AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**MEDIDAS DE VELOCIDADE DE ARRASTAMENTO DE ELÉTRONS NO
ISOBUTANO PURO**

TÚLIO CEARAMICOLI VIVALDINI

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de Mestre
em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear –
Aplicações.**

**Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias**

SÃO PAULO

2010

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**MEDIDAS DE VELOCIDADE DE ARRASTAMENTO DE ELÉTRONS NO
ISOBUTANO PURO**

TÚLIO CEARAMICOLI VIVALDINI

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de Mestre
em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear –
Aplicações.**

**Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias**

SÃO PAULO

2010

À minha família

AGRADECIMENTOS

Agradeço à orientadora **Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias** pela dedicação durante a realização deste trabalho que muito contribuiu e auxiliou-me nas análises dos resultados experimentais.

À **Profa. Dra. Josemary Angélica Corrêa Gonçalves**, pelo auxílio na aquisição de dados e valiosas discussões sobre a análise dos sinais, além da vivência no laboratório que foi fundamental para realização deste trabalho.

À **Profa. Dra. Suzana Botelho**, que muito contribuiu para minha formação acadêmica, pelas discussões dos resultados obtidos e auxílios no desenvolvimento do projeto.

À **Profa. Dra. Maria Margarida F. R. Fraga**, do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, pelo curso Elétrons em Gases, que foi essencial para o desenvolvimento deste projeto.

Ao **Dr. Alessio Mangiarotti**, do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, pelos resultados das simulações computacionais dos parâmetros de transporte e pelo auxílio na análise dos sinais obtidos.

Ao **Prof. Dr. Paulo Fonte**, do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra que muito colaborou para realização da simulação do campo elétrico entre os eletrodos.

Ao **Prof. Dr. Jiro Takahashi**, do Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, pela construção e montagem da câmara utilizada no projeto.

Ao **Prof. Dr. Paulo R. Pascholati** e ao colega **Marco Antônio Ridenti**, do Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, integrantes do grupo de pesquisa, pelas valiosas sugestões ao longo do trabalho.

À companheira **Iara Batista de Lima**, cuja convivência no laboratório durante a realização deste projeto foi muito importante em virtude dos seus conselhos e sugestões.

Ao **Técnico Jair P. Souza**, do Laboratório de Microeletrônica da Universidade de São Paulo, sempre prestativo e atencioso, pelas trocas do circuito integrado do amplificador.

Ao **Engenheiro Jair S. do Nascimento-Singer**, no desenvolvimento e montagem do circuito de polarização e extração de sinais do interior da câmara.

Ao **Dr. Wilson Aparecido Parejo Calvo**, diretor do Centro de Tecnologia das Radiações do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP), por ter disponibilizado as instalações e a infraestrutura do Centro para a realização deste trabalho.

À **Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo**, pelo auxílio concedido na bolsa de estudo sob o processo 2007/06771-8.

MEDIDAS DE VELOCIDADE DE ARRASTAMENTO DE ELÉTRONS NO ISOBUTANO PURO

Túlio Cearamicoli Vivaldini

RESUMO

A velocidade de arrastamento de elétrons caracteriza a condutividade elétrica de um gás fracamente ionizado e é um dos mais importantes parâmetros de transporte para a simulação e modelagem de detectores de radiação e de descargas em plasmas. Neste trabalho são apresentados os resultados de velocidade de arrastamento de elétrons, em função do campo elétrico reduzido, obtidos para o nitrogênio e isobutano pela técnica de Townsend pulsada. Em uma câmara de geometria planar, os elétrons primários foram liberados de um catodo de alumínio devido à incidência de um feixe de *laser* de nitrogênio e acelerados em direção ao anodo (placa de vidro de elevada resistividade) por meio de um campo elétrico uniforme. Os rápidos sinais elétricos (da ordem de nanossegundos) gerados foram digitalizados em um osciloscópio de 1 GHz de largura de banda para medidas do tempo de trânsito dos elétrons e cálculo das velocidades de arrastamento em diferentes distâncias entre anodo e catodo. Para validar este método, as medidas foram feitas inicialmente no nitrogênio puro em uma região de campo elétrico reduzido de 148 a 194 Td. Os resultados mostraram um excelente acordo com aqueles encontrados na literatura para este gás, amplamente investigado. As medidas de velocidade de deriva de elétrons no isobutano puro foram realizadas em função do campo elétrico reduzido de 190 a 211 Td. Os resultados concordaram dentro dos erros experimentais com os valores simulados com o programa *Imonte* (versão 4.5) e com os resultados recentemente obtidos pelo nosso grupo no intervalo de campo elétrico reduzido investigado neste trabalho.

MEASUREMENTS OF ELECTRON DRIFT VELOCITY IN PURE ISOBUTANE

Túlio Cearamicoli Vivaldini

ABSTRACT

The electron drift velocity characterizes the electric conductivity of weakly ionized gases and is one of the most important transport parameters for simulation and modelling of radiation detectors and plasma discharges. This work presents the results of electron drift velocity as a function of the reduced electric field obtained in pure nitrogen and pure isobutane by the Pulsed Townsend technique. In a planar geometry chamber, primary electrons were liberated from an aluminum cathode due to the incidence of a nitrogen laser beam and accelerated toward the anode (high resistivity glass plate) by an uniform electric field. The fast electric signals generated were digitalized in a 1 GHz bandwidth oscilloscope to measure the electrons transit time and to calculate the electron drift velocity in different gaps between anode and cathode. To validate this method, measurements were initially carried out in pure nitrogen, in reduced electric fields ranging from 148 to 194 Td. These results showed very good agreement with those found in the literature for this largely investigated gas. In the pure isobutane, measurements of electron drift velocities were performed as a function of reduced electric field from 190 to 211 Td. The results were concordant, within the experimental errors, with the values simulated by the *Imonte* (version 4.5) software and the data recently obtained by our group in the range of reduced electric field investigated in this work.

SUMÁRIO

Página

1 INTRODUÇÃO.....	12
2 OBJETIVOS.....	14
3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	15
3.1 Equação de Boltzmann	15
3.2 Velocidade de arrastamento de elétrons	17
3.2.1 Dependência da velocidade com o campo elétrico	17
3.3 Técnicas experimentais para determinação dos parâmetros de transporte	21
3.4.1 Técnica de Townsend pulsada (PT).....	23
3.4.2 Tempo de voo (TOF)	30
3.5 Simulações computacionais	34
3.5.1 <i>Bolsig+</i>	34
3.5.2 <i>Magboltz</i> e <i>Imonte</i>	35
4 MATERIAIS E MÉTODO	37
4.1 Velocidade de arrastamento de elétrons	40
4.2 Determinação do tempo de trânsito dos elétrons.	41
5 RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	44
5.1 Velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio	44
5.1.1 <i>Gap</i> de 1,50 mm.....	44
5.1.2 <i>Gap</i> de 1,25 mm.....	53
5.1.3 <i>Gap</i> de 1,00 mm.....	58
5.2 Velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro.	64
5.2.1 <i>Gap</i> de 1,50 mm.....	65
5.2.2 <i>Gap</i> de 1,25 mm.....	71
6 CONCLUSÃO.....	77

APÊNDICE A – AVALIAÇÃO DA ENERGIA DO FEIXE DE <i>LASER</i>	78
APÊNDICE B – SIMULAÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO.....	79
APÊNDICE C – PONTOS DE REFERÊNCIA PARA CORREÇÃO DO TEMPO DE TRÂNSITO DOS ELÉTRONS- <i>GAP</i> DE 1,50 mm.....	82
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	84

LISTA DE FIGURAS

Página

FIGURA 1: Valores experimentais de velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido. Resultados experimentais compilados por G. G. Raju [9].	18
FIGURA 2: Velocidade de arrastamento de elétrons em diferentes concentrações de argônio e isobutano em função campo elétrico [10].	19
FIGURA 3: Secção de choque de elétrons no argônio em função da energia [12].	20
FIGURA 4: Aparato experimental empregado por S.R. Hunter para determinação dos parâmetros de transporte no metano[14].	24
FIGURA 5: Tensão induzida em função do tempo de trânsito dos elétrons e íons positivos e negativos [14].	25
FIGURA 6: Sinais obtidos por S. R. Hunter para três valores de E/N e taxas de captura de elétrons (a) baixa; (b) moderada e (c) elevada [14].	26
FIGURA 7: Arranjo experimental empregado por J. de Urquijo e colaboradores [18].	27
FIGURA 8: Corrente dos portadores de carga em uma avalanche [9].	28
FIGURA 9: Curva experimental da corrente de elétrons no dióxido de carbono e curva teórica obtida pela Eq. (19) [21].	29
FIGURA 10: Determinação do tempo de trânsito dos elétrons [18].	30
FIGURA 11: Arranjo experimental utilizado por Y. Nakamura para determinação da velocidade de arrastamento [28].	31
FIGURA 12: Espectro do tempo de chegada da avalanche de elétrons no nitrogênio para E/N = 14 Td [28].	32
FIGURA 13: Relação linear entre tempo do pico e o deslocamento L [28].	33
FIGURA 14: Velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio em função de E/N [28].	34
FIGURA 15: Resultados de velocidade de arrastamento dos três códigos de simulação utilizados.	36
FIGURA 16: Foto dos eletrodos na câmara.	37
FIGURA 17: Esquema do circuito de polarização e extração do sinal do anodo.	38
FIGURA 18: (a) detalhe das três cabeças micrométricas e (b) parafuso micrométrico.	38

FIGURA 19: Eletrodo de latão empregado na polarização do vidro.....	39
FIGURA 20: Disposição dos equipamentos sobre a bancada óptica.....	40
FIGURA 21: Sinal de <i>trigger</i> empregado para determinação do tempo de trânsito dos elétrons.....	42
FIGURA 22: Pontos de referência para determinação do tempo de trânsito dos elétrons. .	43
FIGURA 23: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o <i>gap</i> de 1,50 mm (nitrogênio).	45
FIGURA 24: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 1).	46
FIGURA 25: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 2).	46
FIGURA 26: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 1).	47
FIGURA 27: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 2).	47
FIGURA 28: Deslocamento do ponto de máxima amplitude em função da tensão de polarização.	48
FIGURA 29: Velocidade de arrastamento dos elétrons para o <i>gap</i> de 1,50 mm.....	51
FIGURA 30: Velocidade de arrastamento dos elétrons para o <i>gap</i> de 1,50 mm após a correção do tempo de trânsito dos elétrons.....	52
FIGURA 31: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o <i>gap</i> de 1,25 mm (nitrogênio).	53
FIGURA 32: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 3).	54
FIGURA 33: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 4).	55
FIGURA 34: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 3).	55
FIGURA 35: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 4).	56
FIGURA 36: Velocidade de arrastamento dos elétrons para os <i>gaps</i> de 1,25 mm e 1,50 mm.	58
FIGURA 37: Comparação do ruído nos três <i>gap</i> para um campo de 40 kV/cm (nitrogênio).	59
FIGURA 38: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 5).	59
FIGURA 39: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 6).	60
FIGURA 40: Comparação dos sinais para a mesma intensidade de campo elétrico.	61
FIGURA 41: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 5).	61
FIGURA 42: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 6).	62

FIGURA 43: Velocidade de arrastamento dos elétrons para os três <i>gaps</i> adotados.....	64
FIGURA 44: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o <i>gap</i> de 1,50 mm (isobutano).	65
FIGURA 45: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 7).....	66
FIGURA 46: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 8).....	66
FIGURA 47: Comparação entre um sinal obtido para o nitrogênio (preto) e um para o isobutano (azul), ambos com <i>gap</i> de 1,50 mm.	67
FIGURA 48: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 7).....	68
FIGURA 49: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 8).....	68
FIGURA 50: Curva de velocidade de arrastamento de elétrons em função de E/N para o isobutano no <i>gap</i> de 1,50 mm.	71
FIGURA 51: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o <i>gap</i> de 1,25 mm (isobutano).	71
FIGURA 52: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 9).....	72
FIGURA 53: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 10).....	72
FIGURA 54: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 9).....	73
FIGURA 55: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 10).....	73
FIGURA 56: Comparação entre os sinais de isobutano obtidos em <i>gaps</i> diferentes e mesma intensidade de campo elétrico (preto: <i>gap</i> 1,50 mm e vermelho: <i>gap</i> 1,25 mm).	74
FIGURA 57: Velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro para os <i>gaps</i> de 1,50 mm e 1,25 mm.	76
FIGURA 58: Relatório da avaliação da energia do feixe. Energia média de 144 (4) μ J.....	78
FIGURA 59: Campo elétrico entre os eletrodos para o <i>gap</i> de 1,50 mm.....	79
FIGURA 60: Campo elétrico entre os eletrodos para o <i>gap</i> de 1,25 mm.....	80
FIGURA 61: Campo elétrico entre os eletrodos para o <i>gap</i> de 1,00 mm.....	80
FIGURA 62: Pontos de referência para corrigir o intervalo de trânsito dos elétrons.....	82

1 INTRODUÇÃO

Empregada na descrição das propriedades macroscópicas de nuvens de elétrons em gases, sob ação de campo elétrico, a velocidade de arrastamento (ou velocidade de deriva) é um dos principais parâmetros de transporte de elétrons. Os valores experimentais deste parâmetro contribuem com informações sobre as secções de choque de colisão de elétrons, sendo também relevantes para o desenvolvimento de detectores gasosos e estudos de descargas em gases.

