que forneceu um resultado mais preciso e possivelmente mais acurado.

De fato, o ajuste do pulso médio em 208,17 Td representa um dos melhores ajustes obtidos utilizando a função modelo proposta<sup>1</sup>. A figura 6.27 mostra o ajuste e o gráfico de resíduos absolutos<sup>2</sup>. No caso do isobutano, o tempo de trânsito dos elétrons é muito maior. Conseqüentemente, o intervalo de tempo onde predomina o crescimento exponencial é maior do que no caso do nitrogênio e a taxa de ionização assim como o tempo de trânsito podem ser determinados com maior precisão. Idealmente é desejável obter medidas em tempos de trânsito mais elevados, mas isso pode exigir um espaçamento muito grande entre os eletrodos, como no caso do nitrogênio, prejudicando a uniformidade do campo elétrico e exigindo tensões muito elevadas para a obtenção dos sinais.

Assim como a taxa de ionização, os resultados para o primeiro coeficiente de Townsend também são compatíveis com os resultados da simulação Monte Carlo (Fig. 6.23). Os parâmetros estimados a partir do ajuste estão apresentados na tabela 6.11. O coeficiente  $F$ , por exemplo, apresenta uma incerteza muito elevada, de modo que  $A$  é compatível com zero ao mesmo tempo que é compatível com os resultados de M. Nakhostin *et al.* (2007) [73], obtidos em uma faixa de campo elétrico reduzido bem maior (500 Td a 1250 Td). Já o coeficiente  $G$  não é compatível com os resultados de Nakhostin *et al.* [73] dentro de um intervalo de abrangência inferior a três desvios padrão, mas é compatível com os resultados de A. Sharma e F. Sauli (1992) [74].

---

<sup>1</sup>Para fins de comparação, os gráficos da corrente média induzida no cátodo em função do campo elétrico reduzido podem ser encontrados na referência [72], tanto no caso em que o gás é nitrogênio quanto no caso em que o gás é isobutano.

<sup>2</sup>O gráfico de resíduos absolutos (Fig. 6.27 (B)) mostra que a dispersão dos resíduos não é aleatória, mas segue um padrão. Um padrão semelhante foi identificado nos outros ajustes, inclusive em nitrogênio, como mostra o exemplo apresentado no capítulo 5 (Fig. 5.5). É uma indicação da limitação do modelo proposto, possivelmente causada pela desconsideração das condições de contorno na solução da equação de continuidade.

Tabela 6.9: Parâmetros de transporte obtidos para campos elétricos reduzidos de 191 Td a 208 Td em isobutano, utilizando o aparato **B**. Resultados correspondem ao conjunto de dados de 14/10/09, período da manhã. As incertezas estão indicadas dentro dos parênteses.

$E/N$ (Td)	$W$ (cm/ $\mu$ s)	$R_i/N$ ( $10^{-11}$ cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	$\alpha/N$ ( $10^{-18}$ cm <sup>-2</sup> )
190,82(50)	7,345(30)	1,40(14)	1,90(19)
193,71(50)	7,368(30)	1,55(10)	2,11(14)
199,49(52)	7,554(31)	1,93(18)	2,56(23)
202,38(52)	7,671(32)	2,01(22)	2,62(12)
205,28(53)	7,618(32)	2,56(30)	3,37(40)
208,17(54)	7,765(33)	2,71(9)	3,49(12)

### 6.2.1.2 Conjunto de medidas de 14/10/2009 – tarde

Os parâmetros de transporte obtidos a partir da análise das medidas realizadas no período da tarde de 14/10/2009 estão apresentados na tabela 6.10. A velocidade de deriva está apresentada graficamente na figura 6.24. Também nesse caso, os resultados ficaram localizados entre as curvas que representam os resultados obtidos pelo código Bolsig+ e pelo código Magboltz. Assim como nos resultados anteriores, o desvio percentual em relação aos resultados do código Magboltz também é pequeno, tipicamente igual a 1,3%, e os valores encontrados estão tipicamente acima da curva que melhor representa os resultados do código Magboltz. O ajuste forneceu um  $\chi^2$  cuja probabilidade é igual 5,8% e, na medida em que não é possível distinguir claramente uma tendência no gráfico de resíduos reduzidos (Fig. 6.32), a hipótese de linearidade não pode ser refutada, pelo menos nessa faixa estreita de campo elétrico reduzido.

O gráfico da figura 6.25 apresenta os resultados da taxa de ionização. Mais uma vez os resultados estão localizados entre as curvas que representam os resultados do código Bolsig+ e Magboltz. As incertezas dos resultados permanecem bastante elevadas, da ordem de 10%, pelo mesmo motivo discutido no caso das medidas do período da manhã. O coeficiente de ionização apresenta o mesmo comportamento quando comparado com os resultados numéricos. O ajuste desses resultados por meio da fórmula de Townsend está representado na figura 6.26 e os parâmetros obtidos estão apresentados na tabela 6.11. O parâmetro  $F$  é compatível com zero, mas nesse caso não é compatível com os resultados da literatura. O parâmetro  $G$ , por sua vez, é compatível com os resultados da literatura dentro de um intervalo de abrangência inferior a três, embora apresente um desvio porcentual significativo.



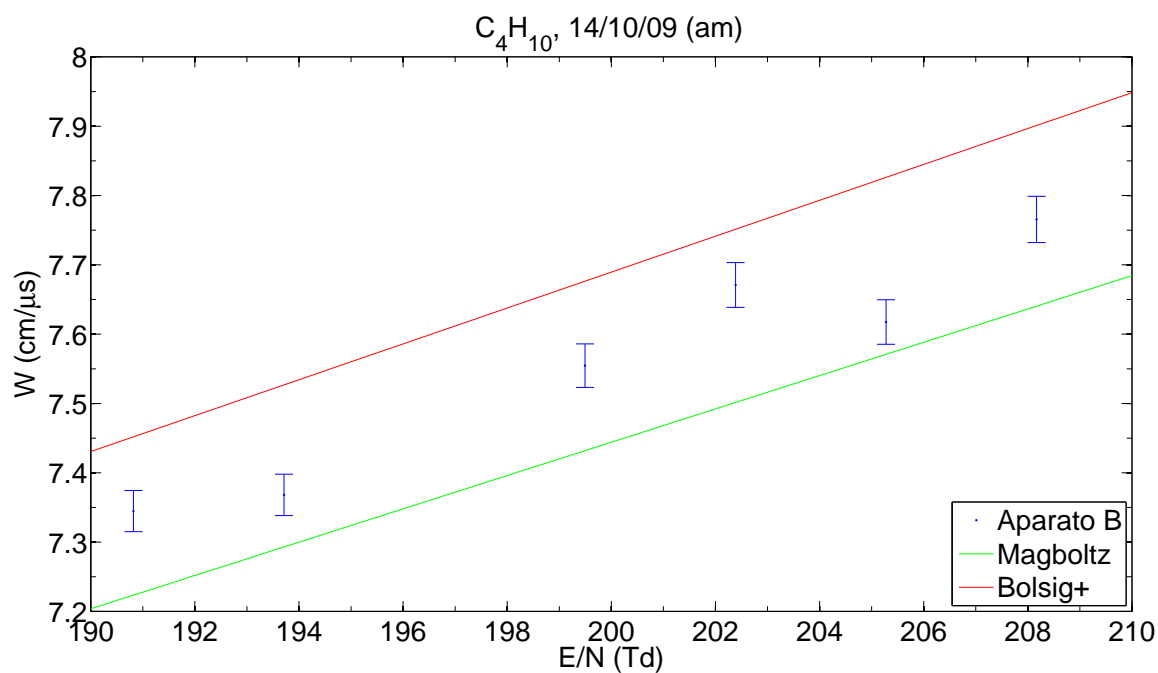


Figura 6.21: Velocidade de deriva em isobutano determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 14/10/2009, no período da manhã. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz.

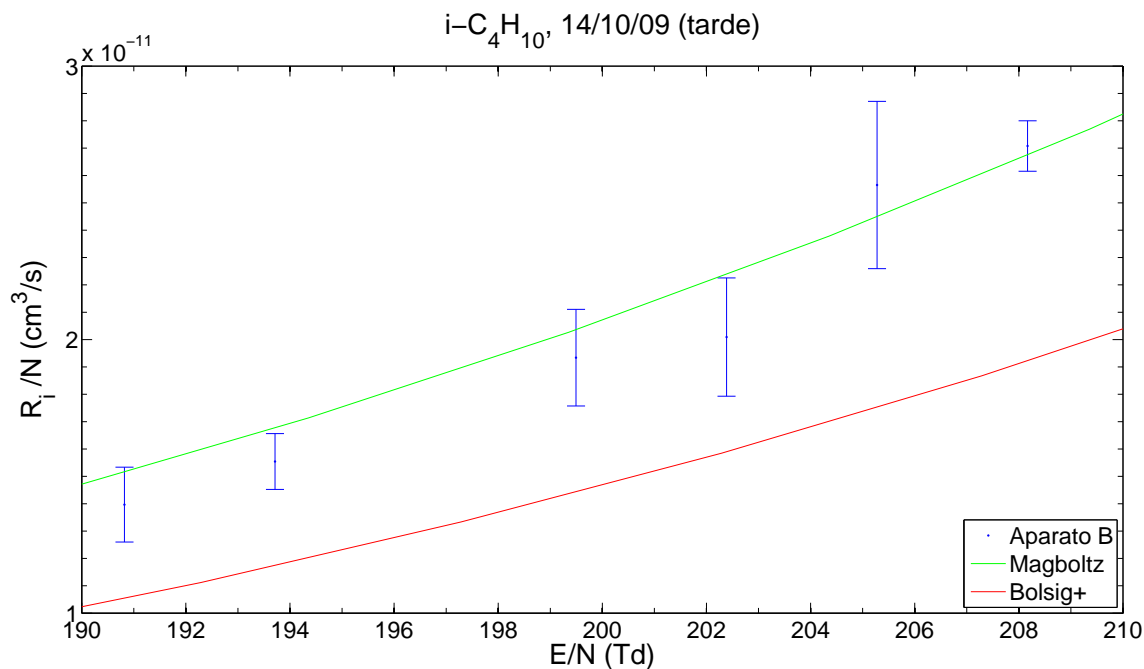


Figura 6.22: Taxa de ionização em isobutano determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 14/10/2009, no período da manhã. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz.

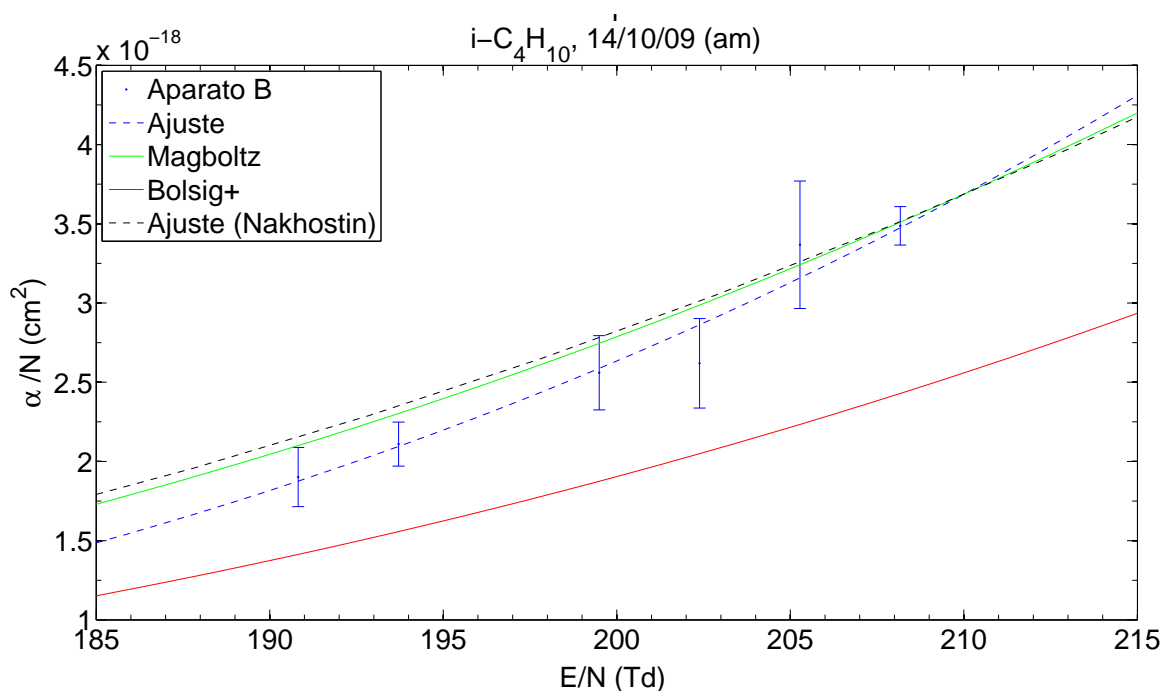


Figura 6.23: Coeficiente de ionização em nitrogênio em isobutano determinado a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 14/10/2009, no período da manhã. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [73]. Os pontos experimentais de Nakhostin *et al.* [73] estão localizados na faixa entre 500 Td a 1250 Td, e por isso só foi incluído a curva que melhor representa esses resultados extrapolada para a região de interesse.

Tabela 6.10: Parâmetros de transporte obtidos para campos elétricos reduzidos de 191 Td a 208 Td em isobutano, utilizando o aparato **B**. Resultados correspondem ao conjunto de dados de 14/10/09, período da tarde. As incertezas estão indicadas dentro dos parênteses.

$E/N$ (Td)	$W$ (cm/ $\mu$ s)	$R_i/N$ ( $10^{-11}$ cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	$\alpha/N$ ( $10^{-18}$ cm <sup>2</sup> )
190,82(50)	7,367(30)	1,17(30)	1,58(41)
192,27(50)	7,286(29)	1,07(22)	1,47(30)
193,71(50)	7,341(30)	1,52(12)	2,12(16)
195,16(51)	7,396(30)	1,40(18)	1,89(24)
196,60(51)	7,470(31)	1,74(15)	2,34(20)
198,04(51)	7,471(31)	1,48(14)	1,97(18)
199,49(52)	7,590(32)	1,70(25)	2,24(33)
200,94(52)	7,577(32)	1,90(16)	2,50(22)
202,38(52)	7,533(31)	1,85(16)	2,46(22)
203,83(53)	7,680(32)	2,13(18)	2,77(23)
205,28(53)	7,696(32)	1,92(19)	2,50(25)
206,72(53)	7,686(32)	1,93(14)	2,52(18)
208,17(54)	7,682(32)	2,02(19)	2,63(25)

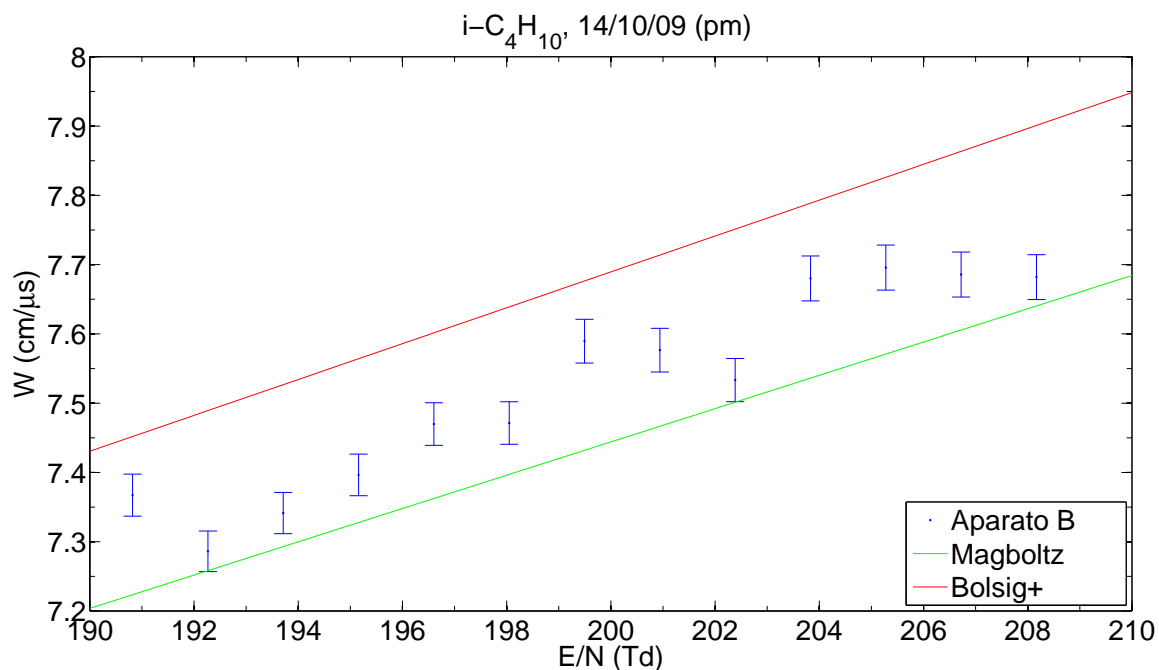


Figura 6.24: Velocidade de deriva em isobutano determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 14/10/2009, no período da tarde. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz.