As principais técnicas para medidas de velocidade de arrastamento são: técnica de Townsend em regime estacionário (SST); técnica de Townsend pulsada (PT) e experimentos de tempo de voo (TOF). Todavia, os resultados previstos de velocidade de arrastamento obtidos por estas técnicas diferem entre si, em virtude das condições de contorno adotadas para solucionar a Equação de Boltzmann em cada caso. As considerações teóricas destas soluções são mostradas nos trabalhos de H. Tagashira *et al.* e Y. Sakai *et al.* [1, 3 e 4]. O desenvolvimento histórico da teoria dos parâmetros de transporte em gases, incluindo técnicas experimentais para determinação da velocidade de arrastamento, é apresentado no livro *The diffusion and drift of electrons in gases* [2] de L. G. H. Huxley e R. W. Crompton.

Nos últimos anos, os avanços na Física de Altas Energias têm motivado a miniaturização de dispositivos e o desenvolvimento de detectores gasosos com elevado ganho em carga. Neste contexto, surgem as câmaras de placas resistivas (RPCs), que são auto-protegidas contra faíscas [36 e 37], já que possuem ao menos um eletrodo resistivo. Como consequência desta miniaturização dos detectores gasosos, o uso de gases com estrutura molecular complexa, como o isobutano (iC_4H_{10}), torna-se imperativo já que estes apresentam propriedades inibidoras de descarga.

O isobutano frequentemente é empregado em detectores gasosos como gás *quenching* e em mistura *Penning*. Recentemente este gás tem sido utilizado em misturas gasosas de RPCs empregadas como detectores de múons nos experimentos do *Large Hadron Collider* (LHC) no *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) [15]. Porém, apesar das suas aplicações no domínio dos detectores gasosos, dados de parâmetros

de transporte no isobutano são escassos na literatura. Neste sentido, os resultados desta dissertação contribuem com informações sobre os parâmetros de transporte neste gás.

Esta dissertação divide-se em seis capítulos. Os objetivos deste trabalho são apresentados no capítulo 2. Já no capítulo 3, onde são abordados os fundamentos teóricos, é discutida a equação de transporte de Boltzmann, incluindo as condições necessárias para que a velocidade de arrastamento em um gás seja dependente da intensidade do campo elétrico reduzido. Também são descritas as técnicas experimentais existentes para obtenção da velocidade de arrastamento e os códigos mais utilizados para simular o comportamento dos parâmetros de transporte em gases (*Bolsig+* [29 e 31], *Magboltz* [30, 32 – 34] e *Imonte* [35]).

Entre as técnicas experimentais destaca-se a de Townsend pulsada que possui dois modos de operação (modo integral e modo diferencial). Na dissertação, estes modos são explicados com base nos trabalhos de S. R. Hunter *et al.* [14] e J. de Urquijo e Hernández-Ávila *et al.* [18 – 22], considerados referências na área. O desenvolvimento teórico do modo integral é descrito detalhadamente no trabalho de H. A. Blevin *et al.* [17]; já considerações do modo diferencial são encontradas no livro *Electron avalanches and breakdown in gases* [23] de H. Raether.

No capítulo 4 é apresentada uma descrição do aparato experimental e da metodologia adotada para obtenção dos valores de tempo de trânsito dos elétrons, como os ajustes iniciais da configuração referentes à focalização do *laser* e verificação do paralelismo entre os eletrodos.

O capítulo 5 é dedicado à análise dos sinais provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons na região entre os eletrodos e aos resultados obtidos de velocidade de arrastamento. Inicialmente, para validar a técnica proposta neste projeto, determinou-se a velocidade de arrastamento para o nitrogênio em razão da disponibilidade de dados consolidados na literatura para este gás [28, 41 – 43]. Em seguida, a metodologia foi estendida para o isobutano. A discussão final dos resultados é apresentada no capítulo 6.

2 OBJETIVOS

Determinar a velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro, por meio da técnica de Townsend pulsada em modo diferencial, utilizando uma configuração similar à de uma câmara de placas resistivas, operando em regime de multiplicação de cargas.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Equação de Boltzmann

Os parâmetros de transporte em gases caracterizam o comportamento, em escala macroscópica, do meio e representam os valores médios de grandezas relacionadas ao movimento de elétrons (ou íons). O cálculo teórico dos parâmetros de transporte envolve o conhecimento da função distribuição de energia dos elétrons, que é solução da equação de transporte de Boltzmann.

A equação de Boltzmann pode ser empregada para descrever a evolução temporal da nuvem de elétrons. A densidade de elétrons é definida pela função distribuição $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ no espaço de fases com seis dimensões. Essa função representa a densidade de elétrons, no tempo t , que se encontra centrada em um diferencial de volume no espaço tridimensional das configurações $\mathbf{r}$, e possui velocidades centradas em $\mathbf{v}$ no espaço das velocidades (três dimensões). A equação de Boltzmann usualmente é escrita na forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = k[f] \quad (1)$$

onde ∇ é o operador gradiente no espaço das configurações, e/m_e a razão carga-massa do elétron, $\mathbf{E}$ o campo elétrico, $\nabla_{\mathbf{v}}$ o operador gradiente no espaço das velocidades e k a taxa de mudança de f em razão das colisões elásticas, inelásticas (somente excitações) e de ionizações.

Se o campo elétrico é uniforme, a função f depende de seis coordenadas: v , θ , x , y , z e t , sendo z a coordenada na direção do campo elétrico e θ o ângulo entre a velocidade $\mathbf{v}$ e o campo elétrico $\mathbf{E}$. Assumindo que as dimensões laterais x e y são desprezíveis, a função f se reduz a quatro variáveis.

Em razão da dificuldade em solucionar a Eq. (1) por métodos numéricos, na prática, utilizam-se algumas aproximações. A solução da equação de Boltzmann é obtida mediante expansão em série da função distribuição. Cada autor adota um tipo de expansão em série [1-6], a mais empregada na literatura baseia-se no desenvolvimento em polinômios de Legendre no espaço das velocidades, devido às suas propriedades de

ortogonalidade. De modo geral, para o estudo do deslocamento e da difusão lateral de elétrons, consideram-se apenas os dois primeiros termos da expansão.

Os erros nos cálculos dos parâmetros de transporte dependem da aproximação empregada. Por exemplo, L. C. Pitchford e A. V. Phelps [7] resolveram a equação de Boltzmann desenvolvendo em série a função distribuição em dois e seis termos. Com os resultados obtidos, verificaram que as diferenças entre as aproximações envolvendo os dois primeiros termos da expansão são de 5% para o coeficiente de difusão transversal e 1% para velocidade de arrastamento, em comparação com a expansão em seis termos. Estes valores foram encontrados para o nitrogênio em um campo elétrico reduzido (E/N) de 70.10^{-21} Vm^2 .

Em aplicações típicas, integra-se a Eq. (1) no espaço das velocidades obtendo-se, assim, a equação da continuidade da densidade de elétrons no espaço das configurações. Segundo H. Tagashira *et al.* [1]:

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = R_i(t)n(z, t) - W_r(t)\frac{\partial n(z, t)}{\partial z} + D_L(t)\frac{\partial^2 n(z, t)}{\partial z^2} - D_3(t)\frac{\partial^3 n(z, t)}{\partial z^3} + \dots \quad (2)$$

onde $n(z, t)$ é a densidade de elétrons, $R_i(t)$ a frequência de ionização, $W_r(t)$ a velocidade de deslocamento do centro de massa da nuvem de elétrons, $D_L(t)$ o coeficiente de difusão longitudinal e $D_n(t)$ ($n \geq 3$) representa os coeficientes de difusão de ordens mais elevadas.

Os coeficientes dessa equação correspondem aos parâmetros de transporte independentes da posição e as considerações matemáticas de cada um são apresentadas no trabalho de H. Tagashira *et al.* [1].

Em condições experimentais típicas, após um tempo de equilíbrio, os parâmetros de transporte atingem uma condição estacionária, dependendo apenas do campo elétrico reduzido. Esta situação é denominada de regime hidrodinâmico. Por esta razão, os coeficientes de difusão de ordens mais elevadas podem ser desprezados e a Eq. (2) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = R_i n(z, t) - W_r \frac{\partial n(z, t)}{\partial z} + D_L \frac{\partial^2 n(z, t)}{\partial z^2} \quad (3)$$

Portanto, a nuvem de elétrons é caracterizada pelas grandezas macroscópicas apresentadas na Eq. (3) (R_i , W_r e D_L).

3.2 Velocidade de arrastamento de elétrons

A velocidade de arrastamento de elétrons (ou velocidade de deriva) é um parâmetro importante para caracterizar o deslocamento de elétrons em um meio gasoso, e é definida como sendo a razão entre a distância percorrida, na direção do campo elétrico, e o respectivo tempo de trânsito.

Atualmente, os experimentos envolvendo partículas com altas energias motivam a determinação deste parâmetro para diferentes gases e regiões de campo elétrico, já que este contribui com informações relevantes para detectores gasosos empregados em medidas de momento linear e na reconstrução de trajetórias de partículas.

Nas câmaras de deriva (*drift chambers*), por exemplo, as coordenadas espaciais das partículas carregadas são obtidas a partir do tempo de trânsito dos elétrons. Por esta razão, a velocidade de arrastamento deve ser elevada, a fim de diminuir o empilhamento (*pile-up*) das informações. Além disso, gases com velocidade de arrastamento aproximadamente constante, para a região de E/N analisada, são preferencialmente empregados.

3.2.1 Dependência da velocidade com o campo elétrico

Elétrons em um gás, sob ação de um campo elétrico, são acelerados em direção ao anodo. Durante este deslocamento os elétrons sofrem colisões com as moléculas do gás, o que limita a velocidade máxima adquirida. A direção de movimento dos elétrons é aleatória. Porém, existe um deslocamento efetivo na direção do campo elétrico.

A velocidade de arrastamento de elétrons relaciona-se com a mobilidade (μ) e com o campo elétrico (E). A partir da teoria cinética dos gases, tem-se que a velocidade de deriva (W) pode ser expressa como:

$$W = \mu \frac{E}{N} \quad (4)$$

com a densidade de moléculas do gás (N) dada por:

$$N = N_0 \frac{P}{760 \text{ mmHg}} \frac{273,15 \text{ K}}{T} \text{ moléculas/m}^3 \quad (5)$$

onde N_0 é o número de Loschmidt ($N_0 = 2,687 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$), P a pressão em milímetros de mercúrio (mmHg) e T a temperatura em kelvin (K).

O campo elétrico reduzido (E/N) é expresso em termos da unidade townsend (1 Td = 10^{-21} Vm^2), em homenagem a John Sealy Edward Townsend, um dos pioneiros nos estudos do comportamento de elétrons em gases.

A mobilidade é função da intensidade do campo elétrico, porém, pode-se assumir uma relação linear para análises teóricas em diferentes processos de descargas gasosas [8]. Em um mesmo gás, a mobilidade difere pouco entre íons positivos e íons negativos e valores típicos estão entre 1 e $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{atm/V.s}$. Para elétrons livres a mobilidade é da ordem de 1000 vezes maior em comparação aos íons positivos e negativos.

Na FIG. 1 é apresentada a variação da velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido.

FIGURA 1: Valores experimentais de velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido. Resultados experimentais compilados por G. G. Raju [9].

No caso de misturas gasosas, a velocidade de arrastamento também depende da concentração dos gases. Na FIG. 2 é mostrado o comportamento da velocidade de deriva para diferentes concentrações de argônio e isobutano em uma mistura, em função do campo elétrico. Verifica-se que a velocidade de arrastamento cresce com o aumento da concentração de isobutano. Para o campo elétrico de 2 kV/cm a velocidade de arrastamento é 1,7 vezes maior para a mistura com 38% de isobutano em comparação com a mistura com 7% de isobutano.

FIGURA 2: Velocidade de arrastamento de elétrons em diferentes concentrações de argônio e isobutano em função campo elétrico [10].

O comportamento da velocidade de arrastamento de elétrons na FIG. 2 pode ser explicado por meio das colisões inelásticas de elétrons com moléculas do gás. O argônio é um gás monoatômico e o seu primeiro nível de excitação é 11,5 eV [11]. Já no isobutano, as colisões inelásticas ocorrem em maior frequência em razão da excitação dos níveis vibracionais, que necessitam de menores energias. Estas colisões resultam em uma diminuição da energia média dos elétrons.

A secção de choque de colisão (σ) relaciona-se com o livre caminho médio (λ) pela relação:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \quad (6)$$

Na FIG. 3 é mostrado o comportamento da secção de choque do argônio em função da energia média dos elétrons.

Assim, à medida que a energia dos elétrons diminui, a secção de choque também diminui, alcançando um ponto de mínimo em 0,3 eV, conhecido como mínimo de Ramsauer. Segundo a Eq. (6), com a diminuição da energia dos elétrons, o livre caminho médio no argônio aumenta. Como a velocidade de arrastamento é diretamente proporcional ao livre caminho médio dos elétrons [11], a diminuição da secção de choque acarreta um aumento da velocidade de arrastamento.

FIGURA 3: Secção de choque de elétrons no argônio em função da energia [12].

Na presença de campo elétrico, quando um ou mais elétrons se deslocam em direção ao anodo ocorrem colisões elásticas e inelásticas. Com o aumento da intensidade do campo elétrico, os elétrons adquirem energia cinética suficiente para ionizar moléculas do gás, gerando elétrons secundários. Os elétrons primários e secundários podem ainda gerar mais elétrons por colisão, resultando em uma produção de cargas em cascata. Esse fenômeno é conhecido como avalanche Townsend. Nestas condições, a velocidade de deslocamento corresponde à velocidade média do centro de massa da nuvem de elétrons. Uma das soluções analíticas da função distribuição de energia dos elétrons na nuvem é encontrada no trabalho de G. Schultz e J. Gresser [13]:

$$f(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} e^{-\int \frac{3A(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{[eE\lambda(\varepsilon)]^2 + 3kTA(\varepsilon)}} \quad (7)$$

onde: C é uma constante proveniente da normalização de $f(\epsilon)$, ϵ é a energia dos elétrons, $\Lambda(\epsilon)$ é a fração de energia perdida em cada colisão inelástica (excitações rotacionais e vibracionais), e é a carga elementar, E é a intensidade do campo elétrico, o livre caminho médio, $\lambda(\epsilon)$, é obtido a partir da Eq. (6) consoante à curva de Ramsauer para o gás considerado, k é a constante de Boltzmann e T a temperatura.

Conhecendo-se os valores das secções de choque de colisões elásticas e inelásticas, $f(\epsilon)$ pode ser determinada com a Eq. (7), e a velocidade de arrastamento calculada por:

$$W(E) = -\frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial [f(\epsilon) u^{-1}]}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (8)$$

sendo $u = \sqrt{2\epsilon/m}$ a velocidade instantânea dos elétrons com energia ϵ .

Como discutido anteriormente, em razão da dificuldade do cálculo da função distribuição de energia dos elétrons, $f(\epsilon)$, empregam-se programas computacionais para solucionar este problema. Na secção 3.5 serão discutidos os códigos mais utilizados para determinação dos parâmetros de transporte, em especial da velocidade de arrastamento.

3.3 Técnicas experimentais para determinação dos parâmetros de transporte

As medidas experimentais dos parâmetros de transporte se dividem em três principais grupos: técnicas de Townsend em regime estacionário (*steady state* Townsend - SST), técnicas de Townsend pulsadas (*pulsed* Townsend - PT) e experimentos de tempo de voo (*time-of-flight* - TOF).

O regime estacionário é caracterizado por uma produção contínua de elétrons. Em geral, elétrons são liberados do catodo por meio de radiação ultravioleta. Nestas experiências mede-se a variação espacial da corrente induzida pelo deslocamento dos elétrons entre os dois eletrodos sendo, neste caso, a corrente independente do tempo. Por essa razão, com esta técnica não é possível determinar a velocidade de arrastamento.

Já na técnica de Townsend pulsada, um pulso de *laser* é empregado para geração de nuvens de elétrons, o que gera um sinal elétrico induzido no anodo. Os experimentos realizados com técnica pulsada ainda são divididos em dois grupos: técnica de Townsend pulsada em regime diferencial ou em regime integral. Por se tratar da técnica

utilizada neste trabalho, a técnica de Townsend pulsada será abordada com maiores detalhes na secção 3.4.1.

A geração de elétrons nos experimentos de tempo de voo é semelhante à da técnica de Townsend pulsada. Porém, nestes experimentos a velocidade de arrastamento pode ser obtida de dois modos:

- (1) Considerando a correlação no espaço para dois diferentes tempos (câmara de nuvens);
- (2) Considerando uma correlação no tempo para dois diferentes pontos no espaço.

A velocidade de arrastamento, para o primeiro caso é obtida pela relação [14]:

$$W_r = \frac{\overline{dz}}{dt} \quad (9)$$

onde

$$\overline{z} = \frac{\int z n(z, t) dz}{\int n(z, t) dz} \quad (10)$$

Poucos experimentos são capazes de obter esses parâmetros diretamente. Nos experimentos atuais, baseados na técnica de Townsend pulsada e tempo de voo, determina-se o tempo médio de deslocamento da nuvem de elétrons entre os eletrodos, isto é:

$$W = \frac{dz}{dt} \quad (11)$$

sendo

$$\overline{t} = \frac{\int t n(z, t) dt}{\int n(z, t) dt} \quad (12)$$

As velocidades de arrastamento obtidas por cada uma dessas técnicas não são necessariamente as mesmas, porém, se relacionam por meio de inclusão de condições de contorno [14], Eq. (13).

$$W = W_r \left[1 + C_1 \left(\frac{ND_L}{W} \right) \left(\frac{1}{Nd} \right) + 2 \left(\frac{\eta}{N} - \frac{\alpha}{N} \right) \left(\frac{ND_L}{W} \right) + \text{correções de ordem superior} \right] \quad (13)$$

onde C_1 é uma constante com valor próximo à unidade, D_L o coeficiente de difusão longitudinal, d a distância entre os eletrodos, η o coeficiente de captura de elétrons e α o coeficiente de multiplicação gasosa.

Para cada técnica experimental (PT e TOF) têm-se condições de contorno diferentes para a equação de Boltzmann, por essa razão, os valores de velocidade de deriva dependem da técnica considerada. As expressões teóricas deste parâmetro, para cada técnica, podem ser encontradas nas referências [1 e 3]. Nas secções a seguir são apresentados detalhes da técnica de Townsend pulsada e dos experimentos de tempo de voo por meio de trabalhos considerados referências em cada método [9].

3.4.1 Técnica de Townsend pulsada (PT)

Os experimentos que utilizam esta técnica empregam eletrodos com geometria de placas paralelas onde os elétrons primários são produzidos por fotoemissão no catodo, ou são gerados no gás, em uma posição conhecida entre os dois eletrodos [15].

Com a técnica pulsada é possível alcançar elevados valores de E/N [16]. A técnica parte da definição de velocidade de arrastamento (razão da distância percorrida pelos elétrons pelo tempo de trânsito destes) e, como mencionado anteriormente, pode ser classificada segundo o modo de operação: modo diferencial ou modo integral.

O trabalho de S. R. Hunter *et al.* [14] é referência na operação em modo integral, no qual são determinados os parâmetros de transporte de elétrons no metano. As considerações teóricas sobre este modo de operação podem ser encontradas no trabalho de H. A. Blevin *et al.* [17].

Já o modo diferencial de operação é exemplificado pelos trabalhos de J. de Urquijo *et al.* [18 - 20] e J. L. Hernández-Ávila *et al.* [21 e 22]. Nestes, a técnica de Townsend pulsada em modo diferencial é aplicada na determinação dos coeficientes de transporte não somente de elétrons, como também de íons, em gases.

Modo integral

Na FIG. 4 é apresentado o esquema do aparato experimental utilizado no trabalho de S. R. Hunter *et al.* [14]. Nesta configuração, os elétrons primários são liberados do catodo pela incidência de um pulso de luz na região do ultravioleta (com 5 ns de duração) e se deslocam sob ação do campo elétrico em direção ao anodo.

O movimento dos elétrons e dos íons entre os eletrodos induz cargas no anodo e uma diferença de potencial $V(t)$ pode ser medida na resistência de carga, R . Neste modo de operação a constante de tempo do pré-amplificador (τ) é ajustada para um valor muito maior do que o tempo de trânsito dos íons positivos ou negativos, ou seja, $\tau = RC > T_+ \approx T_-$ (10^{-4} a 10^{-2} s). No trabalho de S. R. Hunter *et al.* [14] $RC = 1$ s.

FIGURA 4: Aparato experimental empregado por S. R. Hunter para determinação dos parâmetros de transporte no metano[14].

A tensão induzida no anodo pelo movimento dos elétrons entre os eletrodos é dada por:

$$V(T_c) = -\frac{1}{C} \int_0^{T_c} i_e(t) dt \quad (14)$$

onde $i_e(t)$ é a corrente induzida no anodo devido ao movimento dos elétrons:

$$i_e(t) = n(t) e \frac{W}{d} \quad (15)$$

substituindo a Eq. (15) em (14) temos:

$$V(T_e) = -\frac{e}{C} \frac{W}{d} \int_0^{T_e} n(t) dt = -\frac{e}{C} \frac{1}{T_e} \int_0^{T_e} n(t) dt \quad (16)$$

com T_e sendo o tempo de trânsito dos elétrons.

Como $T_e < T_+$, a queda de tensão em R devido ao deslocamento dos íons positivos e negativos é desprezível durante o tempo de trânsito dos elétrons. Na FIG. 5 é apresentada a forma do sinal correspondente à queda de tensão em R em função do tempo de trânsito dos elétrons e dos íons. A queda de tensão proveniente dos elétrons é V_e e devido aos íons positivos e negativos é V_+ e V_- , respectivamente.

FIGURA 5: Tensão induzida em função do tempo de trânsito dos elétrons e íons positivos e negativos [14].

A expressão para a queda de tensão em R é:

$$V(T_e) = -\frac{en_0}{C(\rho - \lambda_L)d} \left[1 - \left(\frac{2\rho}{\rho + \lambda_L} \right) e^{-(\rho - \lambda_L)d} \right] \quad (17)$$

onde $\rho^2 = \lambda_L^2 + 2\lambda_L(\eta - \alpha)$ e $\lambda_L = W/2D_L$, sendo D_L o coeficiente de difusão longitudinal. Se a difusão não é significativa, a Eq. (17) se reduz a:

$$V(T_e) = -\frac{en_o}{C(\eta - \alpha)d} [1 - e^{-(\eta - \alpha)d}] \quad (18)$$

Com a FIG. 5 verifica-se uma “quebra” na forma do sinal que ocorre para um tempo igual a T_e , e a velocidade de arrastamento pode ser obtida por meio da relação: $W = d/T_e$. A “quebra” na forma do sinal é visualizada mais facilmente para valores elevados de N (e consequentemente baixo E/N , onde T_e é longo) e quando α e η são pequenos.

Em condições experimentais, a largura do pulso do *laser*, o ruído eletrônico e a difusão dos elétrons prejudicam a determinação de T_e . Nestas circunstâncias pode-se obter o tempo de trânsito da nuvem de elétrons, com uma boa aproximação, pela intersecção da extrapolação linear dos dois segmentos de tensão (antes e depois do ponto de inflexão do sinal). Na FIG. 6 são mostrados os sinais obtidos experimentalmente para o metano, mantendo-se constante o parâmetro Nd (N densidade de moléculas do gás e d o espaçamento entre os eletrodos), para três valores de E/N , indicados nas figuras. As linhas pontilhadas correspondem ao tempo de trânsito dos elétrons.

FIGURA 6: Sinais obtidos por S. R. Hunter para três valores de E/N e taxas de captura de elétrons (a) baixa; (b) moderada e (c) elevada [14].

Modo diferencial

Na FIG. 7 é apresentado o esquema do arranjo experimental empregado nos trabalhos de J. de Urquijo [18 - 20] e J. L. Hernández-Ávila [21 e 22]. A câmara consiste em um par de placas paralelas de 12 cm de diâmetro. O anodo possui um orifício central de 1,5 cm de diâmetro, onde uma fina grade (3 fios/mm) está posicionada para permitir a passagem do feixe de *laser* com comprimento de onda de 337 nm e 120 μ J de energia. O feixe de *laser* incide perpendicularmente no catodo (de alumínio), onde são liberados os elétrons e o espaçamento entre os eletrodos pode ser alterado com auxílio de um parafuso micrométrico, não representado na FIG. 7.

FIGURA 7: Arranjo experimental empregado por J. de Urquijo e colaboradores [18].

A corrente de deslocamento devido ao movimento dos portadores de carga entre os eletrodos produz uma queda de tensão na resistência R . Esta tensão é amplificada, e o sinal resultante é injetado em um osciloscópio e então armazenado em um computador pessoal (PC). A constante RC do circuito pode ser variada de 5 a 15 ns.

A mobilidade dos elétrons é muito maior do que dos íons positivos e negativos (cerca de 1000 vezes). Por essa razão, depois dos elétrons terem sido coletados, nuvens de íons positivos e negativos ainda existirão entre os eletrodos e se moverão em direção aos eletrodos correspondentes.

Na FIG. 8 é mostrado o comportamento da corrente para os elétrons (I_e), íons positivos (I_+) e íons negativos (I_-) em função do tempo. Verifica-se que a corrente dos

elétrons I_e aumenta rapidamente e cai à zero no tempo de trânsito dos elétrons (T_e). A corrente dos íons positivos I_+ é relativamente constante e vai à zero no tempo correspondente ao tempo de trânsito dos íons positivo (T_+). Situação análoga é observada no caso dos íons negativos.