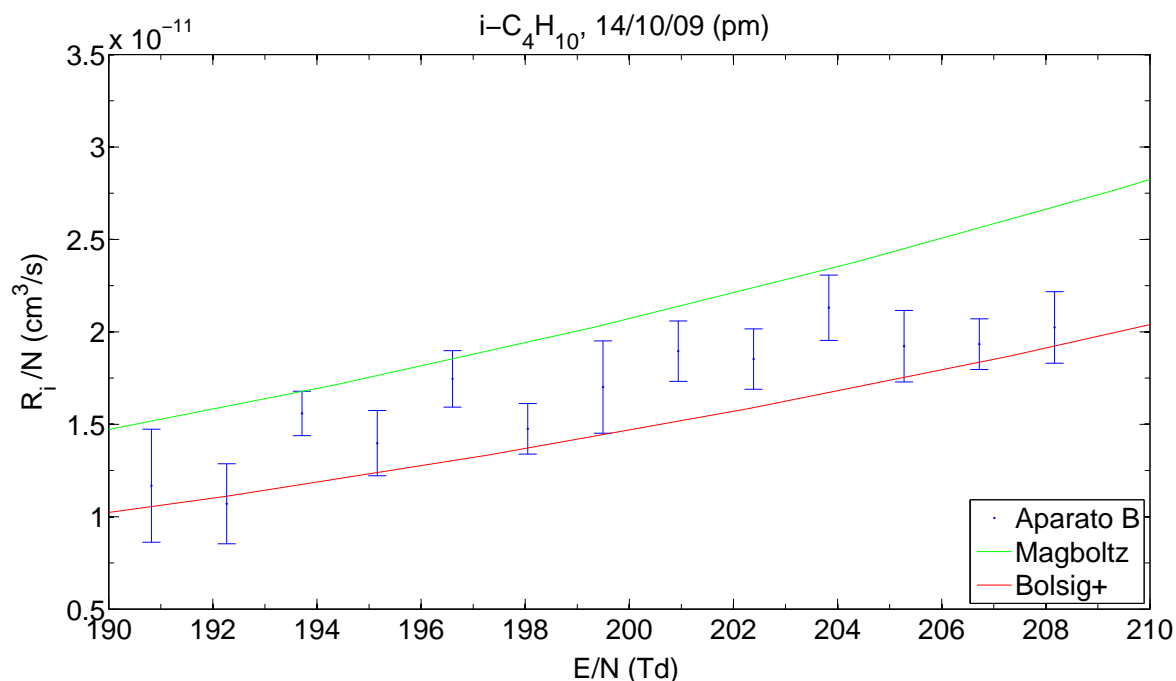


Figura 6.25: Taxa de ionização em isobutano determinada a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 14/10/2009, no período da tarde. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz.

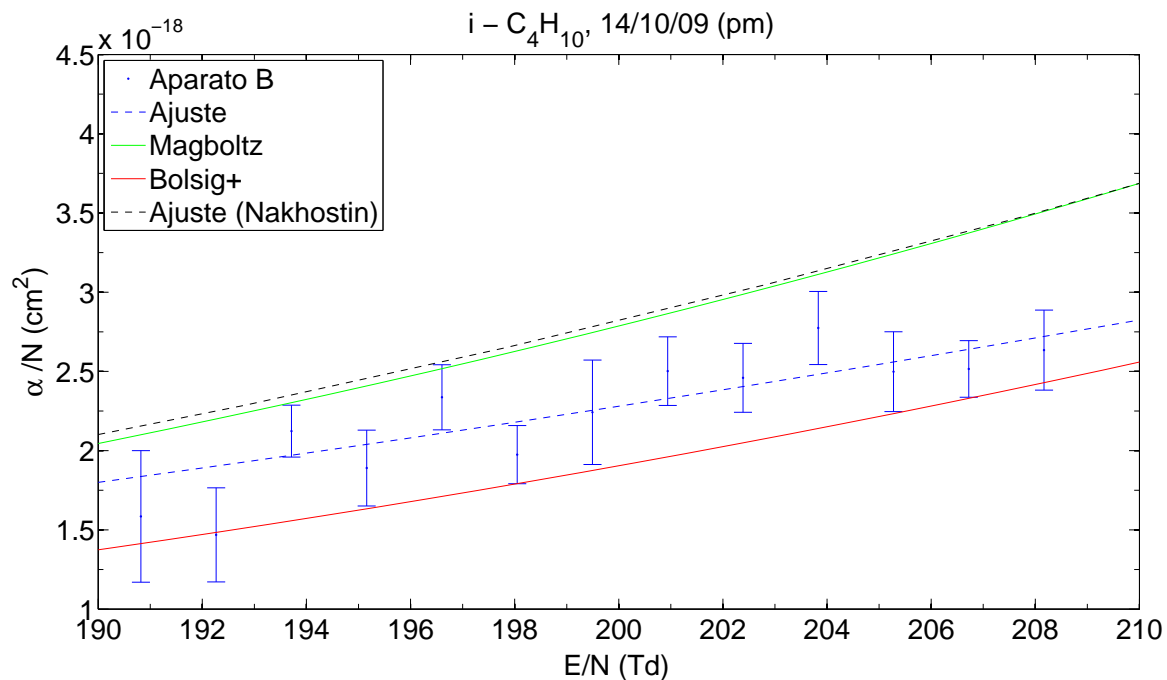


Figura 6.26: Coeficiente de ionização em isobutano determinado a partir das medições experimentais no aparato **B**, em 14/10/2009, no período da tarde. Os resultados são comparados com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz e com resultados da literatura [73]. Os pontos experimentais de Nakhostin *et al.* [73] estão localizados na faixa entre 500 e Td 1250 Td, e por isso só foi incluído a curva que melhor representa esses resultados extrapolada para a região de interesse.

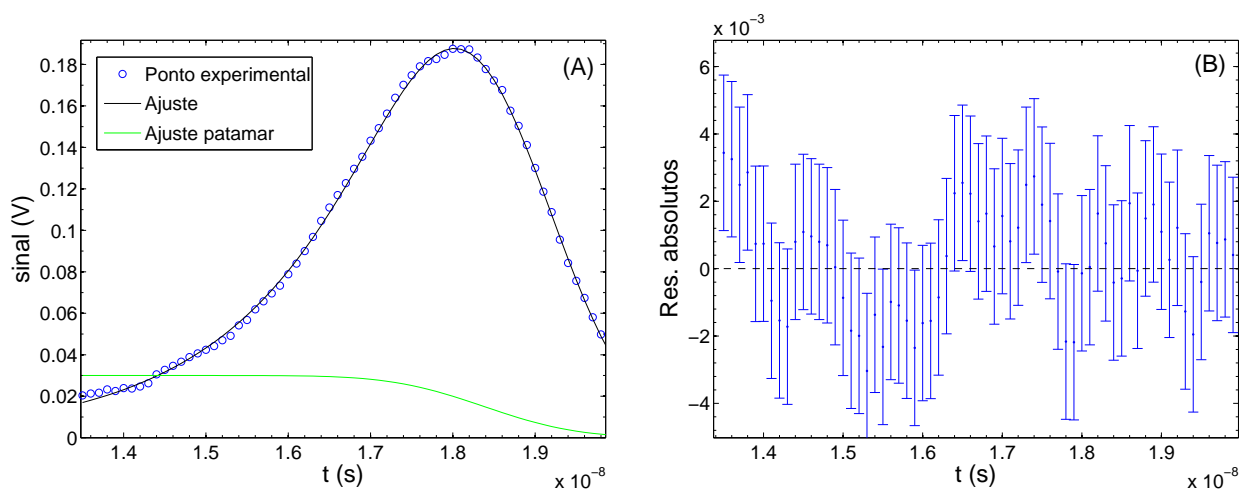


Figura 6.27: (a) Sinal pertencente ao conjunto de medidas do período da manhã de 14/10/09, obtido em isobutano, no aparato **B**, quando o espaçamento entre as placas era de 1,5mm e campo elétrico reduzido 208 Td. A linha cheia preta representa a curva ajustada e a linha cheia verde representa a função patamar. (b) Gráfico de resíduos absolutos do ajuste, cuja probabilidade  $\chi^2$  excedido resultou em 99%.

## 6.2.2 Resultados combinados – isobutano

Tabela 6.11: Parâmetros da equação de Townsend obtidos do ajuste dos resultados em isobutano comparados com os parâmetros obtidos do ajuste dos resultados da literatura [73, 74].

Citação	G (10 <sup>2</sup> Td)	F (10 <sup>-19</sup> m <sup>2</sup> )	Campo reduzido (Td)
<b>Este trabalho:</b>			
<b>Aparato B</b>			
14/10/09 – manhã	14,11(83)	3,1(12)	190 a 210
14/10/09 – tarde	9,0(11)	0,20(11)	190 a 210
Ajuste completo	12,76(66)	1,43(47)	190 a 210
Nakhostin <i>et al.</i> [73]	11,33	0,773	500 a 1250
Sharma e Sauli [74]	12,2	33	90 a 120

Tabela 6.12: Parâmetros do ajuste linear da velocidade de deriva em isobutano.

Ajuste linear:	$a$ (N $\mu$ ) (cm $\mu$ s <sup>-1</sup> Td <sup>-1</sup> )	0,0244(13)	$P_{\chi^2} = 0,42\%$
$y(x) = ax + b$	$b$ (cm $\mu$ s <sup>-1</sup> )	2,66(25)	

Os resultados da velocidade de deriva dos dois conjuntos de medidas são compatíveis entre si e não é possível observar nenhum desvio sistemático de um em relação ao outro. Portanto, é válido o procedimento de fazer uma análise combinando os dois conjuntos. A figura 6.28 mostra o gráfico do ajuste linear à totalidade dos pontos experimentais. Nessa faixa de campo elétrico reduzido, o coeficiente angular da reta ajustada é consistente com os resultados da simulação, mas, em contrapartida, fica claro que os resultados experimentais possuem um valor sistematicamente acima dos resultados da simulação, ainda que tal desvio seja pequeno. Os parâmetros do ajuste, apresentados na tabela 6.12, e as suas incertezas, revelam que, ao contrário do caso do nitrogênio, nessa faixa de campo elétrico reduzido não é válido o ajuste por meio de uma reta que passa pela origem. Mesmo assim, considerando um coeficiente linear não nulo, a hipótese de linearidade também é plausível nesse caso, pois o gráfico de resíduos reduzidos (Fig. 6.32) não revela nenhuma tendência e a probabilidade de  $\chi^2$  excedido, ainda que pequena (0,4%), é aceitável. Nesse caso, as incertezas da velocidade de deriva são menores do que no caso das medidas em nitrogênio, inclusive percentualmente, pois o tempo de trânsito dos elétrons é bem maior do que no outro caso, e a incerteza no tempo de trânsito permanece basicamente a mesma. Possivelmente há uma outra fonte de incerteza, não contabilizada, que não era importante no caso anterior, mas que nesse caso passou a ser importante, e que

explicaria a baixa probabilidade de  $\chi^2$  excedido. Nesse caso, seria possível re-estimar as incertezas, de modo a obter um  $\chi^2$  mais provável, mas tendo em vista os propósitos deste trabalho, esse procedimento não será levado adiante.

É curioso observar que nesse caso, ao contrário do caso do nitrogênio, os resultados obtidos por meio do código Bolsig+ são mais elevados do que os resultados da simulação Monte Carlo. Também nesse caso não há por que atribuir maior acurácia a um ou outro, mesmo porque o isobutano é um gás muito pouco estudado no que diz respeito aos parâmetros de transporte e às seções de choque de colisões com elétrons.

Da mesma forma que no caso da velocidade de deriva, no caso da taxa de ionização os resultados de ambos conjuntos de dados são compatíveis entre si. Todavia, percebe-se claramente que os resultados no período da manhã são tipicamente mais elevados do que os resultados no período da tarde. Ainda que isso possa ser apenas uma coincidência, dentro da possibilidade de variação aleatória da taxa de ionização, o mais provável é que algum outro efeito tenha provocado essa diferença. Também nesse caso, existe a possibilidade de que uma pequena quantidade de impureza de nitrogênio teria provocado o aumento da taxa de ionização, não somente pelo *efeito Penning*, mas também pelo fato de o nitrogênio possuir uma taxa de ionização mais elevada. Outra observação importante, que pode dar pistas para essa diferença, foi a constatação de que em geral a qualidade dos ajustes dos pulsos, acessada por meio dos gráficos de resíduos absolutos e do teste  $\chi^2$ , é superior no caso dos ajustes no conjunto de medidas da manhã. Como o isobutano é um gás que sofre dissociação, é possível que impurezas tenham sido geradas nas descargas produzidas nas medições da manhã, sobretudo nas que foram realizadas em campos bastante elevados, medidas apenas com o eletrômetro. Parece ser essa a causa mais plausível para a diferença entre os resultados.

Por fim, o primeiro coeficiente de Townsend determinado neste trabalho foi comparado graficamente com os resultados da literatura [73, 74] e com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz (Fig. 6.31). Os resultados deste trabalho são consistentes com a curva extrapolada que melhor representa os resultados de Nakhostin *et al.* [73] na região entre 190 Td e 210 Td. De fato, os parâmetros  $F$  e  $G$  estimados a partir do ajuste dos resultados deste trabalho são compatíveis com os parâmetros obtidos do ajuste dos resultados experimentais publicados por Nakhostin *et al.*, dentro de um intervalo de abrangência inferior a três.

A curva ajustada aos resultados do Magboltz é bastante consistente com os resultados de Nakhostin *et al.*, mas somente para as simulações em 700 Torr. Os resultados de Nakhostin *et al.* foram medidos em uma câmara de placas paralelas

a uma pressão de 4 Torr, 6 Torr e 8 Torr e não em 700 Torr. Os resultados da simulação Magboltz à pressão de 4 Torr destoam grosseiramente dos resultados da literatura. Isso demonstra que os resultados da simulação não reproduzem a principal consequência do regime hidrodinâmico, isto é, a dependência dos parâmetros de transporte exclusivamente em  $E/N$ , que parece ser aproximadamente válida na faixa de campo elétrico da figura 6.31. Outro fato surpreendente é a discrepância dos resultados de Sharma e Sauli [74] em relação aos resultados deste trabalho e do trabalho de Nakhostin *et al.*<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Essa discrepância pode ser verificada pelo leitor, de modo independente, comparando os resultados dos parâmetros  $F$  e  $G$  publicados por Sharma e Sauli [74], e Nakhostin *et al.* [73]

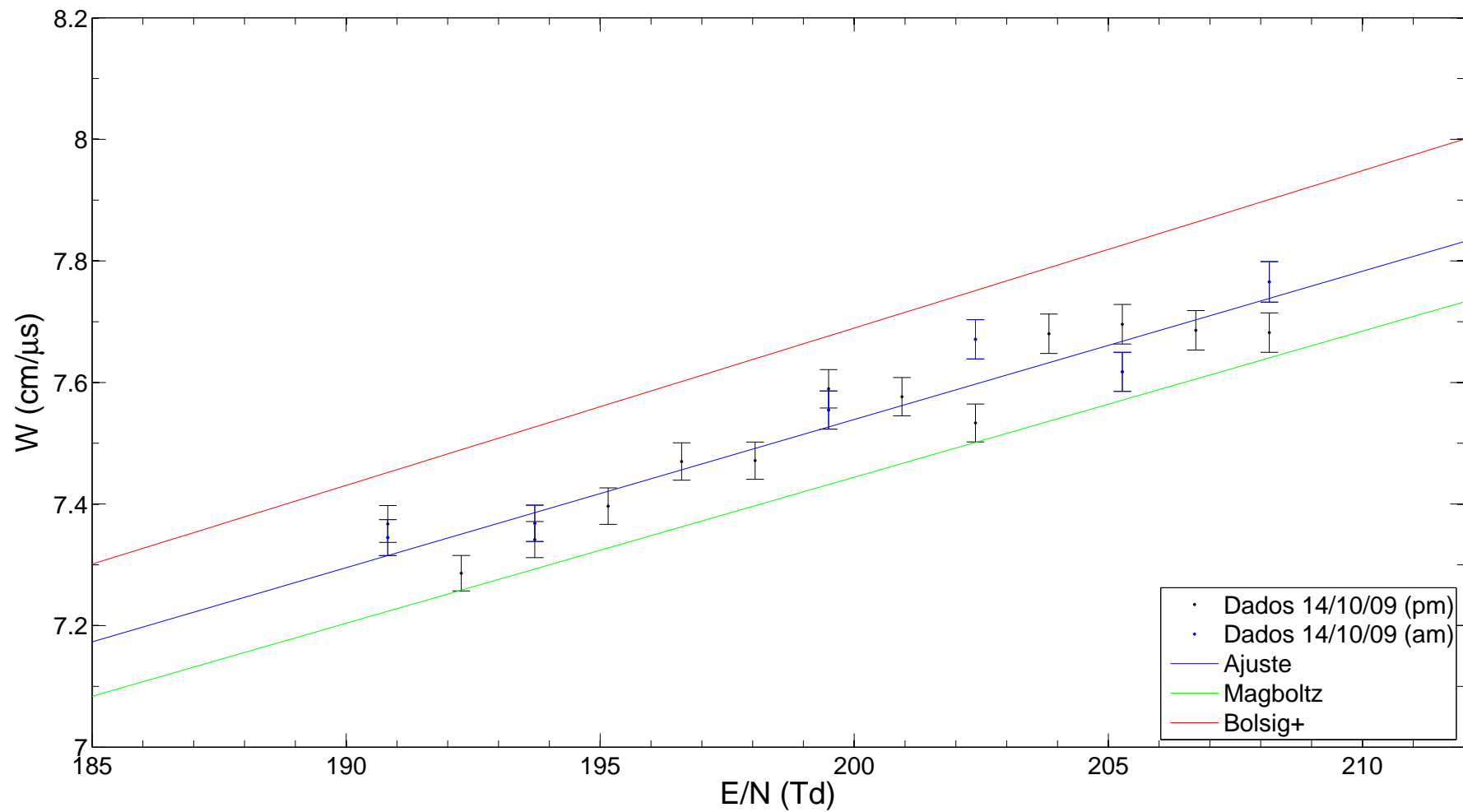


Figura 6.28: Velocidades de deriva determinadas a partir dos dados procedentes das experiências no aparato **B** em isobutano. A linha cheia em azul representa a reta ajustada aos pontos experimentais, excluídos os pontos representados pelo símbolo  $\odot$ .