O aprofundamento teórico desta técnica é apresentado pelo H. Raether [23].

FIGURA 8: Corrente dos portadores de carga em uma avalanche [9].

A expressão do desenvolvimento temporal da corrente dos elétrons entre os eletrodos é descrita pela expressão abaixo [21]:

$$I_e(t) = P(Q + R) \quad (19)$$

onde:

$$P = \frac{n_0 e}{2T_e} \exp(\alpha W t) \quad (20)$$

$$Q = \left[1 - \varphi \left(\frac{(W + \alpha D_L)t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right] \quad (21)$$

$$R = \exp \left(\frac{W + \alpha D_L}{D_L} d \right) \left[\varphi \left(\frac{(W + \alpha D_L)t + d}{\sqrt{4D_L t}} \right) - 1 \right] \quad (23)$$

sendo n_0 o número inicial de elétrons liberados do catodo e φ uma função que representa o erro em x [21].

A Eq. (19) parte da consideração que todos os elétrons são liberados do catodo, simultaneamente, em $t = 0$. Na FIG. 9 é mostrado um pulso típico de corrente de elétrons no dióxido de carbono (CO_2) e a curva ajustada a partir da função representada na Eq. (19).

O tempo de subida do sinal é influenciado pelo pulso do *laser* e pela largura de banda dos equipamentos utilizados. Já a queda do sinal é afetada pela difusão longitudinal, e para um mesmo valor de E/N , se torna mais alargada para pressões menores [21].

FIGURA 9: Curva experimental da corrente de elétrons no dióxido de carbono e curva teórica obtida pela Eq. (19) [21].

Na ausência de difusão, a Eq. (19) pode ser reescrita como:

$$I_e(t) = \frac{n_0 e}{T_e} \exp[(\alpha - \eta)Wt] \quad (23)$$

O tempo de trânsito dos elétrons é determinado a partir dos pontos médios de subida e descida do sinal, FIG. 10. E assim, a velocidade de arrastamento pode ser obtida por meio da razão entre o espaçamento dos eletrodos e tempo de trânsito (T_e).

FIGURA 10: Determinação do tempo de trânsito dos elétrons [18].

3.4.2 Tempo de voo (TOF)

Os experimentos de tempo de voo são semelhantes aos que utilizam a técnica de Townsend pulsada. J. C. Bowe [24] realizou medidas precisas da velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio e em gases monoatômicos (hélio, neônio, argônio, criptônio e xenônio), e estudou a influência de impurezas moleculares nessas medidas. A maioria das medidas de J. C. Bowe foi realizada com pressão elevada (653 mmHg) e, conseqüentemente, os efeitos de difusão na interpretação de seus resultados foram pequenos. J. J. Lowke [25], E. B. Wagner [26] e J. Flechter & I. D. Reid [27] também utilizaram a técnica de tempo de voo para determinação da velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio.

Os experimentos atuais de tempo de voo utilizam o método de espectro de tempo de chegada (ATS – *arrival time spectrum*). Neste caso, os elétrons são liberados do catodo em intervalos de tempo conhecidos. O tempo de trânsito dos elétrons é função da velocidade de arrastamento W e do coeficiente de difusão longitudinal D_L . Para exemplificar esta técnica será utilizado o trabalho de Y. Nakamura [28] que fornece resultados experimentais precisos de velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio.

O aparato experimental desenvolvido (FIG. 11) permite medir, simultaneamente, a velocidade de arrastamento e o coeficiente de difusão longitudinal. O princípio de operação baseia-se em medir o tempo de trânsito dos elétrons em função do deslocamento total, para um mesmo valor de E/N . Se sucessivos grupos de elétrons são

liberados em intervalos de tempo maiores que o tempo de trânsito da nuvem de elétrons, a análise do espectro do tempo de chegada fornecerá a velocidade de arrastamento e o coeficiente de difusão longitudinal.

FIGURA 11: Arranjo experimental utilizado por Y. Nakamura para determinação da velocidade de arrastamento [28].

O aparato consiste em um filamento que libera elétrons por emissão termoelétrica, um par de obturadores (*shutter 1* e *shutter 2*), um coletor de elétrons (anodo) e dez anéis de guarda para que o campo elétrico seja uniforme na região de deriva. Cada obturador consiste em duas grades paralelas separadas a 1 mm e com 2 fios/mm. O *shutter 2* e o coletor de elétrons são montados sobre um isolador e a distância entre os dois obturadores pode ser variada de 1 a 10 cm. Entre o filamento e o *shutter 1* há uma grade. O propósito da grade é diminuir as energias dos elétrons que são emitidos pelo filamento.

Os dois obturadores são polarizados de forma que os elétrons não entrem na região de deriva. Para isso, a grade superior é mantida em um potencial positivo em

relação à grade inferior do *shutter* 1, e a grade inferior do *shutter* 2 é mantida em um potencial negativo em relação à grade superior. As tensões dos dois pares de grades são escolhidas para impedir que elétrons entrem na região de deriva, mesmo quando nenhuma tensão é aplicada ao par de grades do *shutter* 2. Tensões típicas de polarização das grades são menores do que 10 V. Um pulso negativo na grade superior do *shutter* 1 e um pulso positivo na grade inferior do *shutter* 2 anula a tensão de bloqueio. A altura do pulso de cada obturador pode ser ajustada para obter a máxima corrente no coletor e os pulsos devem possuir o mesmo período.

A corrente no coletor é proporcional ao número de elétrons que chegam ao *shutter* 2 e o espectro de tempo de chegada obtido por Y. Nakamura [28] para nitrogênio com $E/N = 14 \text{ Td}$ é apresentado na FIG. 12. O parâmetro L indicado na figura representa a região de deriva (distância entre o *shutter* 1 e o *shutter* 2).

FIGURA 12: Espectro do tempo de chegada da avalanche de elétrons no nitrogênio para $E/N = 14 \text{ Td}$ [28].

Se n_0 elétrons iniciam o deslocamento a partir do *shutter* 1 em $t = 0$, o número de elétrons que chegam ao *shutter* 2 a uma distância L do primeiro obturador, $n(L, t)$, pode ser expresso pela seguinte equação [28]:

$$n(L, t) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \exp\left(-\frac{(L - Wt)^2}{4D_L t}\right) \quad (24)$$

O ponto máximo dos picos ocorre quando $t = t_p$:

$$t_p = \frac{1}{W}L - \frac{D_L}{W^2} \quad (25)$$

A velocidade de arrastamento, W , pode ser determinada pela relação entre o tempo do pico (t_p) do espectro e o deslocamento L . Na FIG. 13 é apresentada a relação linear da Eq. (25). O coeficiente angular do gráfico corresponde ao inverso da velocidade de arrastamento e, o coeficiente linear, à razão do coeficiente de difusão longitudinal pela velocidade de arrastamento ao quadrado. As velocidades de arrastamento de elétrons no nitrogênio obtidas por Y. Nakamura [28] em função do campo elétrico reduzido são apresentadas na FIG. 14.

FIGURA 13: Relação linear entre tempo do pico e o deslocamento L [28].

FIGURA 14: Velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio em função de E/N [28].

3.5 Simulações computacionais

Os resultados experimentais deste projeto foram comparados com aqueles obtidos por simulações computacionais. Os parâmetros de transporte de elétrons dependem da função distribuição de energia, Eq. (7), que, em geral, não é uma distribuição Maxwelliana e depende consideravelmente das condições experimentais.

A função de distribuição de energia dos elétrons e os parâmetros de transporte podem ser calculados a partir de dados de secção de choque por meio da equação de Boltzmann. Os códigos mais utilizados para determinação dos parâmetros de transporte são: *Bolsig+* [29] (versão 1.1), *Magboltz 2* [30] (versão 7.01) e *Imonte* (versão 4.5). A seguir é apresentada uma breve descrição destes códigos.

3.5.1 *Bolsig+*

O código *Bolsig+* é largamente utilizado pela comunidade de física de plasmas e foi escrito por G. J. M. Hagelaar e L. C. Pitchford [31]. O *Bolsig+* resolve a equação de Boltzmann somente em uma dimensão e utiliza a aproximação de dois termos para a função distribuição de energia. A função distribuição f da equação de Boltzmann depende somente de quatro coordenadas (como discutido na secção 3.1), v , θ , t e z . Neste caso, o código considera uma nuvem de elétrons de extensão lateral infinita e, por essa razão, o código não distingue entre o coeficiente de difusão longitudinal e lateral.

A dependência angular de f é expandida em termos dos polinômios de Legendre e somente os dois primeiros termos são considerados. Para resultados mais precisos, seis ou mais termos da expansão podem ser empregados, porém, para muitos casos a expansão em dois termos fornece resultados satisfatórios [7]. Usando a expansão em dois termos em f , tem-se:

$$f(v, \cos\theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t)\cos\theta \quad (26)$$

onde f_0 é a parte isotrópica de f e f_1 é uma perturbação anisotrópica.

Mais uma aproximação é feita pelo código *Bolsig+* em relação à dependência temporal de f_0 e f_1 . Em geral, f não pode ser constante no tempo e no espaço já que processos colisionais (como captura de elétrons e ionização por colisão) não conservam o número total de elétrons, n . Assim, separa-se a dependência da velocidade de f de sua parte temporal e espacial assumindo que:

$$f_{0,1}(v, z, t) = F_{0,1}(v)n(z, t) \quad (27)$$

sendo $F_{0,1}$ a função distribuição de energia (independente do tempo e do espaço) normalizada a 1 e $n(z, t)$ o número de elétrons [31].

Com essas aproximações, o código *Bolsig+* soluciona a equação de Boltzmann e fornece os valores de mobilidade dos elétrons no gás (μ) em função do campo elétrico reduzido (E/N). Então, a velocidade de arrastamento pode ser obtida por meio da Eq. (4), já que:

$$W = \mu \frac{E}{N}$$

3.5.2 Magboltz e Imonte

O código *Magboltz* foi desenvolvido por S. F. Biagi e possui duas versões. A primeira versão, denominada *Magboltz 1* [32 e 33], resolve a equação de Boltzmann por meio da solução da função distribuição, utilizando os três primeiros termos da expansão em polinômios de Legendre (uma a mais que o *Bolsig+*). Já a segunda versão, denominada *Magboltz 2* [34], emprega a técnica de integração numérica por Monte Carlo para solução

direta da equação de Boltzmann. Essa técnica é independente do método empregado para expansão da função distribuição de energia dos elétrons.

Também desenvolvido por S. F. Biagi, o código *Imonte* [35] utiliza a propagação por Monte Carlo verdadeira, ou seja, segue cada elétron na nuvem levando em consideração todas as interações possíveis (elásticas, inelásticas e superelásticas). A probabilidade de cada processo colisional é determinada pela respectiva secção de choque. O autor dos códigos recomenda que o *Imonte* substitua *Magboltz 2* para valores elevados de campo elétrico (da ordem de 50 kV/cm). Na FIG. 15 são mostrados resultados de velocidade de arrastamento obtidos com os três códigos para nitrogênio puro, a 300 K e pressão atmosférica.

FIGURA 15: Resultados de velocidade de arrastamento dos três códigos de simulação utilizados.

As simulações utilizando os códigos *Imonte* (versão 4.5) e *Magboltz 2* (versão 7.01) foram realizadas pelo Dr. Alessio Mangiarotti do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas – LIP – da Universidade de Coimbra em Portugal [36].

4 MATERIAIS E MÉTODO

No projeto, para determinação da velocidade de arrastamento de elétrons utiliza-se uma configuração de eletrodos semelhante à de uma câmara de placas resistivas. Essa disposição possui a característica de ser auto-protégida contra descargas, já que um dos eletrodos é constituído por um material de elevada resistividade [37 - 40]. Em nosso aparato, o catodo é de alumínio, com 40 mm de diâmetro, enquanto o anodo consiste em um vidro com 32,5 x 32,5 mm² de área, 3,5 mm de espessura e resistividade de $2 \cdot 10^{10} \Omega \cdot m$ (FIG. 16).

FIGURA 16: Foto dos eletrodos na câmara.

Os eletrodos e o circuito de polarização do anodo estão montados no interior de uma câmara de aço inox. Essa câmara possui duas janelas de quartzo, diametralmente opostas, para permitir que um feixe de *laser* incida no catodo. A janela de quartzo que o *laser* atravessa está indicada na FIG. 16.

Na FIG. 17 é mostrado o esquema da eletrônica utilizada, incluindo o circuito de polarização do vidro e de extração do sinal proveniente do anodo.

FIGURA 17: Esquema do circuito de polarização e extração do sinal do anodo.

O anodo está fixado a três cabeças micrométricas (150-189, MITUTOYO[®]) angularmente espaçadas em 120°, que permitem ajustar o paralelismo entre os eletrodos (FIG 18 (a)). Já o espaçamento entre anodo-catodo é alterado por meio de um parafuso micrométrico (L2241-2, HUNTINGTON[®]), com 2 μm de precisão, acoplado ao catodo (FIG 18 (b)).

FIGURA 18: (a) detalhe das três cabeças micrométricas e (b) parafuso micrométrico.

Para minimizar efeitos de não-uniformidade do campo elétrico, os eletrodos devem estar paralelos. Por essa razão, para cada mudança de espaçamento entre os eletrodos, realizam-se procedimentos para assegurar o paralelismo. Estes procedimentos baseiam-se em ajustes visuais por meio de lâmpadas posicionadas na base e na lateral da câmara. O ajuste do paralelismo, se necessário, é realizado no anodo por intermédio das três cabeças micrométricas.

Neste sistema os elétrons são liberados do catodo pela incidência de um *laser* pulsado de nitrogênio (MNL200-LD, LTB[®]), que possui duração média do pulso de 700 ps, comprimento de onda de 337,1 nm e energia média de 100 μJ . Além disso, o feixe

é de baixa divergência ($1,2 \text{ mrad} \times 1,7 \text{ mrad}$) e tem 2 mm^2 ($2 \times 1 \text{ mm}^2$ - altura x largura) de área na saída do equipamento.

O *laser* é conectado à porta serial de um computador e é possível controlá-lo mediante um *software* fornecido pelo fabricante. Com esse *software* pode-se ajustar a taxa de repetição do pulso em até 20 Hz e monitorar a temperatura do equipamento, a pressão do nitrogênio e a energia do feixe. No APÊNDICE A é apresentada a distribuição da energia do feixe realizada pelo *software* do fabricante.

Os elétrons precisam ser liberados do catodo em uma região de campo elétrico uniforme, ou seja, longe das bordas dos eletrodos. Por essa razão, focaliza-se o *laser* para incidir no centro do catodo. Com nitrogênio fluindo na câmara, eleva-se a tensão até que a intensidade do campo elétrico seja aproximadamente 40 kV/cm. Nesta situação espera-se um sinal com elevada relação sinal-ruído em virtude da intensidade do campo elétrico. Assim, o *laser* é ligado e com auxílio do osciloscópio monitora-se o sinal proveniente do anodo. Uma condição satisfatória de alinhamento é obtida quando um sinal de elevada amplitude é visualizado no osciloscópio.

Para analisar a uniformidade do campo elétrico empregou-se o programa *Comsol Multiphysics*[®] – versão 3.5.0.603, que permite simular o campo elétrico entre os eletrodos. Os resultados para a configuração empregada neste projeto são apresentados no APÊNDICE B.

Para acelerar os elétrons em direção ao anodo, polariza-se o vidro positivamente por meio de uma placa de latão com 14 mm de diâmetro (FIG. 19), utilizando uma fonte de alta-tensão 225-30R BERTAN[®]. O vidro foi fixado ao latão mediante uma fita dupla-face de cobre.

FIGURA 19: Eletrodo de latão empregado na polarização do vidro.

Como a informação temporal presente no sinal induzido no anodo é significativa nesta aplicação, o circuito amplificador utilizado foi especialmente desenvolvido para preservar a forma do sinal. O amplificador foi projetado e construído no Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra em Portugal [41] e baseia-se no circuito integrado BGM1013 da PHILIPS®. Esse circuito integrado possui 2,1 GHz de largura de banda e 35,5 dB de ganho.

Os sinais depois de amplificados são digitalizados por um osciloscópio (WavePro 7000, LECROY®), que possui 1 GHz de largura de banda e 10 GS/s de taxa de amostragem. O osciloscópio permite que os sinais sejam armazenados para posterior análise. Além disso, é possível inserir funções matemáticas, entre estas, funções que permitem obter a média aritmética de formas de onda e a subtração de sinais ponto a ponto em tempo real.

Dada a sensibilidade das medições, com relação ao alinhamento da câmara e focalização do *laser*, todo o aparato é mantido sobre uma bancada óptica, projetada para tais aplicações (FIG. 20).

FIGURA 20: Disposição dos equipamentos sobre a bancada óptica.

4.1 Velocidade de arrastamento de elétrons

Se a distância percorrida pelos elétrons (espaçamento entre anodo-catodo) e o tempo de trânsito são conhecidos, então a velocidade de arrastamento pode ser determinada por meio da razão entre as duas grandezas.

O tempo de trânsito dos elétrons é obtido por uma diferença temporal entre um sinal de *trigger* gerado pelo *laser* e a amplitude máxima do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons. Este procedimento será discutido detalhadamente na Seção 4.2.

Para validar a técnica, primeiramente realizaram-se medidas com o nitrogênio, já que para este gás se dispõe de dados consolidados na literatura. Posteriormente, as medidas foram estendidas para o isobutano. Os resultados obtidos foram comparados com dados da literatura (caso do nitrogênio) e também com os valores fornecidos pelo código *Imonte* – versão 4.5 (nitrogênio e isobutano) [36].

Em virtude da velocidade de arrastamento ser função do campo elétrico reduzido (E/N), as condições ambientais influenciam no valor de N . Por essa razão, durante a aquisição de dados a temperatura e pressão do laboratório foram monitoradas. As medições foram realizadas em pressão atmosférica.

4.2 Determinação do tempo de trânsito dos elétrons.

Para cada valor de tensão aplicada ao anodo adquiria-se uma média do ruído eletrônico. O ruído eletrônico é obtido nas mesmas condições das medidas, ou seja, com o *laser* ligado e disparando o feixe, porém, com o obturador do equipamento fechado, isto é, sem incidência e liberação de elétrons no catodo. Com o obturador fechado e inserindo uma função matemática no osciloscópio, determina-se a média aritmética do ruído. O ruído considerado neste trabalho refere-se à média aritmética de 100 sinais consecutivos, para cada valor de tensão.

Determinada a média do ruído eletrônico, o obturador do *laser* é aberto e adquirem-se 100 sinais consecutivos. Esses sinais são provenientes do deslocamento dos elétrons entre os eletrodos. Como no caso do ruído, calcula-se a média aritmética desses sinais.

A média dos sinais não é utilizada para determinar o tempo de trânsito dos elétrons. Isso se deve ao fato que para campos elétricos mais baixos a amplitude do sinal coletado é pequena e, conseqüentemente, apresenta uma baixa relação sinal-ruído. Essa condição dificulta a determinação do ponto de máxima amplitude do sinal.

Para minimizar a contribuição do ruído, realiza-se a subtração da média do ruído da média do sinal. Deste modo, a forma de onda resultante é empregada para determinação do tempo de trânsito dos elétrons. Na Seção 5 são apresentados os sinais obtidos. Vale ressaltar que, todas as funções matemáticas aplicadas aos sinais (média e

subtração), são efetuadas pelo osciloscópio, em tempo real, e as formas de onda obtidas são armazenadas para posterior análise.

Parte do feixe liberado pelo *laser* incide em um fotodiodo, gerando um sinal rápido, que pode ser extraído e analisado no osciloscópio. O sinal gerado pelo fotodiodo é empregado como sinal de *trigger* nas medições em razão do rápido tempo de subida (≤ 800 ps). Na FIG. 21 é apresentada a forma do sinal de *trigger*.

FIGURA 21: Sinal de *trigger* empregado para determinação do tempo de trânsito dos elétrons.

O sinal de *trigger* indica o instante em que os elétrons são liberados do catodo ($t = 0$). Esse sinal é injetado em um dos canais do osciloscópio e corresponde ao tempo inicial de trânsito dos elétrons. Durante a aquisição de dados ajusta-se o nível de discriminação do osciloscópio em 750 mV no canal referente ao sinal do fotodiodo e este valor é mantido constante durante a aquisição de dados. Para níveis de discriminação menores que 750 mV, não era possível sincronizar corretamente os sinais provenientes do amplificador.

Nas medidas, o intervalo de tempo necessário para que os elétrons liberados do catodo (em $t = 0$) sejam totalmente coletados no anodo (em um tempo t) é determinado a

partir da diferença temporal entre o sinal de *trigger* e a amplitude máxima do sinal proveniente da câmara (t).

Para utilizar essa diferença temporal como sendo o tempo de trânsito dos elétrons, as características e o comprimento dos cabos de extração do sinal da câmara e o do *trigger* do *laser* são iguais.

Na FIG. 21 é mostrada a diferença temporal entre a amplitude máxima do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons e o início do sinal de *trigger*. A determinação do tempo de trânsito dos elétrons é realizada por meio dos cursores do osciloscópio. Em vermelho é apresentado o sinal de *trigger* (1V/div) e em roxo um sinal obtido para o nitrogênio (20 mV/div), referente à tensão de 5 kV e 1,25 mm de espaçamento entre os eletrodos.

FIGURA 22: Pontos de referência para determinação do tempo de trânsito dos elétrons.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados os estudos do tempo de trânsito dos elétrons, por meio de análise de sinais, e os resultados de velocidade de arrastamento, em função do campo elétrico reduzido. Nas seções a seguir são mostrados os resultados para o nitrogênio e para o isobutano puro.

5.1 Velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio

Para validar a técnica de medida, a velocidade de arrastamento de elétrons foi primeiramente determinada para o nitrogênio (99,999% de pureza), para o intervalo de campo elétrico reduzido de 148 a 194 Td. O comportamento da velocidade de arrastamento foi estudado para três espaçamentos (*gaps*) entre os eletrodos. Os resultados obtidos são apresentados nas Seções 5.1.1 a 5.1.3, respectivamente para os *gaps* de 1,50 mm, 1,25 mm e 1,00 mm.

Para cada *gap* foram efetuadas duas séries de medições, que, no trabalho dividem-se em:

- Dados 1 e Dados 2: *gap* de 1,50 mm;
- Dados 3 e Dados 4: *gap* de 1,25 mm;
- Dados 5 e Dados 6: *gap* de 1,00 mm.

5.1.1 *Gap* de 1,50 mm

Como discutido na Seção 4.2, o ruído do sistema é obtido mediante a média aritmética de 100 sinais consecutivos, para cada tensão de interesse.

Na FIG. 23 são apresentadas as médias aritméticas do ruído para as tensões de 5250 V e 6300 V do conjunto de Dados 1, e 5800 V para o conjunto Dados 2. Com a FIG.23 verifica-se que a forma do ruído é praticamente independente da tensão de polarização, para ambos os conjuntos de dados.

FIGURA 23: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o *gap* de 1,50 mm (nitrogênio).

Determinada a média aritmética do ruído, são adquiridos 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento dos elétrons no *gap*. Como no caso do ruído, calcula-se a média aritmética dos sinais para as diferentes tensões de polarização do vidro.

Os sinais resultantes da média aritmética são apresentados nas FIG. 24 e 25 para o conjunto de Dados 1 e Dados 2, respectivamente. Sinais com menores amplitudes (correspondentes às tensões de 5200 V a 5500 V) são os mais afetados pelo ruído, em razão da menor relação sinal-ruído. A localização do ruído nos sinais é mostrada em detalhe nas FIG. 24 e 25. A deformação no sinal, originada pelo ruído, pode ser minimizada com a subtração do ruído da média dos sinais. Os sinais resultantes desta subtração são apresentados nas FIG. 26 e 27 para os Dados 1 e Dados 2, respectivamente.

Para tensões de polarização mais elevadas, ou seja, campos elétricos mais intensos no interior da câmara, os elétrons movendo-se em direção ao anodo adquirem maior energia cinética, realizando mais ionizações. Assim, sinais com amplitudes maiores são obtidos (FIG. 24 a 27).

FIGURA 24: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 1).

FIGURA 25: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 2).

FIGURA 26: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 1).

FIGURA 27: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 2).

Uma característica dos sinais que permite a determinação do tempo de trânsito dos elétrons é que, para tensões mais elevadas, o ponto de máximo do sinal se desloca na escala de tempo, aproximando-se do instante $t = 0$ (na escala de tempo), em virtude do aumento da velocidade de arrastamento dos elétrons. Este deslocamento é de aproximadamente 0,6 ns entre os sinais de maior e menor amplitude.

A fim de visualizar este deslocamento da amplitude, na FIG. 28 é mostrada, em detalhe, a região de 4,0 ns a 9,5 ns da FIG. 27, sem os sinais referentes às tensões de 5200 V e 5300 V.

FIGURA 28: Deslocamento do ponto de máxima amplitude em função da tensão de polarização.

A determinação do tempo de trânsito dos elétrons se dá pela diferença temporal entre o início do sinal de *trigger* do *laser* ($t = 0$) e a amplitude máxima dos sinais. Os pontos de referência para a determinação do tempo de trânsito foram apresentados na FIG. 22 da Seção 4.2.

Na TAB. 1 (Dados 1) e TAB. 2 (Dados 2) são apresentados os valores da tensão de polarização do anodo (V), intensidade do campo elétrico (E), campo elétrico

reduzido (E/N , calculado a partir da Eq. (5)), tempo de trânsito dos elétrons (t) e os resultados de velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio.

As incertezas no valor do campo elétrico reduzido devem-se às medições da temperatura e pressão no laboratório, já no tempo de trânsito dos elétrons as incertezas foram estimadas com base na escala de tempo do osciloscópio e correspondem à metade do valor desta escala.