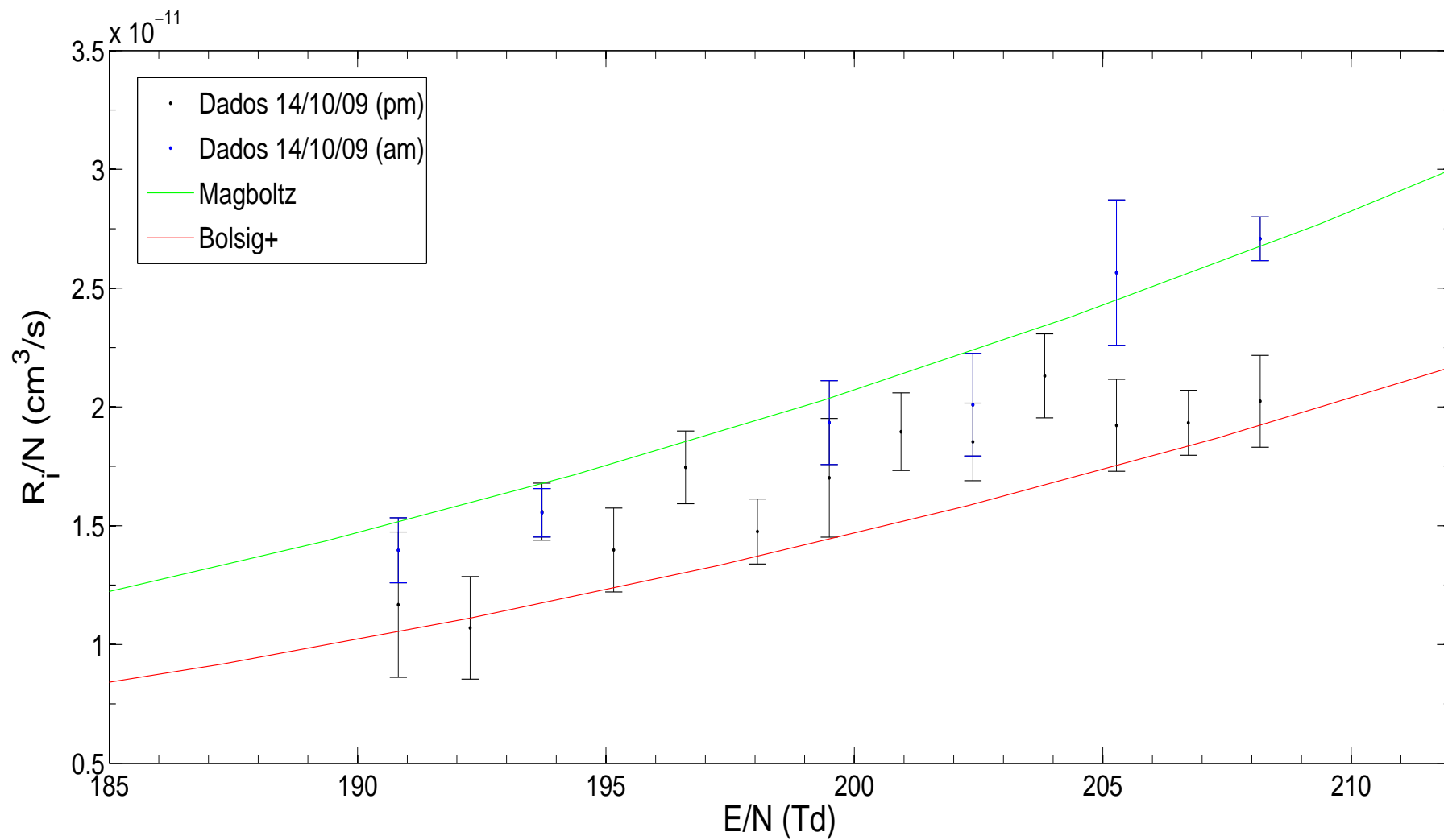


Figura 6.29: Taxas de ionização determinadas a partir dos dados procedentes das experiências no aparato **B** em isobutano.

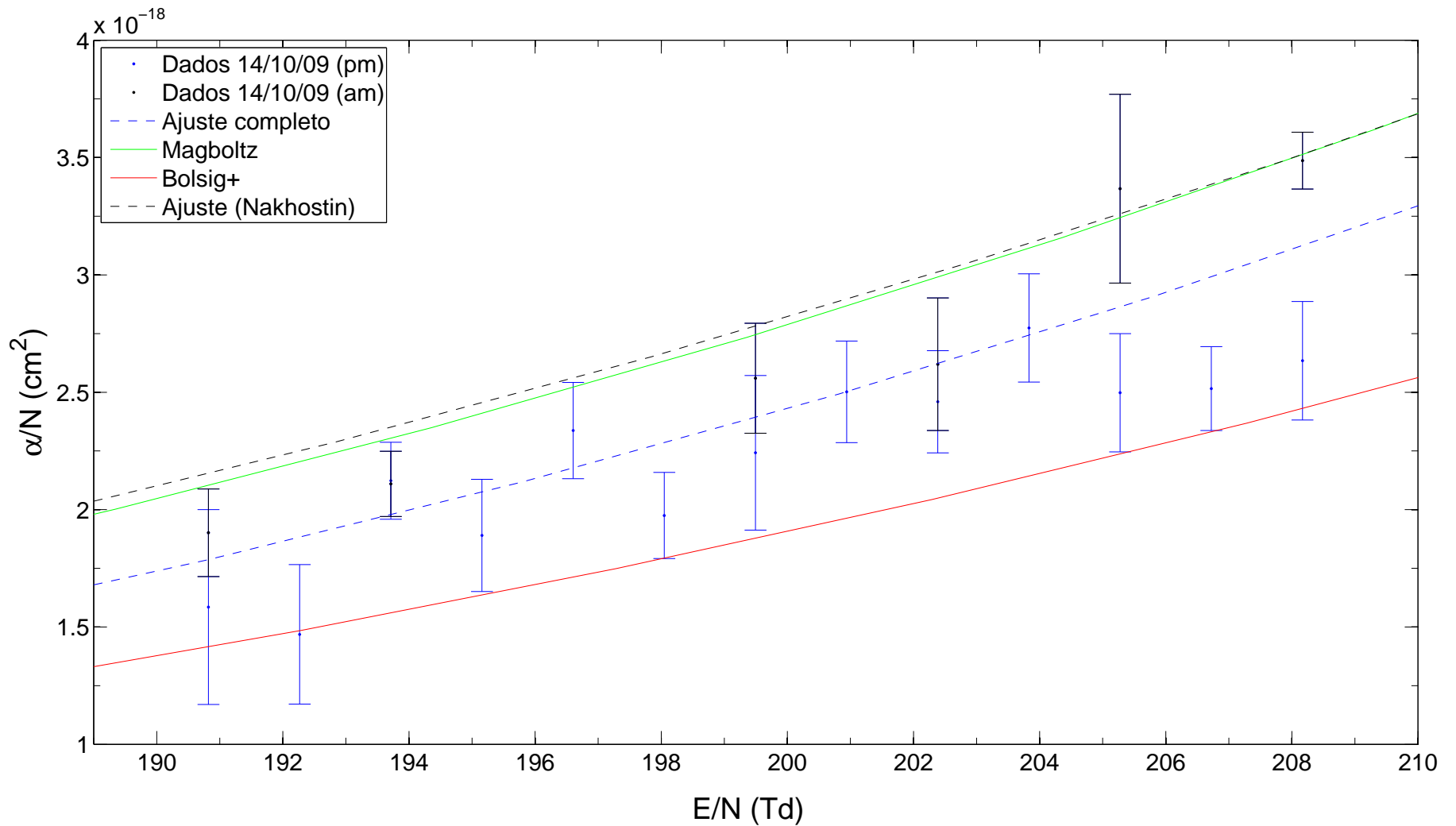


Figura 6.30: Coeficientes de ionização determinados a partir dos dados procedentes das experiências no aparato **B** em isobutano. A linha tracejada em azul representa a curva ajustada aos pontos experimentais por meio da fórmula de Townsend.

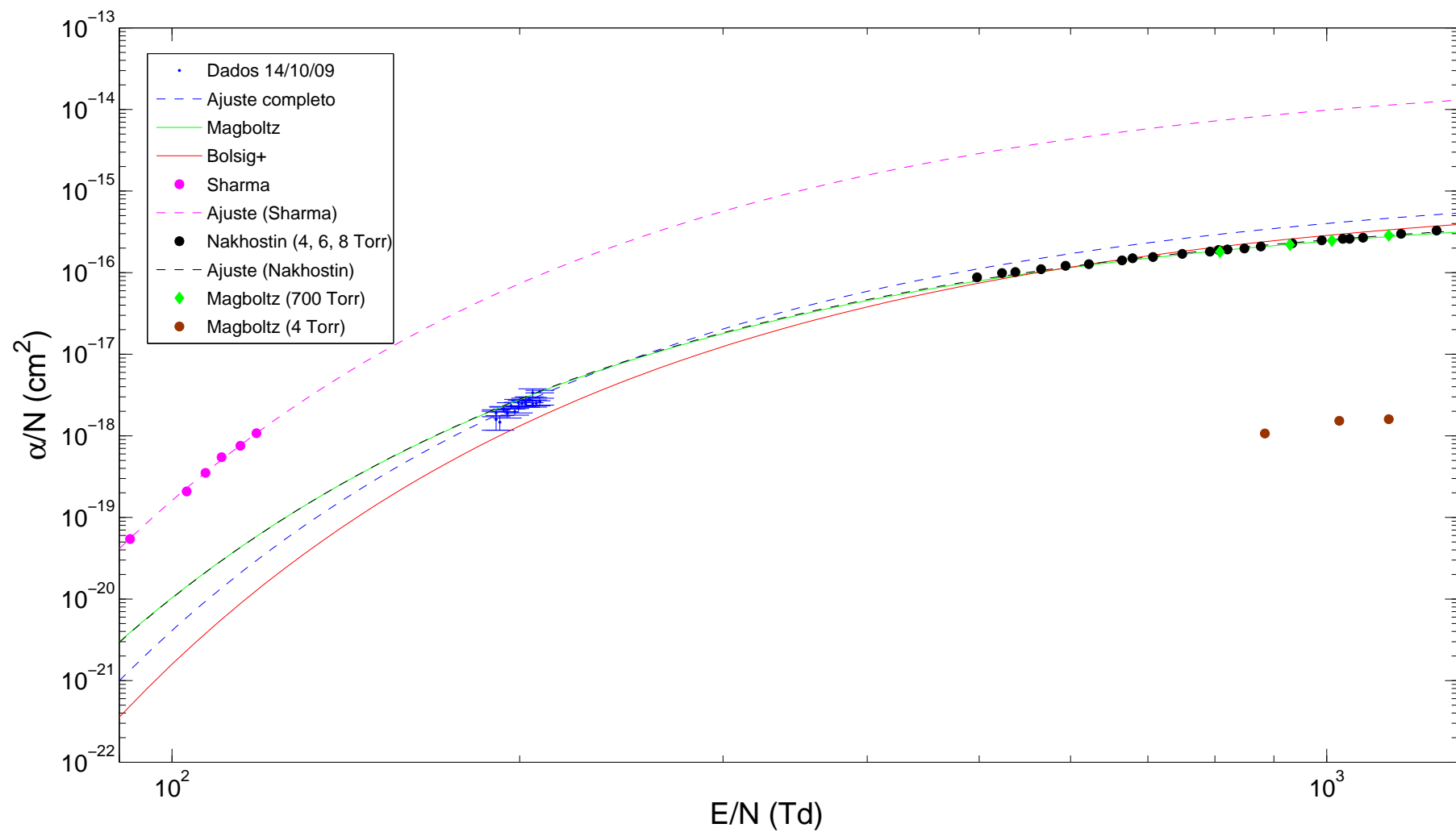


Figura 6.31: Comparação dos coeficientes de ionização determinados neste trabalho em comparação com os resultados da literatura [73, 74] e com os resultados numéricos dos códigos Bolsig+ e Magboltz.

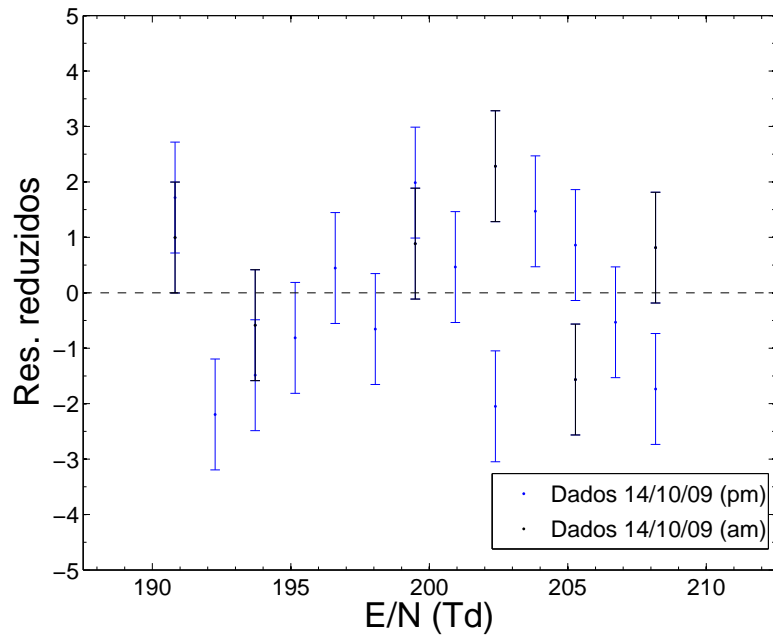


Figura 6.32: Gráfico dos resíduos reduzidos do ajuste linear da velocidade de deriva em isobutano, sem exclusão de nenhum ponto experimental.



# Capítulo 7

## Conclusões

### 7.1 Modelo

Um dos principais resultados deste trabalho foi o desenvolvimento de um modelo totalmente fundamentado em argumentos físicos a partir do qual é possível obter os parâmetros de transporte de elétrons da análise do sinal induzido em uma experiência de Townsend pulsada. É um avanço significativo em relação a outros métodos mais simples de análise, que na maior parte dos casos conduz a uma estimativa bastante enviesada dos resultados. Para exemplificar, teria sido possível obter a taxa de ionização a partir do ajuste em escala logarítmica da região de crescimento exponencial. No entanto, teria sido impossível definir à priori e de maneira rigorosa a região em que o pulso é bem descrito por uma função exponencial. Além disso, a não ser nos casos em que o tempo de trânsito dos elétrons é suficientemente elevado ( $\geq 20$  ns), nunca chega a se formar um intervalo onde o pulso tem uma forma exatamente exponencial.

No entanto, o modelo supõe algumas aproximações que não necessariamente são satisfeitas experimentalmente. Uma das aproximações consistiu em desprezar o efeito da difusão na integral da densidade de elétrons para a obtenção da carga instantânea total. Essa aproximação é válida na maior parte da duração do deslocamento, contanto que a centroide da distribuição dos elétrons esteja suficientemente longe dos eletrodos ao mesmo tempo que a dispersão da distribuição por difusão nessa escala de tempo seja desprezível em relação à distância entre as placas. Essa aproximação falha quando a centroide da distribuição está próxima dos eletrodos ou no caso em que a dispersão da distribuição é comparável ao espaçamento entre as placas.

No caso particular estudado, o efeito da dispersão de fato é desprezível na maior parte do intervalo de tempo, a não ser talvez nas proximidades dos eletrodos. Mesmo assim, o desvio do comportamento esperado teria sido observado apenas nas bordas do pulso, que em geral não puderam ser incluídas no ajuste

por outros motivos. Para eliminar essa aproximação, uma possibilidade para futuros estudos é a utilização da expressão 2.58 como função a ser ajustada. Essa expressão contém um parâmetro a mais, que permitiria a obtenção da difusão longitudinal. Além disso, seria possível testar o efeito do perfil do laser sobre a forma do pulso. Certamente esse procedimento deve tornar ainda mais complexo o procedimento de análise e provavelmente não conduzirá a resultados melhores, a não ser que seja aplicado a pulsos com melhores características, isto é, pulsos não deformados pelo efeito de sinais espúrios.

Um passo ainda mais adiante no aperfeiçoamento do modelo seria o cômputo da integral da densidade de elétrons a partir da solução da equação de continuidade impondo condições de contorno compatíveis com as condições de contorno experimentais. Como não existe uma expressão analítica para essa solução, seria necessário utilizar um procedimento de solução numérica da equação de continuidade, o que tornaria o procedimento de ajuste extremamente complexo. À rigor, esse tratamento é o que em teoria melhor deve descrever os resultados experimentais, mas a um custo muito elevado que não será compensado caso a forma do pulso experimental não esteja preservada de outros sinais espúrios.

Por último, para complementar a discussão sobre o modelo, é interessante observar que, de acordo com a expressão 3.28, a amplitude do pulso depende da velocidade média  $W_0$ . Portanto, teoricamente é possível obter a velocidade média a partir do parâmetro  $\beta_1$  da função modelo 5.7, contanto que algumas outras grandezas sejam conhecidas. De fato, todas as outras grandezas são conhecidas, com exceção da quantidade de elétrons iniciais. Se essa grandeza é determinada de modo independente, então é possível obter  $W_0$  e verificar se há de fato alguma diferença significativa entre as definições da velocidade de deriva,  $W_0$  e  $W$ , em função do campo elétrico reduzido. Blevin e Fletcher (1984) [18] já haviam mencionado que, até então, não existia na literatura nenhum relato de medida de  $W_0$ . Aparentemente, esse problema continua em aberto, e poderia ser explorado em futuros estudos.

## 7.2 Experimento

### 7.2.1 Aparato experimental

A teoria que estabelece a relação entre a carga induzida pelos elétrons em deslocamento e o sinal medido também é útil para avaliar o desempenho do aparato e propor melhorias. Uma das principais consequências da teoria é a previsão de acordo com a qual sinais de baixa intensidade geram pulsos que

difícilmente podem fornecer informação sobre o instante inicial da avalanche. Tendo em vista esse fato, uma solução é a aquisição de uma fonte de laser de intensidade mais elevada. Nesse caso, pode ser necessário utilizar atenuadores para controlar a amplitude do sinal. Outra solução possível, que corresponde à que foi utilizada neste trabalho, é a utilização de um sinal de trigger externo proveniente da fonte de laser para obter informação sobre o instante inicial de formação da avalanche.

A primeira solução tem a vantagem de permitir a obtenção de medidas em uma faixa mais larga de campo elétrico reduzido, contanto que sejam utilizados atenuadores para evitar que a amplitude do sinal exceda o limite imposto pela eletrônica. Ao mesmo tempo, elimina todos os erros sistemáticos associados à sincronização imperfeita entre o sinal de trigger e o sinal da câmara.

A teoria prevê as grandezas físicas que determinam a amplitude do pulso, o que poderá ser extremamente útil no planejamento de futuras mudanças no aparato experimental. Isso ajudou a explicar, por exemplo, a razão pela qual não foi possível obter resultados em uma faixa mais larga de campo elétrico reduzido utilizando o aparato **B**. Também mostra que a amplitude do sinal depende da resistência do resistor de carga, e que portanto poderia ser controlada por meio de um potenciômetro. Esse é um exemplo de modificação simples que poderia ser testada em futuros aparatos.

Outro condição experimental a ser aperfeiçoada é a uniformidade do campo elétrico. Essa é possivelmente uma das principais melhorias do aparato **B** em relação ao aparato **A**. De fato, verificou-se que os resultados obtidos com o aparato modificado são mais acurados. Uma das razões para isso foi a possibilidade de obter informação sobre o instante inicial da avalanche de elétrons, o que não era possível no caso anterior. Isso permitiu obter resultados mais acurados tanto para a velocidade de deriva quanto para a taxa de ionização. Mas essa não deve ser a única explicação para esse melhor desempenho, pois é provável que a uniformidade do campo elétrico de fato tenha melhorado, uma vez que, dado que os resultados obtidos utilizando o aparato **A** são sistematicamente inferiores aos valores da literatura, provavelmente havia um problema mais acentuado de não uniformidade nesse aparato. Não pode ser descartada, todavia, a possibilidade de ter sido obtida uma estimativa enviesada dos parâmetros de transporte que, por coincidência, conduziram a resultados consistentes.

No entanto, não foi observada nenhuma melhora no que diz respeito à diminuição dos sinais espúrios, na medida em que os pulsos medidos no aparato **B** sofreram maior influência do sinal de interferência proveniente da fonte de laser. Contudo, isso pode ter sido causado por alguma mudança no laser em decorrên-



cia da manutenção pela qual passou, exatamente no mesmo momento em que o aparato foi reformulado. No que diz respeito ao ruído aleatório, não há diferenças significativas entre os dois aparatos, possivelmente porque ambos utilizaram o mesmo amplificador.

Apesar da melhoria da uniformidade do campo elétrico, é possível demonstrar, por meio da solução numérica da equação de Laplace nas condições de contorno análogas às do experimento em questão, que de fato a uniformidade do campo se perde na região próxima às bordas. Por isso, é fundamental que o laser incida próximo ao centro do cátodo, para garantir que a avalanche se desenvolva em região de campo uniforme. Garantir essa condição é mais difícil no caso em que o espaçamento entre os eletrodos é pequeno. De fato, foram obtidas medidas em espaçamento de 1,0 mm em nitrogênio, não relatadas neste trabalho, que forneceram resultados totalmente inconsistentes. Portanto, uma recomendação para futuras experiências é a utilização de espaçamentos não inferiores à 1,5 mm. Poderá ser interessante realizar medições em espaçamentos mais elevados, como 1,75 mm ou 2,00 mm.

### 7.2.2 Programa de controle e aquisição

O programa de controle e aquisição é um dos principais resultados deste trabalho, que permanecerá disponível para ser utilizado em novos experimentos do grupo de pesquisa. Se por um lado o *software* fornecido pelo fabricante do osciloscópio já fornece muitos recursos, por outro lado o código desenvolvido neste trabalho responde a um problema específico para o qual não existia uma solução pronta. Além do controle sobre a fonte de tensão, o programa permite armazenar uma quantidade pré-estabelecida de pulsos, o que não teria sido possível de outro modo. Graças a esse recurso, foi possível estimar a flutuação intrínseca da taxa de ionização e estimar corretamente a sua incerteza. Além disso, é possível fazer outros estudos, não relatados nessa dissertação, mas que poderão ser realizados sistematicamente no futuro, sobre a estabilidade da amplitude média de um pulso com o tempo e da dispersão da amplitude associada à flutuação de elétrons iniciais.

Há uma desvantagem, no entanto. Esse tipo de aquisição, em que cada pulso é armazenado, requer um tempo maior. Em um experimento em que são realizadas muitas medições, o tempo maior de aquisição tem que ser compensado pela diminuição da amostra de pulsos, o que pode prejudicar a acurácia dos resultados. No entanto, é possível encontrar um compromisso entre tempo de aquisição e tamanho de amostra sem prejudicar a qualidade dos resultados.

Por último, cabe mencionar que futuras melhorias no experimento poderão exigir um controle automatizado sobre outros dispositivos. Poderá ser interessante, por exemplo, controlar remotamente a fonte de laser. Caso seja implementado um sistema de vácuo, por exemplo, poderá ser integrado ao código um módulo para fazer o controle desse sistema. Além disso, como pretende-se obter medidas em uma faixa mais larga de campo elétrico reduzido, provavelmente será necessário desenvolver um sistema de atenuadores controlados remotamente.

### 7.3 Resultados Experimentais

Em primeiro lugar, é de fundamental importância sistematizar os principais resultados obtidos em nitrogênio, uma vez que são eles que possibilitam obter uma conclusão a respeito da qualidade do experimento, no que diz respeito à reprodutibilidade dos resultados. De fato, um dos principais resultados deste trabalho, que demonstrou a sua eficácia para a finalidade a que foi projetado, foi a obtenção de resultados com um desvio padrão inferior a 1,5 % em relação ao ajuste linear (desvio padrão do ajuste), no caso da velocidade de deriva. Da mesma forma, o desvio típico em relação ao valor de referência<sup>1</sup> não foi superior a 1,5 %. A hipótese que postula uma relação linear entre a velocidade de deriva e o campo elétrico, simbolizada pela lei  $W = \mu E$ , mostrou-se adequada para descrever a maior parte dos resultados, fornecendo um valor preciso da mobilidade, válido com boa aproximação na faixa de campo elétrico reduzido entre 150 Td e 200 Td,  $\mu = 0,4304(9) \text{ cm}^2 \text{ ms}^{-1} \text{ V}^{-1}$ . Também verificou-se, por meio da aplicação dessa hipótese à combinação dos diversos conjuntos de medidas, que as condições de repetibilidade do experimento são boas. Essa é uma característica que nem sempre é fácil de ser obtida em experiências envolvendo parâmetros de transporte em gases, que são grandezas altamente sensíveis a pequenas variações de pureza, por exemplo.

Por outro lado, os resultados da taxa de ionização e do coeficiente de ionização apresentaram valores tipicamente inferiores aos resultados da simulação Monte Carlo e da literatura, embora tenham sido consistentes com os resultados do código Bolsig+. Na maior parte dos casos, no entanto, o ajuste do coeficiente de ionização pela fórmula de Townsend conduziu a parâmetros compatíveis com os resultados da literatura. A explicação para esse desvio não é conhecida, mas

---

<sup>1</sup>O valor de referência, no caso da velocidade de deriva do nitrogênio, são os resultados do código Magboltz, que foram adotados pelo fato de utilizarem uma base de dados de seções de choque muito bem estudadas, além do fato de ser mais consistente com os resultados da literatura do que o Bolsig+.

existe a possibilidade de que nesse caso um pequeno desvio na uniformidade do campo elétrico tenha gerado um efeito pronunciado nesses casos, mas desprezível no caso da velocidade de deriva. Em todo caso, os resultados obtidos servirão como base de dados para a comparação com futuros resultados, que deverão ajudar a esclarecer a razão do desvio e se de fato existiu. Em geral, as condições de repetibilidade do experimento foram boas, tendo sido observado, no entanto, algumas pequenas discrepâncias, cuja origem muito provavelmente está relacionada com a impureza do gás em uma das experiências.

Os resultados em isobutano, ainda que restrito a uma faixa de campo elétrico bem estreita (190 Td a 210 Td), é um dos primeiros resultados experimentais nessa faixa de campo elétrico reduzido<sup>1</sup>. O mesmo se pode afirmar da taxa de ionização e do coeficiente de ionização. Em especial, a velocidade de deriva apresentou um desvio pequeno em relação à simulação Monte Carlo ( $< 1,5\%$ ), mas sistematicamente acima dos valores simulados. Todos esses resultados servirão como ponto de partida para a comparação com futuros resultados a ser obtidos em outros experimentos, e, portanto, ajudarão a compor a base de dados necessária a uma melhor compreensão dos fenômenos de transporte em isobutano. Um exemplo concreto disso, já realizado neste trabalho, foi a verificação da consistência dos resultados do coeficiente de ionização com os resultados da literatura em campos elétricos reduzidos mais elevados [73, 76] e a indicação de que outros resultados da literatura, como o de Sharma e Sauli [74], podem ter apresentado desvios de algumas ordens de grandeza em relação aos valores verdadeiros.

Também verificou-se que a condição de repetibilidade do experimento é boa, contanto que seja garantida a uniformidade do campo elétrico. No caso da taxa de ionização e do coeficiente de ionização observou-se que os resultados provenientes dos dois conjuntos de medidas analisados apresentaram tendências claramente distintas, ainda que a comparação estatística ponto a ponto tenha mostrado que são compatíveis dentro de um intervalo de confiança com um fator de abrangência igual a três. Também nesse caso, a hipótese que parece mais razoável para esse fenômeno foi a presença de impureza no gás em uma das séries de medição.

Em suma, essa dissertação relata uma etapa importante de um experimento em andamento, construído para obter parâmetros de transporte em gases, demonstrando a sua originalidade e eficácia pelos resultados obtidos. Certamente, os resultados mais completos e significativos ainda estão para chegar, quando

---

<sup>1</sup>Existem outros trabalhos experimentais em que foi determinada a velocidade de deriva dos elétrons em isobutano, como por exemplo Schultz e Gresser (1978) [4], em uma faixa inferior a 20 Td de campo elétrico reduzido, e P. Fonte *et al* (2009) [75], em um intervalo de 5 Td a 200 Td.

o trabalho aqui relatado, que resulta do esforço de vários pesquisadores, estiver completamente amadurecido, em todos os aspectos, tanto teóricos quanto experimentais. Além disso, a teoria aqui sintetizada, resultante de um estudo cuja finalidade era a interpretação do fenômeno físico, ajudará a iluminar, ainda que em pequena medida e sem trazer nada de original, o entendimento sobre a intrincada física por trás da teoria de transporte de elétrons.



# Referências Bibliográficas

- [1] Yu. P. Raizer: *Gas Discharge Physics*. Springer, Berlin, Germany, primeira edição, 1997.
- [2] Djuko Sasa: *The multi-term Boltzmann equation analysis and Monte Carlo study of hydrodynamic and non-hydrodynamic charged particle swarms*. Tese de Doutorado, James Cook University, Australia, 2009.
- [3] G. J. M. Hagelaar e L. C. Pitchford: *Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models*. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14:722–733, 2005.
- [4] G. Schultz e J. Gresser: *A study of transport coefficients of electrons in some gases used in proportional and drift chambers*. *Nucl. Instr. and Meth.*, 151:413–431, 1978.
- [5] William R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, primeira edição, 1987.
- [6] Glenn F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc, New York/Chichester/Weinheim/Brisbane/Toronto/Singapore, terceira edição, 2000.
- [7] Anna Peisert e Fabio Sauli: *Drift and Diffusion of Electron in Gases: A Compilation*. Relatório Técnico, CERN, Geneva, 1984.
- [8] Goru Govinda Raju: *Gaseous Electronics – Theory and Practice*. Taylor & Francis, Boca Raton/London/New York, primeira edição, 2006.
- [9] J. Dutton: *A Survey of Electron Swarm Data*. *J. Phys. Ref. Data*, 4(3):577–856, 1975.
- [10] H. S. W. Massey e E. H. S. Burhop: *Electronic and Ionic Impact Phenomena*. Oxford at the Clarendon Press, London, UK, primeira edição, 1952.
- [11] H. A. Blevin e M. Z. Hasan: *The drift velocity of electrons in nitrogen*. *Aust. J. Phys.*, 20:741, 1967.
- [12] Y. Nakamura: *Drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon monoxide*. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 20:933–938, 1987.
- [13] L. Frommhold: *Eine Untersuchung der Elektronenkomponente von Elektronenlawinen im homogenen Feld II*. *Z. Phys*, 160:554, 1960.

- [14] M. J. Druyvesteyn e F. M. Penning: *The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure*. Reviews of Modern Physics, 12(2):87–173, 1940.
- [15] S. C. Haydon e O. M. Williams: *Combined spatial and temporal studies of growth in nitrogen*. J. Phys. D: Appl. Phys., 9:523–536, 1976.
- [16] W. R. L. Thomas: *The determination of the total excitation cross section in neon by comparison of theoretical and experimental values of Townsend's primary ionization coefficient*. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 2:551–561, 1969.
- [17] H. Tagashira, Y. Sakai e S. Sakamoto: *The development of electron avalanches in argon at high E/N values: II. Boltzmann equation analysis*. J. Phys. D: Appl. Phys., 10:1051–1063, 1977.
- [18] H. A. Blevin e J. Fletcher: *Electron Transport and Rate Coefficients in Townsend Discharges*. Aust. J. Phys., 37:593–600, 1984.
- [19] P. M. Morse, W. P. Allis e E. S. Lamar: *Velocity Distributions for Elastically Colliding Electrons*. Phys. Rev., 48:412–419, 1935.
- [20] Jr. James H. Parker e John J. Lowke: *Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields I. Theory*. Phys. Rev., 181:290–301, 1969.
- [21] Jr. James H. Parker e John J. Lowke: *Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields II. Application to Real Gases*. Phys. Rev., 181:302–311, 1969.
- [22] Edward A. Desloge e Steven W. Matthysse: *Collision Term in the Boltzmann Transport Equation*. American Journal of Physics, 28:1–11, 1960.
- [23] F. Llewellyn Jones: *Ionization and Breakdown in Gases*. Methuen, London, UK, primeira edição, 1966.
- [24] T. Holstein: *Energy Distribution of Electrons in High Frequency Gas Discharges*. Physical Review, 70:367–384, 1946.
- [25] Francis J. McCormack: *Inelastic Boltzmann Equation for Slightly Ionized Gases*. Physical Review, 178:319–326, 1969.
- [26] A. V. Phelps e L. C. Pitchford: *Anisotropic scattering of electrons by N<sub>2</sub> and its effect on electron transport*. Physical Review A, 31:2932, 1985.
- [27] Gilberto Medeiros Kremer: *Uma Introdução à Equação de Boltzmann*. Edusp, São Paulo, Brasil, primeira edição, 2005.
- [28] Nist: *The Nist reference on Constants, Units, and Uncertainty*, 2010. <http://lnk.nu/physics.nist.gov/16n6>, acessado em 04 de janeiro de 2010.
- [29] Y. Sakai, H. Tagashira e S. Sakamoto: *The development of electron avalanches in argon at high E/N values: I. Monte Carlo simulation*. J. Phys. D: Appl. Phys., 10:1035–1049, 1977.

- [30] L. G. H. Huxley: *Mathematical model for a group of electron drifting between plane parallel electrodes*. Aust. J. Phys., 25:523–527, 1972.
- [31] S. F. Biagi: *Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields*. Nucl. Instr. and Meth. A, 421:234–240, 1999.
- [32] G.W. Fraser e E. Matheison: *Monte Carlo calculation of electron transport coefficients in counting gas mixtures*. Nucl. Instr. and Meth. A, 247:644, 1986.
- [33] H.R. Skullerud: *The stochastic computer simulation of ion motion in a gas subjected to a constant electric field*. Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D), 1:1567, 1968.
- [34] Stephen Biagi: *Magboltz 8.6*, 2009. <http://lnk.nu/consult.cern.ch/16n5.f>, acessado em 04 de janeiro de 2010.
- [35] G.J.M. Hagelaar: *Bolsig+*, 2008. <http://lnk.nu/laplace.univ-tlse.fr/16rr/>, acessado em 22 de fevereiro de 2010.
- [36] Lasertechnik Berlin – LTB: *MNL 200, Midi-Nitrogen-Laser*, 3 2009. <http://lnk.nu/ltb-berlin.de/14oy.pdf>, acessado em 04 de janeiro de 2010.
- [37] Huntington: *L-2241 Micrometer Linear Positioner*, 2010. <http://lnk.nu/huntvac.com/14p2.php>, acessado em 04 de janeiro de 2010.
- [38] Spellman High Voltage Electronics Corporation, Valhalla, NY, USA: *225 Series User's Manual*, 2000. <http://lnk.nu/spellmanhv.com/11oi.ashx>, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [39] Mitutoyo: *Sheet Metal Micrometers-Series 389,189,119,118*, 2010. <http://lnk.nu/mitutoyo.com/14pe.aspx>, acessado em 04 de janeiro de 2010.
- [40] Robert N. Varney: *Drift velocity of ions in Oxygen, Nitrogen, and Carbon Moxide*. Physical Review, 89(4):708–711, 1953.
- [41] Comet: *CFMN-350AAC/15-DE-G*, 2009. <http://lnk.nu/comet.ch/14zh.pdf>, acessado em 04 de janeiro de 2010.
- [42] Phillips: *BGM1013 MMIC wideband amplifier*, maio 2006. Rev. 04.
- [43] D. Belver, P. Cabanelas, E. Castro, J. Díaz, J. A. Garzón, A. Gil, D. Gonzalez-Diaz, W. Koenig, M. Traxler e M. Zapata: *Performances of the Front-End electronics for the HADES RPC TOF wall on a  $^{12}\text{C}$  beam*. Nucl. Instr. and Meth. A, 602:788–791, 2009.
- [44] Maxim Integrated Products, 120 San Gabriel Drive, Sunnyvale, USA: *Ultra-High-Speed, Low-Noise, Low-Power, SOT23 Open-Loop Buffers*, 2007. Rev. 3 - 03/2007.



- [45] K. Zsdánsk: *Precise measurement of small currents*. Nucl. Instr. and Meth., 112:299–303, 1973.
- [46] E. W. J. Mitchell e J. W. Mitchell: *The Work Functions of Copper, Silver and Aluminium*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 210:70–84, 1951.
- [47] L. V. Keldysh: *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Soviet Physics JETP, 20:1307–1314, 1965.
- [48] Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, NY, USA: *ANSI/IEEE Std 488.1-1987*, 1987.
- [49] F. M. Penning: *Über Ionisation durch metastabile Atome*. Die Naturwissenschaften, 15:818, 1927.
- [50] S. Ramo: *Currents induced by electron motion*. Proc. I.R.E., 27:584–585, 1939.
- [51] E. Gatti, G. Padovini e V. Radeka: *Signal evaluation in multielectrode radiation detectors by means of a time dependent weighting vector*. Nucl. Instr. and Meth., 193:651–653, 1982.
- [52] W. Kaplan: *Advanced Calculus*. Addison-Wesley Publishing Company, quarta edição, 1991.
- [53] W. Riegler: *Induced signals in resistive plate chambers*. Nucl. Instr. and Meth. A, 491:258–271, 2002.
- [54] Tran Tien Lang: *Computerized Instrumentation*. John Willey & Sons Ltd., Chichester, England, primeira edição, 1991.
- [55] Keithley Instruments: *Model 2000 Multimeter User's Manual*, maio 1994. <http://www.keithley.com/data?asset=814>, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [56] Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, NY, USA: *IEEE Std 488.2-1992*, 1992.
- [57] National Instruments, Austin, Texas:  *GPIB Hardware Guide*, 2009. <http://ftp.ni.com/support/manuals/370426g.pdf>, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [58] The MathWorks, Inc: *Instrument Control Toolbox*, 2008. <http://lnk.nu/mathworks.com/11q5.html>, acessado em 11 de janeiro de 2010.
- [59] LeCroy: *Operator's Manual*, fevereiro 2007. <http://lnk.nu/lecroy.com/11p9.pdf>, Rev. K, acessado em 14 de outubro de 2009.