TABELA 1: Tensão de polarização (V , em volts), intensidade do campo elétrico (E , em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N , em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t , em nanossegundos) e velocidade de arrastamento dos elétrons (W , em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 1: Gás nitrogênio e *gap* de 1,50 mm. Pressão atmosférica ($703,0 \pm 0,5$) mmHg e (20 ± 1)°C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/ μ s)
5250	35,0	151,3 (7)	7,5 (5)	20,0 (13)
5300	35,3	152,8 (7)	7,5 (5)	20,0 (13)
5400	36,0	155,7 (7)	7,5 (5)	20,0 (13)
5500	36,7	158,6 (7)	7,5 (5)	20,0 (13)
5600	37,3	161,4 (7)	7,4 (5)	20,3 (14)
5700	38,0	164,3 (7)	7,1 (5)	21,1 (15)
5800	38,7	167,2 (7)	7,0 (5)	21,4 (15)
5900	39,3	170,1 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
5950	39,7	171,5 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6000	40,0	173,0 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6050	40,3	174,4 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6100	40,7	175,8 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6150	41,0	177,3 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6200	41,3	178,7 (8)	6,9 (5)	21,7 (16)
6250	41,7	180,2 (8)	6,9 (5)	21,7 (16)
6300	42,0	181,6 (8)	6,9 (5)	21,7 (16)
6350	42,3	183,1 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6400	42,7	184,5 (8)	7,0 (5)	21,4 (15)
6450	43,0	185,9 (8)	6,9 (5)	21,7 (16)
6500	43,3	187,4 (8)	6,9 (5)	21,7 (16)

TABELA 2: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 2: Gás nitrogênio e *gap* 1,50 mm. Pressão atmosférica ($703,0 \pm 0,5$) mmHg e (20 ± 1)°C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/μs)
5200	34,7	149,9 (7)		
5300	35,3	152,8 (7)		
5400	36,0	155,7 (7)	7,4 (5)	20,3 (14)
5500	36,7	158,6 (7)	7,4 (5)	20,3(14)
5600	37,3	161,4 (7)	7,3 (5)	20,5(14)
5700	38,0	164,3 (7)	7,1 (5)	21,1(15)
5800	38,7	167,2 (7)	7,1 (5)	21,1(15)
5900	39,3	170,1 (8)	6,9 (5)	21,7(16)
6000	40,0	173,0 (8)	6,9 (5)	21,7(16)
6100	40,7	175,8 (8)	6,9 (5)	21,7(16)
6200	41,3	178,7 (8)	6,8 (5)	22,1(16)
6300	42,0	181,6 (8)	6,8 (5)	22,1(16)
6400	42,7	184,5 (8)	6,8 (5)	22,1(16)

Em virtude do ruído, a determinação do tempo de trânsito dos elétrons para os sinais referentes às tensões de 5200 V e 5300 V do conjunto de Dados 2, foi prejudicada pela baixa definição dos pontos de referência.

O nitrogênio é um gás amplamente estudado e há dados consolidados de velocidade de arrastamento de elétrons neste gás. Na TAB. 3 são apresentadas as referências que possuem dados de velocidade de arrastamento no nitrogênio para a mesma região de campo elétrico reduzido, e a respectiva técnica experimental empregada.

A partir dos dados apresentados nas TAB. 1 e 2 levantou-se a curva de velocidade de arrastamento de elétrons em função do campo elétrico reduzido (FIG. 29). Os resultados obtidos foram comparados com os valores das referências indicadas na TAB. 3. Além disto, também são mostrados na FIG. 29 os resultados da simulação computacional utilizando o código *Imonte*-versão 4.5.

Tabela 3: Algumas referências disponíveis para comparação da velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio.

Autores	Referência	Método
Y. Nakamura	[28]	TOF
W. Roznerski e K. Leja	[42]	TOF
H. Hasegawa <i>et al.</i>	[43]	TOF
H. T. Saelee <i>et al.</i> ¹		TOF
P. Fonte <i>et al.</i>	[44]	PT

FIGURA 29: Velocidade de arrastamento dos elétrons para o *gap* de 1,50 mm.

Para este *gap*, os resultados obtidos de velocidade de arrastamento apresentam comportamento reprodutível, porém, estão acima dos valores da literatura. Para o campo elétrico reduzido de 173 Td, a velocidade de arrastamento obtida apresenta uma diferença de 12% em relação ao valor de H. T. Saelee *et al.*, já para Y. Nakamura [28] esta diferença é de 23%.

Analisando a metodologia empregada, verificou-se que os sinais referentes ao *gap* de 1,50 mm foram obtidos com um nível de discriminação diferente dos demais espaçamentos.

¹ Valores retirados do gráfico apresentado no trabalho de H. Hasegawa *et al.* [43].

Neste caso, a correção do tempo de trânsito dos elétrons foi realizada levando-se em consideração o ruído do sistema. Como será apresentado nas próximas seções, o ruído é afetado majoritariamente por indução no amplificador, durante os disparos do *laser*. Por esta razão, os ruídos estão localizados na mesma posição na escala de tempo, independentemente do *gap* adotado, ou do gás empregado.

Para a correção foram utilizados os sinais obtidos com a mesma intensidade de campo elétrico (40 kV/cm) nos três diferentes espaçamentos. O nível de discriminação dos sinais referentes aos *gaps* de 1,25 mm e 1,00 mm foi mantido constante (750 mV).

Assim, alinhando as regiões dos sinais influenciadas pelo ruído, para os três *gaps*, a diferença temporal entre os níveis de discriminação fornece a correção necessária para o tempo de trânsito dos elétrons. Para todas as medidas realizadas no *gap* de 1,50 mm (tanto nitrogênio como isobutano), o tempo de trânsito da nuvem de elétrons estava subestimado em 1,75 ns. No APÊNDICE C são mostrados os pontos de referências adotados para esta análise dos sinais. Os valores de velocidade de arrastamento corrigidos para esta diferença de 1,75 ns são mostrados na FIG.30.

FIGURA 30: Velocidade de arrastamento dos elétrons para o *gap* de 1,50 mm após a correção do tempo de trânsito dos elétrons.

Com a correção, observa-se que os valores de velocidade de arrastamento apresentam comportamento concordante, dentro da incerteza, com os valores da literatura,

e com os determinados pela simulação computacional *Imonte* – versão 4.5. Nesta condição, para o campo elétrico reduzido de 173 Td, o valor de velocidade obtido no conjunto de Dados 1 apresenta um desvio de 1,8%, em relação aos valores fornecidos por Y. Nakamura [28]. Já para o campo de 185 Td, para o conjunto Dados 2, a diferença é de 5,4% em comparação à H. Hasegawa *et al.* [43], que emprega a mesma técnica de medida que Y. Nakamura (ATS), discutida na seção 3.4.2.

5.1.2 Gap de 1,25 mm

Realizadas as medições com o *gap* de 1,50 mm (nitrogênio e isobutano), o *gap* foi alterado para 1,25 mm por meio do parafuso micrométrico acoplado ao catodo, após os procedimentos de focalização, foram efetuadas aquisições de sinais.

Na FIG. 31 são apresentadas dois sinais de ruído, referentes à tensão 4900 V (Dados 3), e 5000 V (Dados 4). Analogamente aos estudos com *gap* de 1,50 mm, os ruídos dos conjuntos de dados são semelhantes quanto à forma.

FIGURA 31: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o *gap* de 1,25 mm (nitrogênio).

Nas FIG. 32 (Dados 3) e FIG. 33 (Dados 4) são apresentadas as médias aritméticas de 100 sinais provenientes do amplificador. Em destaque a localização do ruído na média dos sinais.

Vale ressaltar que, para a mesma intensidade de campo elétrico a amplitude dos sinais para o *gap* de 1,25 mm é menor quando comparada com o *gap* de 1,50 mm. Como previsto pela teoria de multiplicação de cargas em regime de avalanche [45 - 46], esta diferença relaciona-se com o número de elétrons gerados ao longo da trajetória dos elétrons primários (que são liberados do catodo). Ou seja, para espaçamentos menores e mesma intensidade de campo elétrico, os elétrons ionizarão menos moléculas do gás e, conseqüentemente, o sinal obtido terá amplitude menor.

O número de elétrons que são produzidos por unidade de trajetória, no regime de avalanche, na direção do campo elétrico é denominado coeficiente de multiplicação ou primeiro coeficiente Townsend (α). Para um determinado valor de campo elétrico reduzido, a amplitude do sinal depende apenas do gás e do espaçamento entre os eletrodos. A corrente (i) fluindo no *gap* (d), para um campo elétrico uniforme, é dada pela equação de Townsend:

$$i = i_0 e^{\alpha d} \quad (28)$$

onde i_0 é a corrente de ionização primária.

FIGURA 32: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 3).

FIGURA 33: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 4).

Nas FIG. 34 e 35 são mostrados os sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais, para os conjuntos 3 e 4 respectivamente.

FIGURA 34: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 3).

FIGURA 35: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 4).

O tempo de trânsito dos elétrons e a respectiva velocidade de arrastamento, para os conjuntos de dados analisados, são apresentados nas TAB. 4 e 5 a seguir.

TABELA 4: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e a velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 3: Gás nitrogênio e gap de 1,25 mm. Pressão atmosférica: $(702,0 \pm 0,5)$ mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/ μ s)
4300	34,4	148,7 (7)		
4400	35,2	152,2 (7)	8,7 (5)	14,4 (8)
4500	36,0	155,7 (7)	8,4 (5)	14,9 (9)
4600	36,8	159,1 (7)	8,0 (5)	15,6 (10)
4700	37,6	162,6 (7)	8,0 (5)	15,6 (10)
4800	38,4	166,0 (7)	8,0 (5)	15,6 (10)
4900	39,2	169,5 (8)	8,0 (5)	15,6 (10)

TABELA 5: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e a velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 4: Gás nitrogênio e *gap* de 1,25 mm. Pressão atmosférica: (702,0 ± 0,5) mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/μs)
4300	34,4	148,7 (7)	8,7 (5)	14,4 (8)
4350	34,8	150,5 (7)	8,7 (5)	14,4 (8)
4400	35,2	152,2 (7)	8,7 (5)	14,4 (8)
4450	35,6	153,9 (7)	8,2 (5)	15,2 (9)
4500	36,0	155,7 (7)	8,2 (5)	15,2 (9)
4550	36,4	157,4 (7)	8,2 (5)	15,2 (9)
4600	36,8	159,1 (7)	8,2 (5)	15,2 (9)
4650	37,2	160,9 (7)	8,2 (5)	15,2 (9)
4700	37,6	162,6 (7)	8,1 (5)	15,4 (10)
4750	38,0	164,3 (7)	8,1 (5)	15,4 (10)
4800	38,4	166,0 (7)	8,1 (5)	15,4 (10)
4850	38,8	167,8 (7)	8,1 (5)	15,4 (10)
4900	39,2	169,5 (8)	7,9 (5)	15,8 (10)
4950	39,6	171,2 (8)	7,9 (5)	15,8 (10)
5000	40,0	173,0 (8)	7,9 (5)	15,8 (10)

A partir dos dados mostrados nas TAB. 4 e 5 levantou-se a curva de velocidade de arrastamento em função do campo elétrico reduzido, comparando-se com os resultados obtidos para o *gap* de 1,50 mm (FIG.36).

Verifica-se que, os dados para o *gap* de 1,25 mm apresentam comportamento reprodutível. Assim como os valores obtidos para o *gap* de 1,50 mm, os resultados concordam com os valores simulados com o *Imonte*, e com os atuais resultados do grupo, P. Fonte *et al.* [44], que empregou a técnica de Townsend pulsada, considerando a região de campo elétrico reduzido de 150 a 170 Td.

O conjunto de Dados 3, para E/N ≈ 169 Td, apresenta uma diferença, em relação à H. Hasegawa *et al.* [43] de 9,6%. Já os Dados 4, mostram um desvio de 5,2%, em comparação com os de W. Roznerski e K. Leja [42], para E/N ≈ 150 Td.

FIGURA 36: Velocidade de arrastamento dos elétrons para os *gaps* de 1,25 mm e 1,50 mm.

5.1.3 Gap de 1,00 mm

A determinação da velocidade de arrastamento para o *gap* de 1,00 mm foi análoga a dos *gaps* anteriores. Na FIG. 37 são apresentadas as formas dos ruídos, para cada *gap* adotado, para campo elétrico de 40 kV/cm.

Observa-se que a forma do ruído assemelha-se para os três casos. No trabalho verificou-se que este é devido, majoritariamente, a indução do *laser* no amplificador durante os disparos do feixe. Por se tratar de uma aquisição dinâmica, e a taxa de repetição do *laser* ser 15 Hz, pequenas alterações entre os ruídos são observadas.

As médias aritméticas dos sinais para o *gap* de 1,00 mm são apresentadas nas FIG. 38 e 39, para os conjuntos de dados 5 e 6, respectivamente. Em destaque nas figuras observa-se a deformação do sinal originado pelo ruído do sistema.

FIGURA 37: Comparação do ruído nos três *gap* para um campo de 40 kV/cm (nitrogênio).

FIGURA 38: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio - Dados 5).

FIGURA 39: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (nitrogênio – Dados 6).