- [60] microsoft.com: *Introduction to ActiveX Controls*, 2008. <http://lnk.nu/msdn.microsoft.com/11pb.aspx>, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [61] LeCroy: *X-Stream COM Object Programming with MATLAB®*. <http://lnk.nu/lecroy.com/11p7.pdf>, Application Brief LAB\_831, Rev. 2, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [62] LeCroy: *Automation Manual*, julho 2003. <http://lnk.nu/lecroy.com/11p8.pdf>, Rev. A, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [63] SCPI Consortium: *Standard Commands for Programmable Instruments (SCPI)*, maio 1999. <http://lnk.nu/ivifoundation.org/11pc.PDF>, acessado em 14 de outubro de 2009.
- [64] Kenneth Levenberg: *A Method for the Solution of Certain Non-Linear Problems in Least Squares*. *The Quarterly of Applied Mathematics*, 2:164–168, 1944.
- [65] Donald Marquardt: *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters*. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 11:431–441, 1963.
- [66] I. D. Hill e M. C. Pike: *Algorithm 299 Chi-squared Integral*. *Communications of ACM*, 10(4):431–441, 1967.
- [67] Vito R. Vanin, P. Gouffon e O. Helene: *Tópicos Avançados em Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*.
- [68] H. Hasegawa, H. Date, M. Shimosuma, K. Yoshida e H. Tagashira: *The drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon dioxide from 20 to 1000 Td*. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29:2664–2667, 1996.
- [69] T. N. Daniel e F. M. Harris: *The spatial growth of ionization currents in nitrogen at voltages up to 500 kV*. *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 3:363–368, 1970.
- [70] A. H. Cookson, B. W. Ward e T. J. Lewis: *Townsend's first ionization coefficient for methane and nitrogen*. *Brit. J. Appl. Phys.*, 17:891–903, 1966.
- [71] S. C. Haydon: *The experimental values of the Townsend first ionization coefficient in nitrogen at low values of  $E/p$* . *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5:L79, 1972.
- [72] Iara Batista de Lima: *Medidas do coeficiente de multiplicação gasosa no isobutano puro*. Tese de Mestrado, Instituto de pesquisas energéticas e nucleares, 2010.
- [73] Mohammad Nakhostin, Mamoru Baba, Tsutomu Ohtsuki, Takuji Oishi e Toshiro Itoga: *Precise measurement of first Townsend coefficient, using parallel plate avalanche chamber*. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 572:999–1003, 2007.
- [74] A. Sharma e F. Sauli: *A Measurement of the First Townsend Coefficient in Argon Based Mixtures at High Fields*. In *Sixth International Wire Chamber Conference*. European Organization for Nuclear Research, 1992.

- [75] P. Fonte, A. Mangiarotti, S. Botelho, J. A. C. Gonçalves, M. A. Ridenti e C. C. Bueno: *A dedicated setup for the measurement of the electron transport parameters in gases at large electric fields*. Nucl. Instr. and Meth. A, 613:40–45, 2009.
- [76] K. Tsumaki: *Determination of the Primary Townsend Coefficient Using a Parallel Plate Avalanche Counter*. Japanese Journal of Applied Physics, 27:393–396, 1988.
- [77] J. E. Draper: *A new fast transmission detector of charged particles*. Nucl. Instr. and Meth., 30:148–150, 1964.
- [78] The MathWorks, Inc: *Creating Graphical User Interfaces*, 2009. <http://lnk.nu/mathworks.com/11pa.html>, acessado em 16 de outubro de 2009.

# Apêndice A

## Corrente de deslocamento

O termo de corrente de deslocamento no segundo membro da equação 3.24 pode ser calculada no caso extremo em que o tempo de coleta das cargas é muito menor do que o tempo característico do circuito, utilizando um raciocínio proposto por J. E. Drapper (1964) [77]. Esse raciocínio pressupõe que a câmara está isolada, de modo que, por conservação de energia, a energia despendida para realizar trabalho sobre as cargas ao longo de uma trajetória qualquer é inteiramente fornecida pelo condensador. Seja  $\mathcal{E}$  a energia armazenada em um capacitor de capacitância  $C$  ao qual é aplicado uma diferença de potencial  $V_{an}$ . Uma quantidade infinitesimal de energia  $d\mathcal{E}$  fornecida aos elétrons resulta em uma queda infinitesimal  $d\varphi$  de potencial. Conhecendo a relação entre  $\mathcal{E}$  e  $V_{an}$ , a relação entre  $d\mathcal{E}$  e  $d\varphi$  pode ser calculada,

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}CV_{an}^2 \Rightarrow d\mathcal{E} = CV_{an} d\varphi . \quad (\text{A.1})$$

Pela lei de conservação, a energia fornecida aos elétrons é igual ao trabalho  $d\tau$  realizado pelo campo elétrico sobre as cargas ao longo de um deslocamento infinitesimal, ou seja,

$$d\tau = -d\mathcal{E} \Rightarrow q_-Edz = -CV_{an} d\varphi , \quad (\text{A.2})$$

onde  $E_z$  é a magnitude do campo elétrico, perpendicular ao plano dos eletrodos e paralelo à direção do eixo  $z$ . A componente do campo elétrico no eixo  $z$  na região entre as placas paralelas de um capacitor é aproximadamente igual a  $-V_{an}/d$ , de modo que a expressão A.2 pode ainda ser rescrita como

$$d\varphi = \frac{q_-}{Cd}dz . \quad (\text{A.3})$$

No caso em que há várias cargas pontuais em deslocamento,  $dz$  deve ser interpretado como sendo o deslocamento médio das cargas pontuais em um dado intervalo de tempo  $dt$ , de modo que  $dz = W_0dt$ . Portanto,

$$d\varphi = \frac{q_-}{Cd}W_0 dt \Rightarrow \varphi(t) = \int_{t_0}^t \frac{q_-}{Cd}W_0 dt , \quad (\text{A.4})$$

onde  $t_0$  é o instante inicial do deslocamento das cargas. Se a velocidade  $W_0$  for constante com relação ao tempo (regime de equilíbrio hidrodinâmico), então

$$\varphi(t) = \frac{W_0}{Cd} \int_{t_0}^t q_- dt, \quad (\text{A.5})$$

ou, na forma diferencial,

$$C \frac{d\varphi}{dt} = \frac{W_0}{d} q_-. \quad (\text{A.6})$$

Substituindo o resultado obtido em 3.24, obtém-se que a corrente total é nula. Na aproximação de isolamento da câmara, é o resultado esperado.

# Apêndice B

## Código do *RPCLab*

Antes de iniciar a apresentação do código, é necessário dar uma descrição em linhas gerais a respeito da estrutura do programa. Como mencionado em 4.2.1, o programa foi codificado utilizando a linguagem MATLAB<sup>®</sup>, que oferece suporte à criação de aplicações com interface gráfica<sup>1</sup>. O *layout* da janela e os códigos de identificação dos controles são configurados utilizando o ambiente de desenvolvimento de interface gráfica *GUIDE*, uma ferramenta de programação do MATLAB<sup>®</sup>.

O código do *RPCLab* está composto pelo programa principal, *RPCLab.m*, e outras funções que representam sub-rotinas constantemente utilizadas. Na função principal está codificado o comportamento dos controles e das janelas e a ordem de execução das sub-rotinas. Exemplo de outras sub-rotinas são as funções *AcquireWaveForm* e *AcquireCurrent*, que se ocupam respectivamente da aquisição de dados no osciloscópio e no multímetro, ou a função *SalvaAquisic*, que é chamada sempre que se faz necessário salvar os dados.

Cada uma das seguintes seções está dedicada à apresentação do código de uma das funções. Além dos comentários no próprio código, é feita também uma breve descrição da função.

---

<sup>1</sup>O manual fornecido pelo fabricante do MATLAB<sup>®</sup>, disponível gratuitamente na internet [78], fornece todos os passos necessários para a criação de uma aplicação com interface gráfica utilizando o ambiente de desenvolvimento *GUIDE*.

## B.1 Função RPCLab.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 08/04/09
% Data de Última alteração: 10/06/09
% Finalidade: Interface gráfica (GUI) do programa
% RPCLab
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function varargout = gui(varargin)
% RPCLab M-file para gui.fig
% H = RPCLab retorna o descritor para um novo RPCLab or
% ou o descritor para uma instância excluiva (singleton)
%
% RPCLab('Property','Value',...) cria um novo RPCLab
% usando os valores de propriedades fornecidos.
% Propriedades não reconhecidas são passadas via varargin
% para gui_OpeningFcn. Essa sintaxe produz um aviso quando
% existe um singleton
%
% RPCLab('CALLBACK') e RPCLab('CALLBACK',hObject,...)
% chama afunção local chamada CALLBACK em RPCLab.M com
% argumentos de entrada dados.

% Código de inicialização
gui_Singleton = 1;
gui_State = struct('gui_Name', mfilename,...
                  'gui_Singleton', gui_Singleton,...
                  'gui_OpeningFcn', @gui_OpeningFcn,...
                  'gui_OutputFcn', @gui_OutputFcn,...
                  'gui_LayoutFcn', [],...
                  'gui_Callback', []);
if nargin && ischar(varargin{1})
    gui_State.gui_Callback = str2func(varargin{1});
end

if nargout
    [varargout{1:nargout}] = gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
else
    gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
end
% Finaliza código de inicialização

% --- Executa assim que gui estiver visível.

```

```

function gui_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles, varargin)
% Função sem valor de retorno
% hObject    descritor para figura
% eventdata  reservado - para ser definido em versões futuras
%do Matlab
% handles    estrutura com descritores e dados do usuário
% varargin   valores não reconhecidos de
%PropertyName/PropertyValue

% Escolhe linha de comando padrão para a saída
handles.output = hObject;

%
movegui(handles.figure1, 'north');

% Atualiza estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

% Preenche os campos com os valores padrão
initialize_gui(hObject, handles, false);

% UIWAIT faz gui esperar pela resposta do usuário
% uiwait(handles.figure1);

function figure1_CloseRequestFcn(hObject, eventdata, handles)
% Fecha o GUI e qualquer janela aberta
%if isfield(handles,'PlotFigure') & ishandle(handles.PlotFigure),
%   close(handles.PlotFigure);
%end

%Verifica se é necessário baixar a tensão
button = questdlg('Você deseja fechar o programa?');
if(strcmpi(button,'Yes'))
    if(handles.SpellMan.Estado == 1)
        BaixaTensao(handles);
    end
    shh = get(0,'ShowHiddenHandles');
    set(0,'ShowHiddenHandles','on');
    currFig = get(0,'CurrentFigure');
    set(0,'ShowHiddenHandles',shh);
    delete(currFig);
else
    return;
end

% As saídas dessa função são retornadas para a linha de comando

```



```

function varargout = gui_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)
% varargout cadeia de células para retornar os valores
%de saída
% hObject   descritor para figura
% eventdata reservado - para ser definido em versões futuras
%do Matlab
% handles   estrutura com descritores e dados do usuário

% Obtém da estrutura de descritores a linha de comando padrão
varargout{1} = handles.output;

function EDITTEMPERATURE_Callback(hObject, eventdata, handles)
% Obtém o valor da temperatura fornecida pelo usuário
temperature = str2double(get(hObject, 'String'));
% Verifica a consistência do valor fornecido
if(temperature < -273.15 || isnan(temperature))
    errordlg('O valor fornecido não é válido','Error');
    set(hObject, 'String', handles.CData.Temperature);
else
% Calcula o campo elétrico reduzido e atualiza os descritores
    handles.CData.Temperature = temperature;
    handles.CData.ReducedField = ...
        760E17*handles.CData.ElectricField*(...
        handles.CData.Temperature+273.15)/(...
        handles.Constant.Loschimidt*...
        handles.CData.Pressure*273.15);
    linefeed = char(10);
% Atualiza o painel de status
    handles.Mensagem.Status = ['A tensão actual é '...
        num2str(handles.Data.Tension.Actual) 'V.'...
        linefeed 'A tensão a ser aplicada é '...
        num2str(handles.Data.Tension.Subsequente) 'V.'...
        linefeed 'O campo a ser obtido é: '...
        num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td'];
    set(handles.AQUISTATUS, 'String', handles.Mensagem.Status);
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITTEMPERATURE_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUiControlBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function EDITPressure_Callback(hObject, eventdata, handles)

```

```

% Obtém o valor da pressão local fornecida pelo usuário
Pressure = str2double(get(hObject, 'String'));
% Verifica a consistência do valor fornecido
if(Pressure <= 0 || isnan(Pressure))
    errordlg('O valor fornecido não é válido','Error');
    set(hObject, 'String', handles.CData.Pressure);
else
% Calcula o campo elétrico reduzido e atualiza os descritores
    handles.CData.Pressure = Pressure;
    handles.CData.ReducedField =...
        760E17*handles.CData.ElectricField*(...
        handles.CData.Temperature+273.15)/(...
        handles.Constant.Loschmidt*...
        handles.CData.Pressure*273.15);
    newlinefeed = char(10);
% Atualiza o painel de status
    handles.Mensagem.Status = ['A tensão actual é '...
        num2str(handles.Data.Tension.Actual) 'V.'...
        newlinefeed 'A tensão a ser aplicada é ' ...
        num2str(handles.Data.Tension.Subsequente) 'V.'...
        newlinefeed 'O campo a ser obtido é: '...
        num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td'];
    set(handles.AQUISTATUS, 'String', handles.Mensagem.Status);
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITPressure_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function EDITGAP_Callback(hObject, eventdata, handles)
Vincr = handles.Data.Tension.Incremento;
Vfin = handles.Data.Tension.Final;
% Obtém o valor do espaçamento entre os eletrodos
gap = str2double(get(hObject, 'String'));
% Verifica a consistência do valor fornecido
if(gap <= 0 || isnan(gap))
    errordlg('O valor fornecido não é válido','Error');
    set(hObject, 'String', handles.CData.Gap);
else
% Verifica se o usuário deseja campo elétrico fixo
    if(get(handles.RADIOFIELD,'Value') ==...
        get(handles.RADIOFIELD,'Min'))
        handles.CData.Gap = gap;

```

```

handles.CData.ElectricField =...
    10*handles.Data.Tension.Inicial/gap;
handles.CData.ReducedField =...
    760E17*handles.CData.ElectricField*(...
    handles.CData.Temperature+273.15)/(...
    handles.Constant.Loschimidt*...
    handles.CData.Pressure*273.15);
linefeed = char(10);
handles.Mensagem.Status = ['A tensão actual é '...
    num2str(handles.Data.Tension.Actual) 'V.'...
    linefeed 'A tensão a ser aplicada é '...
    num2str(handles.Data.Tension.Subsequente) 'V.'...
    linefeed 'O campo a ser obtido é: ' ...
    num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td'];
% Atualiza o campo elétrico e o status de aquisição
set(handles.ELECTRICFIELD, 'String',...
    handles.CData.ElectricField);
set(handles.AQUISTATUS, 'String',...
    handles.Mensagem.Status);
else
handles.Data.Tension.Inicial = ...
    0.1*gap*handles.CData.ElectricField;
handles.Data.Tension.Subsequente =...
    handles.Data.Tension.Inicial;
% Verifica se a tensão a ser obtida é consistente com o limite
if((Vincr+handles.Data.Tension.Inicial)>Vfin)
    errordlg('O valor fornecido não é válido','Error');
    set(hObject, 'String', handles.CData.Gap);
else
handles.CData.Gap = gap;
set(handles.EDITTENSAOINICIAL, 'String',...
    handles.Data.Tension.Inicial);
linefeed = char(10);
handles.Mensagem.Status = ['A tensão actual é '...
% Atualiza o painel de status
    num2str(handles.Data.Tension.Actual) 'V.' ...
    linefeed 'A tensão a ser aplicada é '...
    num2str(handles.Data.Tension.Subsequente) 'V.'...
    linefeed 'O campo a ser obtido é: '...
    num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td'];
set(handles.AQUISTATUS, 'String',...
    handles.Mensagem.Status);
end
end
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

```

```

function EDITGAP_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function RADIOEFIELD_Callback(hObject, eventdata, handles)

function EDITTENZAOMAX_Callback(hObject, eventdata, handles)
% Obtém o valor da tensão máxima especificada pelo usuário
VMax = str2double(get(hObject, 'String'));
Vfin = handles.Data.Tension.Final;
% Verifica a consistência do valor fornecido
if (isnan(VMax) || VMax < Vfin)
    set(hObject, 'String', handles.Data.Tension.VMax);
    errordlg('0 valor fornecido não é válido','Error');
else
% Verifica se a fonte de tensão está ou não em modo remoto
    if(handles.SpellMan.Estado == 1)
%Limita remotamente a tensão da fonte para VMax
        mens = sprintf('L%5.3fKG', VMax*0.001);
        fprintf(handles.SpellMan.gSpellMan, mens);
        handles.Data.Tension.VMax = VMax;
    elseif(handles.SpellMan.Estado == -1 ||...
        handles.SpellMan.Estado == 0)
        set(hObject, 'String', handles.Data.Tension.VMax);
% Em modo manual, o limite de tensão deve ser configurado
% manualmente
        hMsgbox = msgbox(['A tensão máxima não pode ser '...
            'alterada quando a fonte de tensão está em modo '...
            'remoto inativo ou manual.']);
        uiwait(hMsgbox);
    end
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITTENZAOMAX_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function EDITTENZAOINICIAL_Callback(hObject, eventdata,...
    handles)
Vincr = handles.Data.Tension.Incremento;

```

```

% Obtém valor de tensão inicial
Vinit = str2double(get(hObject, 'String'));
Vfin = handles.Data.Tension.Final;
VinitMax = handles.Data.Tension.InitMax;
Vactual = handles.Data.Tension.Actual;
VincrMax = handles.Data.Tension.IncrementoMax;
%Teste de consistência da tensão final
if((Vincr+Vinit)>Vfin || Vinit < 0 || isnan(Vinit))
    set(hObject, 'String', handles.Data.Tension.Inicial);
    error('O valor fornecido não é válido');
elseif((abs(Vactual-Vinit)>VincrMax || Vinit>VinitMax) && ...
    (handles.SpellMan.Estado == 1 ||...
    handles.SpellMan.Estado == -1))
    set(hObject, 'String', handles.Data.Tension.Inicial);
    error('O valor fornecido não é válido');
else
    handles.Data.Tension.Inicial = Vinit;
    handles.Data.Tension.Subsequente = Vinit;
    linefeed = char(10);
    mens = ['A tensão actual é '...
        num2str(handles.Data.Tension.Actual) 'V.' linefeed...
        'A tensão a ser aplicada é ' ...
        num2str(handles.Data.Tension.Subsequente) 'V.'];
% Verifica se o usuário deseja campo elétrico fixo
if(get(handles.RADIOFIELD, 'Value') == ...
    get(handles.RADIOFIELD, 'Min'))
    handles.CData.ElectricField =...
        10*handles.Data.Tension.Inicial/handles.CData.Gap;
    handles.CData.ReducedField =...
        760E17*handles.CData.ElectricField*(...
        handles.CData.Temperature+273.15)/(...
        handles.Constant.Loschimidt*...
        handles.CData.Pressure*273.15);
% Atualiza o painel de campo elétrico
set(handles.ELECTRICFIELD, 'String',...
    handles.CData.ElectricField);
mens = strcat(mens, [linefeed...
    'O campo a ser obtido é: '...
    num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td']);
% Atualiza painel de status
set(handles.AQUISTATUS, 'String', mens);
else
    handles.CData.Gap = 10*Vinit/...
        handles.CData.ElectricField;
% Indica o espaçamento entre os eletrodos para
% manter campo fixo
set(handles.EDITGAP, 'String', handles.CData.Gap);

```

```

        mens = strcat(mens, [linefeed ...
        'O campo a ser obtido é: ' ...
        num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td']);
% Atualiza painel de status
        set(handles.AQUISTATUS, 'String', mens);
    end
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITTENSAOINICIAL_CreateFcn(hObject,...
    eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function EDITTENSAOFINAL_Callback(hObject, eventdata, handles)
% Obtem valor da tensão final
Vfin = str2double(get(hObject, 'String'));
Vincr = handles.Data.Tension.Incremento;
Vinit = handles.Data.Tension.Inicial;
VMax = handles.Data.Tension.VMax;
%Teste de consistência da tensão final
if((Vincr > 0 && Vfin<=Vinit) || Vfin <0 ||...
    (Vincr == 0 && Vfin<Vinit) || Vfin>VMax || isnan(Vfin))
    set(hObject, 'String', handles.Data.Tension.Final);
    errordlg('O valor fornecido não é válido');
else
% Atualiza o descritor da tensão final
    handles.Data.Tension.Final = Vfin;
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITTENSAOFINAL_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function EDITINCREMENTO_Callback(hObject, eventdata, handles)
Vfin = handles.Data.Tension.Final;
% Obtém incremento de tensão
Vincr = str2double(get(hObject, 'String'));
VincrMax = handles.Data.Tension.IncrementoMax;

```

```

Vinit = handles.Data.Tension.Inicial;
%Teste de consistência da tensão final
if((Vincr+Vinit)>Vfin || Vincr < 0 ||...
    isnumeric(Vincr) ~= true || Vincr>VincrMax)
    set(hObject, 'String', handles.Data.Tension.Incremento);
    errordlg('0 valor fornecido não é válido');
else
% Atualiza o descritor di incremento de tensão
handles.Data.Tension.Incremento = Vincr;
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITINCREMENTO_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUiControlBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function RADIOMEDIRCORRENTE_Callback(hObject,...
    eventdata, handles)

function RADIOMEDIRSINAL_Callback(hObject, eventdata, handles)

% Função para definir o comportamento do estado de operação
function RADIOMANUALOPERATOR_Callback(hObject,...
    eventdata, handles)
if(get(hObject,'Value') == get(hObject,'Max') &&...
    handles.SpellMan.Estado == 1)
% Fecha a comunicação com a fonte de tensão
FinalizaSpellman(handles.SpellMan.gSpellMan, 0);
% Coloca em modo manual
handles.SpellMan.Estado = 0;
set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'off');
set(handles.ESTADODAFONTE, 'String', 'Modo manual');
handles.Data.Tension.VMax = 30000;
set(handles.EDITTENSAOMAX, 'String',...
    handles.Data.Tension.VMax);
elseif(get(hObject,'Value') == get(hObject,'Min') &&...
    handles.SpellMan.Estado == 0)
% Coloca em modo remoto inativo
handles.SpellMan.Estado = -1;
set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'on');
set(handles.ESTADODAFONTE, 'String',...
    'Modo remoto inativo');
handles.Data.Tension.VMax = 1000;
set(handles.EDITTENSAOMAX, 'String',...

```

```

        handles.Data.Tension.VMax);
elseif(get(hObject,'Value') == get(hObject,'Max') &&...
    handles.SpellMan.Estado == -1)
% Coloca em modo manual
    handles.SpellMan.Estado = 0;
    set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'off');
    set(handles.ESTADODAFONTE, 'String', 'Modo manual');
    handles.Data.Tension.VMax = 30000;
    set(handles.EDITTENZAOMAX, 'String',...
        handles.Data.Tension.VMax);
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITAQUICORRENTE_Callback(hObject, eventdata, handles)
% Obtém o número de aquisições de corrente
% fornecido pelo usuário
n = str2double(get(hObject, 'String'));
% O número máximo de aquisições de corrente depende
% da capacidade do buffer do instrumento
nMax = handles.Data.Current.nCurrentMax;
% Verifica a consistência valor fornecido
if(n>nMax || n<2 || isnumeric(n) ~= true)
    set(hObject, 'String', handles.Data.Current.n);
    errormsg = ['O número de aquisições deve ser '...
        'menor ou igual a ' num2str(nMax) ' e maior ou igual a 2'];
    errordlg(errormsg, 'Atenção!');
else
    handles.Data.Current.n = n;
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITAQUICORRENTE_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

function EDITAQUISINAL_Callback(hObject, eventdata, handles)
% Obtém o número de aquisições de sinal fornecido pelo usuário
n = str2double(get(hObject, 'String'));
% O número máximo de aquisições está limitado em função da
% capacidade de memória do osciloscópio
nMax = handles.Data.Wave.nMax;
% Verifica a consistência valor fornecido
if(n>nMax || n<1 || isnumeric(n) ~= true)

```



```

set(hObject, 'String', handles.Data.Wave.n);
errmsg = ['0 número de aquisições deve ser '...
         'menor ou igual a' num2str(nMax) ' e maior ou igual a 1'];
errordlg(errormsg, 'Atenção!');
else
    handles.Data.Wave.n = n;
end
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(hObject, handles);

function EDITAQUISINAL_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),...
    get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

% Procedimento de execução do botão 'Medir'
function PUSHMEDIR_Callback(hObject, eventdata, handles)
%-----%
%                               APLICA TENSÃO                               %
%-----%
% Inicia bloco de aplicação de tensão
strV = num2str(handles.Data.Tension.Subsequente);
%Verifica se o limite de tensão superou o especificado.
if(handles.Data.Tension.Subsequente > handles.Data.Tension.Final)
    msgbox('Aumente o limite de tensão!', 'Atenção',...
        'warn', 'modal');
    return
end
% Caso a operação seja remota, pergunta-se ao usuário se
% deseja mesmo que a tensão especificada seja de fato aplicada
if(get(handles.RADIOMANUALOPERATOR,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Min'))
    mens = ['A tensão a ser enviada à fonte de tensão '...
           'pelo operador é ' strV 'V.'];
    ButtonRemoteTension = questdlg(mens,'Aplica tensão',...
        'Sim','Não','Sim');
    if(strcmpi(ButtonRemoteTension, 'Não') == true ||...
        isempty(ButtonRemoteTension) == true)
        errordlg('Operação cancelada', 'Erro');
        return;
    end
    V = handles.Data.Tension.Subsequente;
% Caso a operação da tensão seja manual, pede ao usuário que
% aplique a tensão e forneça o valor aplicado
else
    mens = ['Aplique a tensão ' strV 'V.'];

```

```

    strV = inputdlg(mens,'Aplica tensão');
    V = str2double(strV);
    Vout = V;
% Retorna no caso de ter sido passado caractere.
    if(isnan(V))
        errordlg('Entre apenas com caracteres numéricos',...
            'Erro');
        return
    end
    if isempty(V)
        errordlg('Operação cancelada', 'Erro');
        return
    end
end
% Verifica se o limite de tensão superou o especificado.
if(V > handles.Data.Tension.Final)
    msgbox('Aumente o limite de tensão!', 'Atenção',...
        'warn', 'modal');
    return
end
% Caso o operador esteja em estado remoto inativo,
% nesse momento o controlador tentará se conectar ao instrumento
if(handles.SpellMan.Estado == -1 && ...
    get(handles.RADIOMANUALOPERATOR,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Min'))
    handles.SpellMan.gSpellMan = IniciaSpellman(...
        handles.NI.index, ...
        handles.SpellMan.adress, handles.Data.Tension.VMax);
    s = handles.SpellMan.gSpellMan.Status;
    s(5:6) = 'ed';
% Caso não seja possível se conectar à fonte de tensão,
% o controlador reestabelece o modo de operação manual
    if(s == 'closed')
        delete(handles.SpellMan.gSpellMan)
        errordlg(...
            'Não foi possível conectar-se com a fonte de tensão.',...
            'Erro');
        handles.SpellMan.Estado = 0;
        set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'off');
        set(handles.RADIOMANUALOPERATOR, 'Value', 1);
        set(handles.ESTADODAFONTE, 'String', 'Modo manual');
        handles.Data.Tension.VMax = 30000;
        set(handles.EDITTENZAOMAX, 'String',...
            handles.Data.Tension.VMax);
        guidata(hObject, handles);
        return;
    else

```

```

        handles.SpellMan.Estado = 1;
        set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'on');
        set(handles.ESTADODAFONTE, 'String',...
            'Modo remoto ativo');
    end
end
if(handles.SpellMan.Estado == 1)
    Vout = AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
end
strV = num2str(V);
handles.Data.Tension.Actual = handles.Data.Tension.Subsequente;
handles.Data.Tension.Subsequente = handles.Data.Tension.Actual...
    + handles.Data.Tension.Incremento;
linefeed = char(10);
mens = ['A tensão actual é ' strV 'V.' linefeed...
    'A tensão a ser aplicada é '...
    num2str(handles.Data.Tension.Subsequente) 'V.'];
% Atualiza o campo elétrico reduzido no painel de status.
if(get(handles.RADIOEFIELD, 'Value') ==...
    get(handles.RADIOEFIELD, 'Min'))
    handles.CData.ElectricField =...
        10*handles.Data.Tension.Subsequente/handles.CData.Gap;
    handles.CData.ReducedField = 760E17*...
        handles.CData.ElectricField*(...
        handles.CData.Temperature+273.15)/(...
        handles.Constant.Loschimidt*...
        handles.CData.Pressure*273.15);
    mens = strcat(mens, [linefeed 'O campo a ser obtido é:...
        ' num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td']);
    set(handles.ELECTRICFIELD, 'String', ...
        handles.CData.ElectricField);
else
    mens = strcat(mens, [linefeed 'O campo a ser obtido é: ...
        num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td']);
    handles.CData.Gap = 10*handles.Data.Tension.Subsequente/...
        handles.CData.ElectricField;
    set(handles.EDITGAP, 'String', handles.CData.Gap);
end
set(handles.AQUISTATUS, 'String', mens);
handles.Mensaje.Status = mens;
guidata(hObject, handles);

%-----%
%                PROCESSO DE MEDIÇÃO                %
%-----%

% Verifica se ambos os botões de aquisição

```

```

% estão desligados
if(get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Min')...
    && get(handles.RADIOMEDIRCORRENTE,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Min'))
    msgbox('Selecione uma opção de medida!', 'Atenção',...
        'warn', 'modal')
    return;
end
% Conecta-se ao osciloscópio e ao multímetro
if(get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Max')...
    && get(handles.RADIOMEDIRCORRENTE,'Value')...
    == get(handles.RADIOMEDIRCORRENTE,'Max'))
    n = handles.Data.Wave.n;
    nCurrent = handles.Data.Current.n;
% Inicializa conexão cliente-servidor com o osciloscópio
    h = actxserver('Lecroy.wavemasterapplication');
% Criação de variáveis tipo objeto que se referem
% as informações da aquisição
    Control.Acquisition = h.get('Acquisition');
    Control.C3 = Control.Acquisition.get('C3');
    Control.C2 = Control.Acquisition.get('C2');
    Control.C3Out = Control.C3.get('Out');
    Control.C2Out = Control.C2.get('Out');
    Control.C3Result = Control.C3Out.get('Result');
    Control.C2Result = Control.C2Out.get('Result');
% Inicialização do multímetro
    gKeithley = IniciaKeithley(handles.NI.index,...
        handles.Keithley.adress);
    s = gKeithley.Status;
    s(5:6) = 'ed';
    if(s == 'closed')
        delete(gKeithley);
        clear gKeithley;
        hError = errordlg(...
            'Não foi possível conectar-se com o multímetro.',...
            'Erro');
        uiwait(hError);
    return;
end
% PRIMEIRO CICLO - MEDIÇÃO DO FUNDO
% Estabelecimento do modo de disparo (trigger) em 'Normal'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Normal');
% Abertura do laser e ajuste manual de escala
    hMsgbox = msgbox(...
        ['Abra o laser e ajuste a escala vertical e '...

```

```

        'horizontal do osciloscópio.'], 'Abrir e ajustar', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Fechamento do laser para medida de fundo
    hMsgbox = msgbox('Feche o laser para a medição do fundo', ...
        'Manipulação do laser', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Abre janela de progresso de medida
    hWaitBar = waitbar(0,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no osciloscópio...');
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal', 'CloseRequestFcn',...
        'errordlg(''Operação ilegal'')');
% Adquire sinais do osciloscópio
    WaveBackData = AcquireWaveForm(h, n, Control, hWaitBar, 0);
% Plota aquisição de sinais
    PlotaAquisic(WaveBackData, handles, 1);
% Estabelece o modo de disparo em 'Stopped'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Stopped');
% Modifica a janela de progresso conservando-a visível
    waitbar(0,hWaitBar,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no multímetro...');
% Adquire medições do multímetro
    CurrentBackData = AcquireCurrent(nCurrent, gKeithley, hWaitBar);
% Plota a aquisição do multímetro
    PlotaAquisic(CurrentBackData, handles, 0);
% Fecha a janela de progresso de medida
    delete(hWaitBar);
%SEGUNDO CICLO - MEDIÇÃO COM LASER
% Estabelecimento do modo de disparo em 'Normal'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Normal');
% Abertura do laser para medida do sinal
    hMsgbox = msgbox('Abra o laser para a medição dos sinais', ...
        'Manipulação do laser', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Abre janela de progresso de medida
    hWaitBar = waitbar(0,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no osciloscópio...');
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal', 'CloseRequestFcn',...
        'errordlg(''Operação ilegal'')');
% Adquire sinais do osciloscópio
    WaveData = AcquireWaveForm(h, n, Control, hWaitBar, 1);
% Plota aquisição de sinais
    PlotaAquisic(WaveData, handles, 1);
% Estabelece o modo de disparo em 'Stopped'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Stopped');
% Modifica a janela de progresso conservando-a visível
    waitbar(0,hWaitBar,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no multímetro...');

```

```

% Adquire medições do multímetro
    CurrentData = AcquireCurrent(nCurrent, gKeithley, hWaitBar);
% Salva resultados
    CurrentData.Current.Back = CurrentBackData.Current.Values;
    WaveData.Wave.Back = WaveBackData.Wave.C3Waveform;
    SalvaAquisic(Vout,handles.CData, WaveData, CurrentData,...
        handles.Diretorio.DataLog, handles.Data.Wave.n, 1, 0);
% Plota a aquisição do multímetro
    PlotaAquisic(CurrentData, handles, 0);
% Fecha a janela de progresso de medida
    delete(hWaitBar);
% Fecha a comunicação com o multímetro
    FinalizaKeithley(gKeithley);
% Caso em que se deseja obter apenas medidas com o osciloscópio
elseif (get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRSINAL,'Max'))
    n = handles.Data.Wave.n;
% Inicializa conexão com o osciloscópio
    h = actxserver('Lecroy.wavemasterapplication');
% Criação de variáveis tipo objeto que se referem
% às informações da aquisição
    Control.Acquisition = h.get('Acquisition');
    Control.C3 = Control.Acquisition.get('C3');
    Control.C2 = Control.Acquisition.get('C2');
    Control.C3Out = Control.C3.get('Out');
    Control.C2Out = Control.C2.get('Out');
    Control.C3Result = Control.C3Out.get('Result');
    Control.C2Result = Control.C2Out.get('Result');
% PRIMEIRO CICLO - MEDIÇÃO DO FUNDO
% Estabelecimento do modo de disparo em 'Normal'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Normal');
% Abertura do laser e ajuste manual de escala
    hMsgbox = msgbox(['Abra o laser e ajuste a escala vertical '...
        'e horizontal do osciloscópio. '], 'Abrir e ajustar',...
        'modal');
    uiwait(hMsgbox);
%Fechamento do laser para medida de fundo
    hMsgbox = msgbox('Feche o laser para a medição do fundo',...
        'Manipulação do laser', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Abre janela de progresso de medida
    hWaitBar = waitbar(0,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no osciloscópio...');
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal', 'CloseRequestFcn',...
        'errordlg(''Operação ilegal'')');
% Adquire sinais do osciloscópio
    WaveBackData = AcquireWaveForm(h, n, Control, hWaitBar, 0);

```