A deformação dos sinais originada pelo ruído do sistema é mais significativa para este *gap* do que para os casos anteriores. Como, independente do *gap* empregado, o ruído está localizado na mesma posição em relação à base de tempo e, para um dado valor de campo elétrico a velocidade de arrastamento é constante, para o *gap* de 1,00 mm os sinais atingem a amplitude máxima em um intervalo de tempo menor do que para os demais *gaps*. Assim, o ponto de máxima amplitude do sinal está mais próximo do instante $t = 0$ ocasionando uma superposição do ruído no início da queda do sinal.

Além da relação temporal, os sinais para o *gap* de 1,00 mm possuem amplitudes menores em comparação aos espaçamentos anteriores, para a mesma intensidade de campo elétrico, como discutido na Seção 5.1.2 por meio da equação de Townsend (Eq. (28)).

Na FIG. 40 são apresentados os sinais dos diferentes *gaps*, para um campo elétrico entre os eletrodos de 40 kV/cm. Pode-se observar que para os *gaps* menores o ponto de máxima amplitude do sinal se aproxima de $t = 0$, como discutido anteriormente.

Para eliminar a deformação originada pelo ruído, efetua-se a subtração deste da média dos sinais. Nas FIG. 41 e 42 são apresentados os sinais resultantes da subtração para o conjunto de Dados 5 e 6, respectivamente.

FIGURA 40: Comparação dos sinais para a mesma intensidade de campo elétrico.

FIGURA 41: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 5).

FIGURA 42: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 6).

Os resultados obtidos de tempo de trânsito dos elétrons e velocidade de arrastamento, para o *gap* de 1,00 mm, correspondente ao conjunto de dados 5 e 6, são mostrados nas TAB. 6 e 7, respectivamente. As condições ambientais em que as medidas foram efetuadas estão indicadas na legenda das tabelas.

TABELA 6: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 5: Gás nitrogênio e *gap* de 1,00 mm. Pressão atmosférica de $(704,0 \pm 0,5)$ mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/ μ s)
3600	36,0	155,2 (7)		
3650	36,5	157,4 (7)	7,0 (5)	14,3 (10)
3700	37,0	159,5 (7)	6,8 (5)	14,7 (11)
3750	37,5	161,7 (7)	6,8 (5)	14,7 (11)
3800	38,0	163,8 (7)	6,8 (5)	14,7 (11)
3850	38,5	166,0 (7)	6,8 (5)	14,7 (11)
3900	39,0	168,2 (7)	6,7 (5)	14,9 (11)
3950	39,5	170,3 (8)	6,7 (5)	14,9 (11)
4000	40,0	172,5 (8)	6,7 (5)	14,9 (11)
4100	41,0	176,8 (8)	6,7 (5)	14,9 (11)
4200	42,0	181,1 (8)	6,7 (5)	14,9 (11)

TABELA 7: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 6: Gás nitrogênio e *gap* de 1,00 mm. Pressão atmosférica de $(701,0 \pm 0,5)$ mmHg e (21 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/ μ s)
3500	35,0	152,1 (7)	6,8 (5)	14,7 (11)
3600	36,0	156,4 (7)	6,6 (5)	15,2 (11)
3700	37,0	160,8 (7)	6,6 (5)	15,2 (11)
3800	38,0	165,1 (7)	6,6 (5)	15,2 (11)
3900	39,0	169,5 (8)	6,6 (5)	15,2 (11)
4000	40,0	173,8 (8)	6,6 (5)	15,2 (11)
4100	41,0	178,1 (8)	6,4 (5)	15,6 (12)

A partir dos dados apresentados nas TAB. 5 e 6 construiu-se a curva de velocidade de arrastamento dos elétrons em função do campo elétrico reduzido, juntamente com os valores obtidos para os *gaps* anteriores.

FIGURA 43: Velocidade de arrastamento dos elétrons para os três *gaps* adotados.

Os resultados para o *gap* de 1,00 mm apresentam comportamento satisfatório, quando comparados com os resultados obtidos por P. Fonte *et al.* [44], e com os obtidos para o *gap* de 1,25 mm, na mesma região de campo elétrico reduzido, o que permite estender a técnica para o isobutano.

A limitação do intervalo de campo elétrico reduzido estudado foi imposta principalmente pelas características do amplificador empregado. Para valores de campo elétrico reduzido inferiores a 148 Td a deformação do sinal originada pelo ruído do amplificador não permitiu a determinação do tempo de trânsito dos elétrons em virtude da baixa relação sinal-ruído. Já para os valores mais elevados de campo elétrico reduzido a restrição se dá pelo circuito integrado adotado, que suporta sinais de entrada com amplitude máxima de 7,5 mV.

5.2 Velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro

Os procedimentos experimentais empregados nesta etapa, assim como as análises de sinais para o isobutano como gás de enchimento, são análogos aos adotados

para o nitrogênio. O isobutano é um gás bastante empregado em misturas gasosas de contadores proporcionais e de detectores de placas resistivas (RPC) [15 e 47]. Quando adicionado, em pequenas proporções, a um gás nobre, atua como inibidor de descargas, absorvendo fótons da região do visível que são emitidos por colisões dos elétrons com as moléculas do gás majoritário.

Como no caso do nitrogênio, para cada *gap* estudado há dois conjuntos de dados que estão denominados como:

- Dados 7 e Dados 8: *gap* de 1,50 mm;
- Dados 9 e Dados 10: *gap* de 1,25 mm;

A região de campo elétrico reduzido estudada para o isobutano foi de 190 a 211 Td e, para o *gap* de 1,00 mm não foi possível determinar a velocidade de arrastamento em razão de problemas de funcionamento do *laser*.

5.2.1 *Gap* de 1,50 mm

Os ruídos para o conjunto de Dados 7 e 8 são apresentadas na FIG. 44, a seguir. Como discutido anteriormente, este ruído é causado por induções do *laser* no amplificador, e como sua posição é fixa na escala de tempo, este afeta os sinais do isobutano de maneira diferente dos sinais do nitrogênio.

FIGURA 44: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o *gap* de 1,50 mm (isobutano).

Os sinais apresentados para o *gap* de 1,50 mm foram corrigidos para o nível de discriminação do sinal, como discutido na seção 5.1.1. Nas FIG 45 e 46 são apresentadas as médias dos sinais provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons em função da tensão para os Dados 7 e 8, respectivamente. Em destaque nas figuras é mostrada a deformação do sinal provocada pelo ruído.

FIGURA 45: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 7).

FIGURA 46: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 8).

Em razão da molécula do isobutano apresentar uma estrutura molecular complexa e ser mais eletronegativa do que a molécula de nitrogênio, intensidades maiores de campo elétrico são necessárias para se obter sinais de mesma amplitude que o nitrogênio, para o mesmo espaçamento entre os eletrodos. Isto se deve ao número de elétrons que são produzidos ao longo da trajetória, que é menor para o isobutano em comparação ao nitrogênio.

Na FIG. 47 é apresentada uma comparação entre os sinais obtidos para o nitrogênio e isobutano considerando o *gap* de 1,50 mm. O tempo de trânsito dos elétrons no isobutano é aproximadamente 13 ns maior do que no nitrogênio (diferença entre os pontos de máxima amplitude dos sinais). Esta diferença deve-se às secções de choque de colisões inelásticas do isobutano (excitações rotacionais e vibracionais), que acarreta uma diminuição da velocidade de arrastamento dos elétrons neste gás em comparação com o nitrogênio.

Vale ressaltar que os ruídos, para ambos os sinais, estão na mesma posição em relação à base de tempo, e possuem a mesma duração (já discutido na análise de resultados para o nitrogênio). Porém, devido ao tempo de trânsito dos elétrons ser maior no isobutano do que no nitrogênio, a deformação ocasionada pelo ruído interfere menos nos pontos de referência neste gás.

FIGURA 47: Comparação entre um sinal obtido para o nitrogênio (preto) e um para o isobutano (azul), ambos com *gap* de 1,50 mm.

Nas FIG. 48 e 49 são mostrados os sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais para o conjunto de dados 7 e 8, respectivamente.

FIGURA 48: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 7).

FIGURA 49: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 8).

Nas TAB. 8 e 9 são apresentados os valores de tempo de trânsito dos elétrons e as respectivas velocidades de deslocamento dos elétrons determinados para o *gap* de 1,50 mm.

As incertezas na determinação do tempo de trânsito dos elétrons foram estimadas com base na escala de tempo do osciloscópio, e correspondem à metade do valor da escala utilizada. As incertezas no campo elétrico reduzido referem-se a incertezas provenientes da medição da pressão atmosférica e temperatura do laboratório.

TABELA 8: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e a velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 7: Gás isobutano e *gap* de 1,50 mm. Pressão atmosférica de $(703,0 \pm 0,5)$ mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/μs)
6600	44,0	190,0 (8)		
6700	44,7	192,9 (9)	20,1 (14)	7,5 (5)
6800	45,3	195,7 (9)	20,0 (14)	7,5 (5)
6900	46,0	198,6 (9)	19,9 (14)	7,6 (5)
7000	46,7	201,5 (9)	19,9 (14)	7,6 (5)
7100	47,3	204,4 (9)	19,5 (14)	7,7 (6)
7200	48,0	207,3 (9)	19,7 (14)	7,6 (5)
7225	48,2	208,0 (9)	19,6 (14)	7,7 (5)

TABELA 9: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e a velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 8: Gás isobutano e *gap* de 1,50 mm. Pressão atmosférica de $(703,0 \pm 0,5)$ mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t(ns)	W(cm/μs)
6600	44,0	190,0 (8)		
6650	44,3	191,4 (8)	20,2 (14)	7,4 (5)
6700	44,7	192,9 (9)	20,2 (14)	7,4 (5)
6750	45,0	194,3 (9)	20,2 (14)	7,4 (5)
6800	45,3	195,7 (9)	20,2 (14)	7,4 (5)
6850	45,7	197,2 (9)	20,1 (14)	7,5 (5)
6900	46,0	198,6 (9)	20,0 (14)	7,5 (5)
6950	46,3	200,1 (9)	20,0 (14)	7,5 (5)
7000	46,7	201,5 (9)	19,9 (14)	7,6 (5)
7050	47,0	202,9 (9)	20,1 (14)	7,5 (5)
7100	47,3	204,4 (9)	20,0 (14)	7,5 (5)
7150	47,7	205,8 (9)	20,0 (14)	7,5 (5)
7200	48,0	207,3 (9)	19,9 (14)	7,6 (5)

A partir dos resultados mostrados na TAB. 8 e 9 levantou-se a curva de velocidade de arrastamento de elétrons em função do campo elétrico reduzido (FIG. 50). No gráfico são apresentados os resultados de P. Fonte *et al.* [44] e os dados da simulação *Imonte*. G. Schultz e J. Gresser [13] também determinam a velocidade de arrastamento no isobutano, porém, para a região de 1,6 a 7,2 Td.

Com os resultados obtidos de velocidade de arrastamento observa-se boa reprodutibilidade entre os conjuntos de dados. Para o campo elétrico reduzido de 208 Td, o valor da velocidade de arrastamento do conjunto Dados 7 possui desvio relativo de 3,9%, em relação à simulação computacional.

FIGURA 50: Curva de velocidade de arrastamento de elétrons em função de E/N para o isobutano no gap de 1,50 mm.

5.2.2 Gap de 1,25 mm

Na FIG. 51 é apresentado o ruído para o conjunto de Dados 9 e 10, com gap de 1,25 mm entre os eletrodos. Os sinais provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons em função da tensão de polarização do anodo são mostrados nas FIG. 52 e 53 para os Dados 9 e 10, respectivamente.

FIGURA 51: Média aritmética de 100 ruídos consecutivos para o gap de 1,25 mm (isobutano).

FIGURA 52: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 9).

FIGURA 53: Média aritmética de 100 sinais consecutivos provenientes do deslocamento da nuvem de elétrons (isobutano – Dados 10).

Nas FIG. 54 e 55 são apresentados os sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais para os Dados 9 e 10, respectivamente.

FIGURA 54: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 9).

FIGURA 55: Sinais resultantes da subtração do ruído da média dos sinais (Dados 10).

Na FIG. 56 é mostrada uma comparação, para o mesmo campo elétrico, dos sinais obtidos com isobutano para diferentes *gaps*.

FIGURA 56: Comparação entre os sinais de isobutano obtidos em *gaps* diferentes e mesma intensidade de campo elétrico (preto: *gap* 1,50 mm e vermelho: *gap* 1,25 mm).

Para diferentes espaçamentos, observa-se a diferença temporal e de amplitude dos sinais obtidos. O sinal correspondente ao *gap* de 1,25 mm é aproximadamente 3 ns mais rápido do que o sinal para o *gap* de 1,50 mm.

Nas TAB. 10 e 11 são mostrados os tempos de trânsito da nuvem de elétrons obtidos e as respectivas velocidades de arrastamento em função do campo elétrico.