```

% Plota aquisição de sinais
    PlotaAquisic(WaveBackData, handles, 1);
% Estabelece o modo de disparo em 'Stopped'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Stopped');
% Fecha a janela de progresso de medida
    delete(hWaitBar);
% SEGUNDO CICLO - MEDIÇÃO COM LASER
% Estabelecimento do modo de disparo em 'Normal'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Normal');
% Abertura do laser para medida do sinal
    hMsgbox = msgbox('Abra o laser para a medição dos sinais', ...
        'Manipulação do laser', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Abre janela de progresso de medida
    hWaitBar = waitbar(0,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no osciloscópio...');
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal', 'CloseRequestFcn', ...
        'errordlg(''Operação ilegal'')');
% Adquire sinais do osciloscópio
    WaveData = AcquireWaveForm(h, n, Control, hWaitBar, 1);
% Plota aquisição de sinais
    PlotaAquisic(WaveData, handles, 1);
% Salva a aquisição dos sinais
    WaveData.Wave.Back = WaveBackData.Wave.C3Waveform;
    SalvaAquisic(Vout,handles.CData, WaveData, null(1), ...
        handles.Diretorio.DataLog, handles.Data.Wave.n, 1, -1);
% Estabelece o modo de disparo em 'Stopped'
    set(Control.Acquisition, 'TriggerMode', 'Stopped');
% Fecha a janela de progresso de medida
    delete(hWaitBar);
% Caso em que se deseja apenas aquisições de corrente
elseif(get(handles.RADIOMEDIRCORRENTE,'Value') ==...
    get(handles.RADIOMEDIRCORRENTE,'Max'))
% Inicialização do multímetro
    nCurrent = handles.Data.Current.n;
    gKeithley = IniciaKeithley(handles.NI.index,...
        handles.Keithley.adress);
    s = gKeithley.Status;
    s(5:6) = 'ed';
    if(s == 'closed')
        delete(gKeithley);
        clear gKeithley;
        hError = errordlg(...
            'Não foi possível conectar-se com o multímetro.',...
            'Erro');
        uiwait(hError);
    return;

```

```

end
% PRIMEIRO CICLO - MEDIÇÃO DO FUNDO
% Fechamento do laser para medida de fundo
    hMsgbox = msgbox('Feche o laser para a medição do fundo',...
        'Manipulação do laser', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Abre a janela de progresso
    hWaitBar = waitbar(0,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no multímetro...');
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal', 'CloseRequestFcn',...
        'errordlg(''Operação ilegal'')');
% Adquire medições do multímetro
    CurrentBackData = AcquireCurrent(nCurrent, gKeithley, hWaitBar);
% Plota a aquisição do multímetro
    PlotaAquisic(CurrentBackData, handles, 0);
% Fecha a janela de progresso de medida
    delete(hWaitBar);
% SEGUNDO CICLO - MEDIÇÃO COM LASER
% Abertura do laser para medida do sinal
    hMsgbox = msgbox('Abra o laser para a medição da corrente',...
        'Manipulação do laser', 'modal');
    uiwait(hMsgbox);
% Modifica a janela de progresso conservando-a visível
    hWaitBar = waitbar(0,...
        'Aguarde enquanto a medida é efetuada no multímetro...');
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal', 'CloseRequestFcn',...
        'errordlg(''Operação ilegal'')');
% Adquire medições do multímetro
    CurrentData = AcquireCurrent(nCurrent, gKeithley, hWaitBar);
% Salva resultados
    CurrentData.Current.Back = CurrentBackData.Current.Values;
    SalvaAquisic(Vout, handles.CData, null(1), CurrentData,...
        handles.Diretorio.DataLog, handles.Data.Wave.n, 1, 1);
% Plota a aquisição do multímetro
    PlotaAquisic(CurrentData, handles, 0);
% Fecha a janela de progresso de medida
    delete(hWaitBar);
% Fecha a comunicação com o multímetro
    FinalizaKeithley(gKeithley);
end

% Executa quando o botão PUSHRETA é selecionado.
function PUSHRETA_Callback(hObject, eventdata, handles)
initialize_gui(gcbf, handles, true);

% Função que é executada sempre que o RPCLab é iniciado
% ou resetado

```



```

function initialize_gui(fig_handle, handles, isreset)
% Variáveis internas
% Endereço da placa
handles.NI.index = 0;
% Endereço dos instrumentos
handles.Keithley.adress = 16;
handles.SpellMan.adress = 7;
% Temperatura padrão em graus celcius
handles.CData.Temperature = 20;
% Pressão padrão em torr
handles.CData.Pressure = 700;
% Gap padrão em milímetros
handles.CData.Gap = 1;
% número de Loschmidt-valor recomendado pelo CODATA (part/cm3)
handles.Constant.Loschmidt = 2.6867774E19;
% Número máximo de aquisições de formas de onda
handles.Data.Wave.nMax = 400;
% Número mínimo de aquisições e formas de onda
handles.Data.Wave.nMin = 1;
% Número de medidas atuais - igual a 1 quando
% inicializa e quando reseta
handles.Data.Wave.n = 1;
% Número máximo de aquisições de corrente
handles.Data.Current.nCurrentMax = 1024;
% Número mínimo de aquisições de corrente
handles.Data.Current.nCurrentMin = 2;
% Número padrão de aquisições no multímetro
handles.Data.Current.n = 2;
% Tensão Mínima
handles.Data.Tension.VMin = 10;
% Campo elétrico em V/cm
handles.CData.ElectricField = 10*handles.Data.Tension.VMin/...
    handles.CData.Gap;
% Tensão Máxima
handles.Data.Tension.VMax = 1000;
% Tensão inicial máxima
handles.Data.Tension.InitMax = 500;
% Incremento máximo
handles.Data.Tension.IncrementoMax = 500;
% Calcula campo reduzido
handles.CData.ReducedField = 760E17*handles.CData.ElectricField*...
    (handles.CData.Temperature+273.15)/(...
    handles.Constant.Loschmidt*handles.CData.Pressure*273.15);
if(isreset == false)
% Por padrão o modo de operação da fonte de tensão é remota
    set(handles.RADIOMANUALOPERATOR, 'Value', 0);
% Inicialização do diretório de datalog padrão.

```

```

    diretorio = strrep(which('RPCLab'), 'RPCLab.m', '');
    diretorio = [diretorio 'datalog'];
    set(handles.EDITDIRETORIO, 'String', diretorio);
    handles.Diretorio.Padrao = diretorio;
    handles.Diretorio.DataLog = diretorio;
% Inicializa a fonte de tensão Spellman
    handles.SpellMan.gSpellMan = ...
        IniciaSpellman(handles.NI.index,...
            handles.SpellMan.adress, handles.Data.Tension.VMax);
    s = handles.SpellMan.gSpellMan.Status;
    s(5:6) = 'ed';
    if(s == 'closed')
        delete(handles.SpellMan.gSpellMan);
        handles.SpellMan.Estado = 0;
        set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'off');
        hError = errordlg(...
            ['Não foi possível conectar-se com'...
            'a fonte de tensão.'], 'Erro');
        uiwait(hError);
        set(handles.RADIOMANUALOPERATOR, 'Value', 1);
        set(handles.ESTADODAFONTE, 'String', 'Modo manual');
        handles.Data.Tension.VMax = 30000;
        set(handles.EDITTENZAOMAX, 'String', ...
            handles.Data.Tension.VMax);
    else
        handles.SpellMan.Estado = 1;
        set(handles.EDITINCREMENTO, 'Enable', 'on');
        set(handles.ESTADODAFONTE, 'String',...
            'Modo remoto ativo');
        set(handles.EDITTENZAOMAX, 'String',...
            handles.Data.Tension.VMax);
    end
end
% Verifica se é necessário baixar a tensão
if(isreset == true && handles.SpellMan.Estado == 1)
    handles = BaixaTensao(handles);
    set(handles.EDITTENZAOMAX, 'String', ...
        handles.Data.Tension.VMax);
elseif(isreset == true && handles.SpellMan.Estado == 0)
    handles.Data.Tension.VMax = 30000;
    set(handles.EDITTENZAOMAX, 'String', ...
        handles.Data.Tension.VMax);
end
% Incremento de tensão padrão em V
handles.Data.Tension.Incremento = 0;
% Tensão Inicial padrão em V
handles.Data.Tension.Inicial = 10;

```

```

% Tensão Final padrão em V
handles.Data.Tension.Final = 30;
% Tensão de medida - quando o controlador é resetado, cai
% para zero (desprezando o offset).
handles.Data.Tension.Actual = 0;
% Próxima tensão a ser aplicada - quando o controlador
% é resetado, é a inicial default
handles.Data.Tension.Subsequente = handles.Data.Tension.Inicial;
set(handles.EDITAQUICORRENTE, 'String',...
    handles.Data.Current.nCurrentMin);
set(handles.EDITAQUISINAL, 'String', handles.Data.Wave.nMin);
set(handles.EDITTENSAOINICIAL, 'String',...
    handles.Data.Tension.Inicial);
set(handles.EDITTENSAOFINAL, 'String',...
    handles.Data.Tension.Final);
set(handles.EDITINCREMENTO, 'String',...
    handles.Data.Tension.Incremento);
set(handles.RADIOMEDIRSINAL, 'Value', 1);
set(handles.RADIOMEDIRCORRENTE, 'Value', 0);
set(handles.EDITTEMPERATURE, 'String',...
    handles.CData.Temperature);
set(handles.EDITPRESSURE, 'String',...
    handles.CData.Pressure);
set(handles.EDITGAP, 'String', handles.CData.Gap);
set(handles.ELECTRICFIELD, 'String',...
    handles.CData.ElectricField);
linefeed = char(10);
% Atualiza o painel de status
handles.Mensagem.Status = ['A tensão actual é '...
    num2str(handles.Data.Tension.Actual) 'V.' linefeed...
    'A tensão a ser aplicada é ' ...
    num2str(handles.Data.Tension.Subsequente)...
    'V.' linefeed 'O campo a ser obtido é: '...
    num2str(handles.CData.ReducedField) 'Td'];
set(handles.AQUISTATUS, 'String', handles.Mensagem.Status);
% Atualiza a estrutura de descritores
guidata(handles.figure1, handles);

function EDITDIRETORIO_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    descritor para EDITAQUISINAL
% eventdata  reservado - para ser definido em futuras
%   versões do Matlab
% handles    estrutura com descritores e dados do usuário

diretorio = get(hObject, 'String');
% Se o diretório existir, o caminho especificado é

```

```

% atualizado
if(exist(diretorio, 'dir'))
    handles.Diretorio.DataLog = diretorio;
    guidata(hObject, handles);
elseif(~isempty(diretorio))
    button = questdlg(...
        'Não existe o diretório especificado. Deseja criá-lo?');
    if(strcmpi(button, 'Yes'))
        [success,message,messageid] = mkdir(diretorio);
% Se o diretório não pôde ser criado, uma mensagem de erro
% é enviada. Permanece o diretório padrão
if(success == false)
    errordlg([message '\nID da mensagem' messageid]);
    set(hObject, 'String', handles.Diretorio.Padrao);
    return;
    else
        msgbox('Diretório criado com sucesso!');
        handles.Diretorio.DataLog = diretorio;
        set(hObject, 'String', diretorio);
    end
    else
        set(hObject, 'String', handles.Diretorio.Padrao);
        return;
    end
else
% Caso o usuário não especifique nenhum diretório, uma
% mensagem de erro é enviada. Permanece o diretório padrão
    errordlg('Especifique um nome para o diretório. ');
    set(hObject, 'String', handles.Diretorio.Padrao);
end
guidata(hObject, handles);

function EDITDIRETORIO_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'), ...
    get(0,'defaultUiControlBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

```

## B.2 Função AcquireWaveForm.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
%Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
%Data de criação: 05/02/09
%Data de Última alteração: 13/10/09
%Finalidade: Função de aquisição da forma do sinal
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function Data = AcquireWaveForm(h, n, Control, hWaitBar, flag)
% h é o descritor que representa a interface com a aplicação
% servidor e n é o número de aquisições
% Control: Estrutura contendo o objeto ActiveX da conexão do
% XStream com o Matlab
% flag: Define se haverá ou não seleção de dados

% "Dissolução" da estrutura
C2Result = Control.C2Result;
C2 = Control.C2;
C3Result = Control.C3Result;
C3 = Control.C3;

% Obtém a estrutura de dados contendo todas as propriedades
% da aquisição
Data.Wave.Propriedades = C3Result.get;
Data.Wave.C3 = C3.get;
Samples = Data.Wave.Propriedades.Samples;

% Escala vertical
VerScale = Data.Wave.C3;

%Inicia loop de aquisição
for i = 1:n
% Obtém dados da aquisição
% C3: Canal das aquisições dos sinais
% C2: Canal das aquisições de disparo
    C3DataArray = get(C3Result, 'DataArray', -1, -1, 0, 1);
    C2DataArray = get(C2Result, 'DataArray', -1, -1, 0, 1);
% Código a ser utilizado no caso de aquisições
% com no máximo ~10000 amostras
    Data.Wave.C3Waveform(1:Samples, i) = cell2mat(C3DataArray);
    clear C3DataArray;
    Data.Wave.C2Waveform(1:Samples, i) = cell2mat(C2DataArray);
    clear C2DataArray;
% pause: artifício para garantir uma nova aquisição

```

```
    pause(.1);
    waitbar(i/n, hWaitBar);
end

maximum = max(max(abs(Data.Wave.C3Waveform)));

% loop para selecionar apenas os dados maiores
% do 65% da amplitude máxima
k=1;
if(flag == 1)
    for i = 1:n
        if(0.65*maximum <...
            max(abs(Data.Wave.C3Waveform(1:Samples, i))))
            auxvectorC3(1:Samples,k) =...
                Data.Wave.C3Waveform(1:Samples, i);
            auxvectorC2(1:Samples,k) =...
                Data.Wave.C2Waveform(1:Samples, i);
            k=k+1;
        end
    end
end
if k~=1
    Data.Wave.C3Waveform = auxvectorC3;
    Data.Wave.C2Waveform = auxvectorC2;
end
end

% Obtém a estrutura de dados contendo todas
% as propriedades da aquisição no canal 3
Data.Wave.Propriedades = C3Result.get;
```

### B.3 Função AcquireCurrent.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
%Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
%Data de criação: 09/02/09
%Data de Última alteração: 17/03/09
%Finalidade: Função de aquisição da corrente gerada pelos
%sinais
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function Data = AcquireCurrent(nCurrent, gpibObj, hWaitBar)
% nCurrent é o número de medidas de corrente
% gpibObj: Objeto gpib correspondente ao eletrômetro.

% Habilita zero check
fprintf(gpibObj, ':SYSTem:AZERo:STATe 1');

% Define tempo de integração (0.01NPLCycles a 10NPLCycles)
fprintf(gpibObj, ':VOLTag:e:NPLCycles 10');
% Pergunta NPLCycles
fprintf(gpibObj, ':VOLTag:e:NPLCycles?');
Data.Current.Propriedades.NPLCycles = fscanf(gpibObj);

% Pergunta resolução
fprintf(gpibObj, ':VOLTag:e:DC:DIGits?');
Data.Current.Propriedades.Digits = fscanf(gpibObj);

% Apaga buffer
fprintf(gpibObj, ':TRACe:CLEAR');
% Define o número de dados a serem armazenados no
% buffer do instrumento.
% Máximo de 1024 e mínimo de 2 no caso do Keithley 2000.
nbuffer = num2str(nCurrent);
Data.Current.Propriedades.Points = nbuffer;
mens = [':TRACe:POINts ' nbuffer];
fprintf(gpibObj, mens);

% Configura para adquirir medidas diretas
fprintf(gpibObj, ':TRACe:FEED SENS1');
% Configura para adquirir os dados do buffer sequencialmente
fprintf(gpibObj, ':TRACe:FEED:CONTrol NEXT');
% Espera até que todos os dados tenham sido adquiridos
for i=1:nCurrent
    pause(1);
    waitbar(i/nCurrent, hWaitBar);
end

```

```
fprintf(gpibObj, 'TRACe:DATA?');  
strCurrent = fscanf(gpibObj);  
Data.Current.Values = str2num(strCurrent);  
% Determina escala horizontal  
NPLCycles = str2num(Data.Current.Propriedades.NPLCycles);  
% A corrente é integrada em um intervalo de tempo NPLCycles  
Data.Current.Time = NPLCycles*((1:(nCurrent)));
```



## B.4 Função AplicaTensao.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 19/02/09
% Data de Última alteração: 26/02/09
% Finalidade: Aplicação de tensão na fonte de tensão
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function Vout = AplicaTensao(g1, V, pausa)
% g1: objeto GPIB do instrumento SpellMan
% V: tensão a ser aplicada na fonte de tensão
% pausa: pausa em segundos

% Aplica tensão V especificada
mens = sprintf('P%5.3fKG', V*0.001);
fprintf(g1, mens);
% Lê a tensão imediatamente após a sua aplicação.
% 'T0' é um comando definido pelo instrumento
% Spellman Bertan 225-30k
fprintf(g1, 'T0');
data1 = fscanf(g1);
data2 = '111111';
val2 = str2num(data2(1:6));
val1 = str2num(data1(4:9));
% Espera até a tensão estabilizar
while (val1 ~= val2)
    mens = sprintf('Aplicando a tensão %.1f ...', V);
% Abre janela de progresso de aplicação de tensão
    hWaitBar = waitbar(0, mens);
    set(hWaitBar, 'WindowStyle', 'modal');
    for i=1:1:pausa
        pause(1);
        waitbar(i/pausa);
    end
    data2 = data1;
    fprintf(g1, 'T0');
    data1 = fscanf(g1);
    val2 = str2num(data2(4:9));
    val1 = str2num(data1(4:9));
    close(hWaitBar);
end
% A tensão retornada pelo instrumento é dada em kV.
Vout = 1000*val1;

```



## B.5 Função BaixaTensao.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 16/04/09
% Data de Última alteração: 03/05/09
% Finalidade: Baixar a tensão e finalizar a comunicação
% remota
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function handles = BaixaTensao(handles)
% handles: estrutura de descritores, contendo as
% variáveis definidas no programa principal

Vincr = handles.Data.Tension.Incremento;
Vfin = handles.Data.Tension.Final;
VMin = handles.Data.Tension.VMin;
VMax = handles.Data.Tension.VMax;
% Verifica qual é a situação da tensão atual na fonte
% e determina a tensão V a ser aplicada à fonte de tensão
if(handles.Data.Tension.Actual - Vincr) < VMin &&...
    handles.Data.Tension.Actual ~= 0)
    V = VMin;
else
    if(Vincr ~= 0)
        V = handles.Data.Tension.Actual - Vincr;
    else
        V = handles.Data.Tension.Actual - 10;
    end
end
% Algoritmo para determinar automaticamente o melhor decremento
% de tensão a ser aplicado em função da tensão atual da fonte.
if(V<=100 && V ~= VMin)
    for V = V:-10:VMin
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
elseif(V>100 && V<=500)
    for V = V:-50:100
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
    for V = (V-10):-10:VMin
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
elseif(V>500 && V<=2000)

```

```

    for V = V:-200:500
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
    for V = (V-50):-50:100
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
    for V = (V-10):-10:VMin
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
elseif(V>2000)
    for V = V:-500:2000
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
    for V = (V-200):-200:500
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
    for V = (V-50):-50:100
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
    for V = (V-10):-10:VMin
        AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, V, 10);
    end
end
if(V ~= VMin)
    AplicaTensao(handles.SpellMan.gSpellMan, VMin, 10);
end

if(handles.Data.Tension.Actual == 0)
    FinalizaSpellman(handles.SpellMan.gSpellMan, 0);
% Coloca o controlador em modo remoto inativo
    handles.SpellMan.Estado = -1;
    set(handles.ESTADODAFONTE, 'String', 'Modo remoto inativo');
else
    FinalizaSpellman(handles.SpellMan.gSpellMan, 1);
% Coloca o controlador em modo remoto inativo
    handles.SpellMan.Estado = -1;
    set(handles.ESTADODAFONTE, 'String', 'Modo remoto inativo');
end
end

```

## B.6 Função IniciaKeithley.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 13/02/09
% Data de Última alteração: 26/02/09
% Finalidade: Inicialização do multímetro Keithley 2000
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function g2 = IniciaKeithley(index, adress)

% index: endereço da placa GPIB
% adress: endereço do instrumento

try
% Conectar com o instrumento
    g2 = gpib('ni', index, adress);
catch
    return
end

% Configurar o instrumento para que seja capaz de ler os
% dados transmitidos em código ASCII pelo eletrômetro.
% O buffer do instrumento é capaz de armazenar 1024
% medições, com no máximo 6 1/2 dígitos
set(g2,'InputBufferSize', 40000);

% Tenta abrir o objeto
try
    fopen(g2);
catch
    return
end

% Configurar o instrumento para que atribua a linha EOI
% sempre que o caractere 'line feed' é encontrado ao final
% de uma mensagem, e completar as operações de leitura sempre
% que esse mesmo caractere é encontrado ao final da cadeia
% de caracteres.
set(g2, 'EOSMode', 'read&write');
set(g2, 'EOSCharCode', 'LF');

% Especifica o modo de operação

```

```
fprintf(g2, ':SENSe:FUNcTion ''VOLTage:DC'' ');  
% Especifica a codificação dos dados  
fprintf(g2, ':FORMAT:DATA ASCii');
```

## B.7 Função IniciaSpellman.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 13/02/09
% Data de Última alteração: 27/03/09
% Finalidade: Inicialização da fonte de tensão Spellman
% Bertan 225-30k
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function g1 = IniciaSpellman(index, adress, VMax)

% index: endereço da placa GPIB
% adress: endereço do instrumento

try
% Conectar com o instrumento
    g1 = gpib('ni', index, adress);
    fopen(g1);
catch
    return
end
% Configurar o instrumento para que atribua a linha EOI
% sempre que o caractere 'line feed' é encontrado ao final
% de uma mensagem, e completar as operações de leitura sempre
% que esse mesmo caractere é encontrado ao final da
% cadeia de caracteres.
set(g1, 'EOSMode', 'read&write');
set(g1, 'EOSCharCode', 'LF');

% Limita a corrente em 0.1 MiliAmpères
fprintf(g1, 'L100.00UG');

% Limita a tensão para a tensão VMax Volts
mens = sprintf('L%5.3fKG', VMax*0.001);
fprintf(g1, mens);

% Habilita SQR em caso de overload de tensão ou corrente
% Chave SRQ do Spellman precisa estar habilitada
%mens = sprintf('SE1');
%fprintf(g1, mens);
%mens = sprintf('SC1');
%fprintf(g1, mens);

```

## B.8 Função FinalizaKeithley.m

Após a medição de corrente ter sido efetuada, a conexão GPIB entre o multímetro *Keithley 2000* e o controlador já pode ser finalizada. Isso é feito utilizando funções predefinidas *fclose()* e *delete()* do pacote *Instrument Control Toolbox*<sup>TM</sup> do MATLAB<sup>®</sup> [58].

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 13/02/09
% Data de Última alteração: 26/02/09
% Finalidade: Finalização do multímetro Keithley 2000
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function FinalizaKeithley(g2)

% g2: objeto GPIB do instrumento Keithley

% Fecha, deleta e apaga o objeto g2
fclose(g2)
delete(g2)
clear g2

```



## B.9 Função FinalizaSpellman.m

Ao terminar a execução do programa *RPCLab* ou ao mudar o modo de operação para manual, é necessário finalizar a conexão GPIB entre o controlador e a fonte de tensão. Além dessa tarefa, a função *FinalizaSpellman* envia uma mensagem à fonte forçando-a a abaixar a tensão de saída ao valor mínimo. Isso é necessário no caso em que a fonte de tensão ainda não está na sua tensão de operação mais baixa. No entanto, haverá outros casos em que ela já estará na sua tensão de operação mais baixa; por isso, a função *FinalizaSpellman* admite como parâmetro de entrada uma variável lógica para definir se deve ou não abaixar a tensão de saída ao mínimo.

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 13/02/09
% Data de Última alteração: 26/02/09
% Finalidade: Finalização da fonte de tensão
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function FinalizaSpellman(g1, flag)
% g1 = objeto GPIB do instrumento SpellMan
% Vincr = a tensão deve abaixar passo a passo, com um
$ decremento de Vdecr
% flag:
% 1: Baixar para zero;
% 0: Não baixar para zero;

if(flag == 1)
    fprintf(g1, 'P00.000KG');
end
clrdevice(g1);
fclose(g1)
delete(g1)
clear g1

```

## B.10 Função *PlotaAquisic.m*

Terminada a aquisição, os resultados das medições são colocados em um gráfico. A função *PlotaAquisic* é responsável por essa tarefa. Ela recebe como parâmetro de entrada a estrutura de dados *Data* que contém os resultados das medições e outras propriedades importantes, como, por exemplo, a unidade da escala horizontal e vertical. A variável lógica *flag* define se deve ser feito um gráfico de corrente em função do tempo ou um gráfico dos pulsos adquiridos pelo osciloscópio.

Na janela principal do *RPCLab* (ver Fig. 4.7), a figura à direita está reservada para o gráfico de corrente, ao passo que a figura à esquerda está reservada para os espectros. Se não houver medições de correntes durante a aquisição, a figura à direita mostra o gráfico resultante da operação de média sobre os espectros.

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 18/02/09
% Data de Última alteração: 18/03/09
% Finalidade: Mostra o gráfico de todas as aquisições,
% simultaneamente, e das médias
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function t = PlotaAquisic(Data, handles, flag)
% flag: Se igual a 1 plota a forma de onda
%       Se igual a 0 plota a corrente

if flag == 1
% Determina qual dos gráficos será utilizado
    axes(handles.axes1);
    cla;
% step é a variável que define se todos os pontos deverão
% ser colocados no gráfico. Se step é 10, por exemplo,
% serão plotados pontos de 10 em 10.
% Usar valor maior, 200, por exemplo, no
% caso de aquisições com 100K samples
    step = 1;
% Determina a escala horizontal em segundos
    t = Data.Wave.Propriedades.HorizontalFrameStart+...
        Data.Wave.Propriedades.HorizontalPerStep*...
        (1:step:size(Data.Wave.C3Waveform,1));
    hSinais = plot(t, Data.Wave.C3Waveform(1:step:end, 1:end));
    xlabel(['tempo ( ' Data.Wave.Propriedades.HorizontalUnits ' )']);
    ylabel(['pulso ( ' Data.Wave.Propriedades.VerticalUnits ' )']);
    axes(handles.axes2);

```

```
    cla;
    hSinais = plot(t, mean(Data.Wave.C3Waveform')));
    xlabel(['tempo ( ' Data.Wave.Propriedades.HorizontalUnits ')']);
    ylabel(['pulso ( ' Data.Wave.Propriedades.VerticalUnits ')']);
elseif flag == 0
    axes(handles.axes2);
    cla;
    plot(Data.Current.Time, Data.Current.Values, 'r.-');
    xlabel('t(NPLCycles)');
    ylabel('Corrente');
end
```

## B.11 Função SalvaAquisic.m

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Desenvolvedor: Marco Antonio Ridenti
% Data de criação: 18/02/09
% Data de Última alteração: 15/10/09
% Finalidade: Salvar a aquisição em formato binário do
% Matlab e/ou salvar em formato ascii
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function [MeanWaveForm, MeanBack, Data] =...
    SalvaAquisic(V, CData, DataWave, DataCurrent, caminho, ...
    n, boolflag, flag)
% V: tensão em que foi realizada a aquisição
% CData: estrutura de dados contendo os valores de temperatura,
% pressão, gap, campo elétrico e campo reduzido
% n: número de aquisições
% boolflag: variável lógica; se verdadeira, salva em formato
% binário e ascii;
% caso contrário, salva apenas em binário
% flag:
% -1: grava apenas aquisições de waveform
% 0: grava aquisições de waveform e corrente
% 1: grava aquisições de corrente apenas
% Data: Estrutura de dados contendo informação
% completa da aquisição
% MeanWaveForm: Forma do sinal em média
% MeanBack: Forma do sinal de fundo em média

% Alerta caso a pasta onde se deseja salvar
% os dados já exista
if(exist(caminho, 'dir'))
% Mensagem de alerta
    button = questdlg([' O diretório ' caminho ' já existe.'...
        char(10) 'Arquivos com mesmo nome poderão ser '...
        'sobrescritos. Deseja prosseguir?']);
    if(strcmpi(button, 'Yes'))
        mkdir(caminho);
        filename = [caminho '\aquisic' num2str(V) 'V'...
            num2str(CData.Gap) 'mm'];
        filenameBack = [caminho '\aquisicFundo' num2str(V) 'V'...
            num2str(CData.Gap) 'mm.dat'];
    elseif(strcmpi(button, 'No'))

```

```

success = false;
while(success == false)
    caminho = inputdlg(...
        'Entre com o caminho para o novo diretório:',...
        'Salva aquisição');
    caminho = cell2mat(caminho);
    if(isempty(caminho) == false)
        if(exist(caminho, 'dir'))
            button = questdlg([' O diretório ' caminho...
                ' já existe.' char(10)...
                'Arquivos com mesmo nome poderão ser'...
                'sobrescritos. Deseja prosseguir?']);
            if(strcmpi(button, 'Yes'))
                [success,message,messageid] =...
                    mkdir(caminho);
                if(success == false)
                    ErrorHandle = errordlg([message...
                        '\nID da mensagem' messageid]);
                    uiwait(ErrorHandle);
                else
                    hMsgbox = msgbox(['Diretório '...
                        caminho 'criado com sucesso!']);
                    uiwait(hMsgbox);
                    filename = [caminho '\aquisic'...
                        num2str(V) 'V'...
                        num2str(CData.Gap) 'mm'];
                    filenameBack = [caminho...
                        '\aquisicFundo' num2str(V) 'V'...
                        num2str(CData.Gap) 'mm.dat'];
                    break;
                end
            end
        else
            continue;
        end
    end
    [success,message,messageid] = mkdir(caminho);
    if(success == false)
        ErrorHandle = errordlg([message char(10)...
            'ID da mensagem ' messageid]);
        uiwait(ErrorHandle);
        return;
    else
        hMsgbox = msgbox(['Diretório ' caminho ...
            ' criado com sucesso!']);
        uiwait(hMsgbox);
        filename = [caminho '\aquisic' num2str(V)...
            'V' num2str(CData.Gap) 'mm'];
    end
end

```

```

        filenameBack = [caminho '\aquisicFundo'...
            num2str(V) 'V' num2str(CData.Gap) 'mm.dat'];
    end
else
    hMsgbox = msgbox(['Operação cancelada! '...
        'Nenhum arquivo salvo']);
    uiwait(hMsgbox);
    return;
end
end
else
    hMsgbox = msgbox(['Operação cancelada! Nenhum arquivo salvo']);
    uiwait(hMsgbox);
    return;
end
else
    mkdir(caminho);
    filename = [caminho '\aquisic' num2str(V) 'V'...
        num2str(CData.Gap) 'mm'];
    filenameBack = [caminho '\aquisicFundo'...
        num2str(V) 'V' num2str(CData.Gap) 'mm.dat'];
end

if flag == -1 || flag == 0
% Calcula a forma de onda média
    MeanWaveFormC3 = mean(DataWave.Wave.C3Waveform)';
% Calcula o fundo médio, se n for maior que 1
    if(n >1)
        MeanBack = mean(DataWave.Wave.Back)';
    else
        MeanBack = DataWave.Wave.Back;
    end

% Obtem escala horizontal
    t = DataWave.Wave.Propriedades.HorizontalFrameStart+...
        DataWave.Wave.Propriedades.HorizontalPerStep*...
        (1:size(DataWave.Wave.C3Waveform,1));

% Salva a variável Data e MeanWaveForm em
% formato binário do Matlab
    save(filename, 'DataWave', 'DataCurrent',...
        'MeanWaveFormC3', 'MeanBack');
    if (boolflag == 1)
% Salva o sinal de fundo
        auxVec = cat(2, t', DataWave.Wave.Back);
        csvwrite(filenameBack, auxVec);
% Salva a variável Data e MeanWaveForm em formato ascii

```

```

        filename = [filename '.dat'];
        fid = fopen(filename, 'wt');
% Imprime a tensão de operação
        fprintf(fid, 'tensão de operação(V):\t %f \n', V);
% Imprime a temperatura em graus Celcius
        fprintf(fid, 'temperatura(C):\t %f \n', CData.Temperature);
% Imprime a pressão em torr
        fprintf(fid, 'pressão(torr):\t %f \n', CData.Pressure);
% Imprime o comprimento do gap em milímetros
        fprintf(fid, 'gap(mm):\t %f \n', CData.Gap);
% Imprime a magnitude do campo elétrico em V/cm
        fprintf(fid, 'Campo Elétrico(V/cm):\t %f \n',...
                CData.ElectricField);
% Imprime a magnitude do campo elétrico reduzido em torr
        fprintf(fid, 'Campo reduzido(torr):\t %f \n',...
                CData.ReducedField);
% Imprime o cabeçalho do arquivo, com unidade
        UnidadeHoriz = DataWave.Wave.Propriedades.HorizontalUnits;
        UnidadeVert = DataWave.Wave.Propriedades.VerticalUnits;
        fprintf(fid, 'tempo(%s)\t', UnidadeHoriz);
        for j = 1:size(DataWave.Wave.C3Waveform,2)
            fprintf(fid, 'A%d(%s)\t', j, UnidadeVert);
        end
        fprintf(fid, 'Sinal de fundo em média (%s) ', UnidadeVert);
        fprintf(fid, '\n');
        auxVec = cat(2, t', DataWave.Wave.C3Waveform, MeanBack);
        auxVec = auxVec';
        for j = 1:length(DataWave.Wave.C3Waveform)
            fprintf(fid, '%6e\t', auxVec(1:end, j));
            fprintf(fid, '\n');
        end
% Imprime as aquisições do canal de disparo
        fprintf(fid, 'Sinal de disparo \n');
        auxVec = cat(2, t', DataWave.Wave.C2Waveform);
        auxVec = auxVec';
        for j = 1:length(DataWave.Wave.C2Waveform)
            fprintf(fid, '%6e\t', auxVec(1:end, j));
            fprintf(fid, '\n');
        end
        end
        fclose(fid);
        clear auxVec;
    end
elseif flag == 1
    NPLCycles = str2num(DataCurrent.Current.Propriedades.NPLCycles);
    Points = str2num(DataCurrent.Current.Propriedades.Points);
    Data.Current.Time = NPLCycles*((1:(Points)));
    MeanWaveForm = null(1);

```

```

    MeanBack = null(1);
    filename = [caminho '\current' num2str(V) 'V'...
               num2str(CData.Gap) 'mm'];
    filename = [filename '.dat'];
    fid = fopen(filename, 'wt');
% Imprime a tensão de operação
    fprintf(fid, 'tensão de operação(V):\t %f \n', V);
% Imprime a temperatura em graus Celcius
    fprintf(fid, 'temperatura(C):\t %f \n', CData.Temperature);
% Imprime a pressão em torr
    fprintf(fid, 'pressão(torr):\t %f \n', CData.Pressure);
% Imprime o comprimento do gap em milímetros
    fprintf(fid, 'gap(mm):\t %f \n', CData.Gap);
% Imprime a magnitude do campo elétrico em V/cm
    fprintf(fid, 'Campo Elétrico(V/cm):\t %f \n',...
            CData.ElectricField);
% Imprime a magnitude do campo elétrico reduzido em torr
    fprintf(fid, 'Campo reduzido(torr):\t %f \n',...
            CData.ReducedField);
% Imprime o cabeçalho da tabela
    fprintf(fid,...
            'tempo(NPLCycles)\t Corrente de fundo(V)\t Corrente(V)\n');
% Imprime o resultado da corrente
    auxVec = cat(1, DataCurrent.Current.Time, ...
                DataCurrent.Current.Values, DataCurrent.Current.Back);
    auxVec = auxVec';
    for j = 1:(length(DataCurrent.Current.Time))
        fprintf(fid, '%6e\t', auxVec(j, 1:end));
        fprintf(fid, '\n');
    end
    fclose(fid);
end

if flag == 0
    NPLCycles = str2num(...
                DataCurrent.Current.Propriedades.NPLCycles);
    Points = str2num(DataCurrent.Current.Propriedades.Points);
    DataCurrent.Current.Time = NPLCycles*((1:(Points)));
    filename = [caminho '\current' num2str(V) 'V'...
               num2str(CData.Gap) 'mm'];
    filename = [filename '.dat'];
    fid = fopen(filename, 'wt');
% Imprime o resultado da corrente
    fprintf(fid, 'tensão de operação(V):\t %f \n', V);
% Imprime o cabeçalho da tabela
    fprintf(fid,...
            'tempo(NPLCycles)\t Corrente de fundo(V)\t Corrente(V)\n');

```



```
% Imprime o resultado da corrente
    auxVec = cat(1, DataCurrent.Current.Time,...
        DataCurrent.Current.Values,...
        DataCurrent.Current.Back);
    auxVec = auxVec';
    for j = 1:(length(DataCurrent.Current.Time))
        fprintf(fid, '%6e\t', auxVec(j, 1:end));
        fprintf(fid, '\n');
    end
    fclose(fid);
end
```