TABELA 10: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 9: Gás isobutano e *gap* de 1,25 mm. Pressão atmosférica de $(703,0 \pm 0,5)$ mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/ μ s)
5500	44,0	190,0 (8)		
5600	44,8	193,4 (9)	17,5 (14)	7,1 (6)
5700	45,6	196,9 (9)	17,5 (14)	7,1 (6)
5800	46,4	200,4 (9)	17,5 (14)	7,1 (6)
5900	47,2	203,8 (9)	17,4 (14)	7,2 (6)
6000	48,0	207,3 (9)	17,1 (14)	7,3 (6)
6100	48,8	210,7 (9)	17,1 (14)	7,3 (6)

TABELA 11: Tensão de polarização (V, em volts), intensidade do campo elétrico (E, em quilovolts por centímetro), intensidade do campo elétrico reduzido (E/N, em townsend), tempo de trânsito dos elétrons (t, em nanossegundos) e velocidade de arrastamento dos elétrons (W, em centímetro por microssegundos). Conjunto de Dados 10: Gás isobutano e *gap* de 1,25 mm. Pressão atmosférica de $(703,0 \pm 0,5)$ mmHg e (20 ± 1) °C de temperatura.

V (V)	E (kV/cm)	E/N (Td)	t (ns)	W (cm/ μ s)
5500	44,0	190,0 (8)		
5600	44,8	193,4 (9)		
5700	45,6	196,9 (9)	17,1 (14)	7,3 (6)
5800	46,4	200,4 (9)	17,2 (14)	7,3 (6)
5900	47,2	203,8 (9)	17,2 (14)	7,3 (6)
6000	48,0	207,3 (9)	17,2 (14)	7,3 (6)
6100	48,8	210,7 (9)	17,2 (14)	7,3 (6)

Na FIG. 57 é mostrada a curva de velocidade de arrastamento dos elétrons em função do campo elétrico reduzido para os valores obtidos no trabalho. Com os resultados, verifica-se que os dados, para ambos os *gaps*, estão em concordância com os determinados pela simulação computacional *Imonte* e os dados experimentais de P. Fonte *et al.* [44]. O

maior desvio encontrado foi 9,2%, para o *gap* de 1,25 mm e campo elétrico reduzido de 210,7 Td, em relação à simulação.

FIGURA 57: Velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro para os *gaps* de 1,50 mm e 1,25 mm.

Semelhante ao caso do nitrogênio, a limitação do intervalo de campo elétrico reduzido foi imposta principalmente pelas características do amplificador empregado.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho determinou-se a velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro utilizando uma configuração semelhante à de uma câmara de placas resistivas, operando em regime de avalanche. A validação da técnica experimental e da análise dos dados foi realizada com as medidas da velocidade de arrastamento de elétrons no nitrogênio puro. Considerando as incertezas experimentais, os resultados obtidos para a região de campo elétrico reduzido de 148 a 194 Td, apresentaram concordância satisfatória com os valores fornecidos na literatura [28, 42 – 44] e com os simulados com o código *Imonte* – versão 4.5 [36].

Estes resultados permitiram estender a técnica experimental para as medidas de velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano puro em função do campo elétrico reduzido com intensidades variando de 190 a 211 Td. Considerando os valores teóricos da simulação *Imonte*, os dados de velocidade de arrastamento deste trabalho, para a região analisada, são melhores do que os resultados inéditos recentemente obtidos no nosso grupo nesta região de campo elétrico [44].

É importante salientar, que o intervalo de campo elétrico reduzido estudado neste projeto deve-se a limitações do circuito integrado do amplificador, conforme discutido na seção 5.

Os valores de velocidade de arrastamento determinados para o nitrogênio no *gap* de 1,00 mm estão subestimados em relação aos demais *gaps*. Isto se deve à dificuldade de focalização do *laser* em virtude do feixe possuir 1,00 mm de largura, assim, parte do feixe incide em regiões de não-uniformidade do campo elétrico e, como consequência, prejudica a forma do sinal e a determinação do tempo de trânsito dos elétrons. Porém, vale destacar que a boa concordância dos dados obtidos neste trabalho com a teoria motiva alterações na configuração do arranjo experimental para a continuidade dos estudos na linha de pesquisas sobre medidas de parâmetros de transporte de elétrons em gases.

APÊNDICE A – AVALIAÇÃO DA ENERGIA DO FEIXE DE *LASER*

Espectro da energia do feixe determinado pelo *software* do fabricante do equipamento. A avaliação da energia é realizada por meio de um fotodiodo localizado na saída do *laser*. Na FIG. 58 é apresentado o relatório obtido após a avaliação da energia.

FIGURA 58: Relatório da avaliação da energia do feixe. Energia média de 144 (4) μ J.

APÊNDICE B – SIMULAÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO

As análises da uniformidade do campo elétrico entre os eletrodos foram realizadas utilizando o programa *Comsol Multiphysics*[®] - versão 3.5.0.603. Este programa permite definir a geometria, os materiais e as condições de contorno utilizadas. No projeto, o catodo de alumínio está aterrado e o vidro de resistividade $2 \cdot 10^{10} \Omega \cdot m$ é polarizado por uma placa de latão. Como a configuração dos eletrodos é semelhante à de uma câmara de placas resistivas (RPC), os ajustes das condições de contorno devem incluir o vidro com um meio condutor [37-38].

Para as simulações do campo elétrico adotou-se 10 kV/mm para todos os *gaps* empregados neste projeto. Nas FIG. 59 a 61 são apresentados os resultados obtidos pela simulação para os três espaçamentos entre anodo-catodo adotados (1,50mm, 1,25 mm e 1,00 mm respectivamente). Em razão da simetria dos eletrodos são mostrados apenas metade da configuração.

Na FIG. 59 é apresentado o resultado da simulação para o *gap* de 1,50 mm.

FIGURA 59: Campo elétrico entre os eletrodos para o *gap* de 1,50 mm.

Pode-se observar que a intensidade do campo elétrico na borda do vidro é aproximadamente 40% maior que a região entre os eletrodos. Por esta razão, o *laser* deve incidir o mais próximo do centro do catodo, longe das bordas.

Os resultados obtidos para os outros dois *gaps* empregados são mostrados nas FIG. 60 e 61 para os espaçamentos de 1,25 mm e 1,00 mm, respectivamente.

FIGURA 60: Campo elétrico entre os eletrodos para o *gap* de 1,25 mm.

FIGURA 61: Campo elétrico entre os eletrodos para o *gap* de 1,00 mm.

A partir das FIG. 59 a 61 observa-se que, para os menores espaçamentos, os efeitos de não uniformidade do campo elétrico são menos significativos. Por exemplo, para o espaçamento de 1,00 mm, na borda do vidro, o campo é 14% maior em relação à região entre os eletrodos.

APÊNDICE C – PONTOS DE REFERÊNCIA PARA CORREÇÃO DO TEMPO DE TRÂNSITO DOS ELÉTRONS- *GAP* DE 1,50 mm

Imagem da tela do osciloscópio com quatro sinais provenientes do deslocamento dos elétrons para o mesmo valor de campo elétrico e diferentes espaçamentos. Na FIG. 59 são apresentados os sinais adotados para correção do tempo de trânsito dos elétrons para o *gap* de 1,50 mm e correspondem a:

M1 – preto: 6000 V – Dados 1 – *gap*: 1,50 mm;

M2 - roxo: 6000 V – Dados 2 – *gap*: 1,50 mm;

M3 - verde: 5000 V – Dados 4 – *gap*: 1,25 mm;

M4 - vermelho: 4000 V – Dados 5 – *gap*: 1,00 mm.

FIGURA 62: Pontos de referência para corrigir o intervalo de trânsito dos elétrons.

Em razão de o ruído ser induzido majoritariamente no amplificador, a sua posição na base de tempo é independente do *gap* adotado. Com isso, alinharam-se os quatro sinais em relação ao ruído.

Na primeira tela do osciloscópio são apresentados os sinais referentes ao espaçamento de 1,50 mm (que precisam ser corrigidos, pois, foram obtidos com nível de discriminação superior à 750 mV) e na tela inferior os sinais para os *gaps* de 1,25 mm e 1,00 mm, que foram obtidos com o mesmo nível de discriminação 750 mV. Para níveis de discriminação menores que 750 mV, não era possível sincronizar corretamente os sinais provenientes do amplificador.

Depois dos sinais terem sido alinhados, com os cursores do osciloscópio mediu-se a variação temporal entre os níveis de discriminação dos sinais (setas abaixo da tela). Essa diferença foi de 1,75 ns, que foi somado aos tempos de trânsito dos elétrons referentes ao *gap* de 1,50 mm.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 TAGASHIRA, H.; SAKAI, Y.; SAKAMOTO, S. The development of electron avalanches in argon at high E/N values: II. Boltzmann equation analysis. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 10, p. 1051 – 1063, 1977.
- 2 HUXLEY, L. G. H.; CROMPTON, R. W. *The diffusion and drift of electrons in gases*. 1.ed. John Wiley & Sons Inc., 1974.
- 3 SAKAI, Y.; TAGASHIRA, H.; SAKAMOTO, S. The development of electron avalanches in argon at high E/N values: I. Monte Carlo simulation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 10, p. 1035 – 1049, 1977.
- 4 KITAMORI, K.; TAGASHIRA, H.; SAKAI, Y. Development of electron avalanches in argon – an exact Boltzmann equation analysis. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 13, p. 535 – 550, 1980.
- 5 THOMAS, W. R. L. 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: Atom. Molec. Phys.*, v. 2, p. 551 – 561, 1969.
- 6 BLEVIN, H. A.; FLETCHER, J. Electron transport and rate coefficients in Townsend discharges. *Aust. J. Phys.*, v. 37, p. 593 – 600, 1984.
- 7 PITCHFORD, L. C.; PHELPS, A. V. Comparative calculations of electron-swarm properties in N₂ at moderate E/N values. *Phys. Rev. A*, v. 25, p. 540 – 554, 1982.
- 8 RAIZER, Y. P. *Gas discharge physics*. 1 ed. Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- 9 RAJU, G. G. *Gaseous electronics: Theory and practice*. 1 ed. Boca Raton, FL.: Taylor & Francis Group, 2006.
- 10 SAULI, F. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. CERN 77 – 09. Geneva: CERN, 1977.
- 11 ROSSI, B. B.; STAUB, H. H. *Ionization chambers and counters: Experimental techniques*. 1 ed. McGraw-Hill Book Company Inc., 1949.

- 12 FROST, L. S.; PHELPS, A. V. Momentum-transfer cross sections for slow electrons in He, Ar, Kr and Xe from transport coefficients. *Phys. Rev.*, v. 136, n°.: 6A, p. A1538 – A1545, 1964.
- 13 SCHULTZ, G.; GRESSER, J. A study of transport coefficients of electrons in some gases used in proportional and drift chambers. *Nucl. Instr. Meth.*, v. 151, p. 413 – 431, 1978.
- 14 HUNTER, S. R.; CARTER, J. G.; CHRISTOPHOROU, L. G. Electron transport measurements in methane using an improved pulsed Townsend technique. *J. Appl. Phys.*, v. 60, p. 24 – 35, 1986.
- 15 CHIODINI, G.; COLUCCIA, M.R.; GORINI, E.; GRANCAGNOLO, F.; PRIMAVERA, M. Laser beam characterization of the ATLAS RPC gas mixture. *Nucl. Phys. B*, v. 172 (Proc. Suppl.), p. 284 – 288, 2007.
- 16 MAKABE, T.; PETROVIC, Z. *Plasma electronics: Applications in microelectronic device fabrication*. 1 ed. Boca Raton, FL.: Taylor & Francis Group, 2006.
- 17 BLEVIN, H. A.; NYGAARD, K. J.; SPRIGGS, K. R. Analysis of transient voltage measurements from electron swarm experiments including ionization and attachment. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 14, p. 841 – 850, 1981.
- 18 DE URQUIJO, J.; ARRIAGA, C. A.; CISNEROS, C.; ALVAREZ, I. A time-resolved study of ionization, electron attachment and positive-ion drift in methane. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 32, p. 41 – 45, 1999.
- 19 DE URQUIJO, J.; ALVAREZ, I.; BASURTO, E.; CISNEROS, C. Measurement of ionization and electron transport in methane-argon mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 32, p. 1646 – 1649, 1999.
- 20 DE URQUIJO, J.; BASURTO, E.; HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L. Effective ionization, electron and ion transport in SF₆ – He mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 34, p. 2151 – 2159, 2001.
- 21 HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L.; BASURTO, E.; DE URQUIJO, J. Electron transport and swarm parameters in CO₂ and its mixtures with SF₆. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 35, p. 2264 – 2269, 2002.
- 22 HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L.; DE URQUIJO, J. Pulsed Townsend measurement of electron transport and ionization in SF₆ – N₂ mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 36, p. L51 – L54, 2003.
- 23 RAETHER, H. *Electron avalanches and breakdown in gases*. London: Butterworths, 1964.

- 24 BOWE, J. C. Drift velocity of electrons in Nitrogen, Helium, Neon, Argon, Krypton and Xenon. *Phys. Rev.*, v. 117, p. 1411 – 1415, 1960.
- 25 LOWKE, J. J.; The drift velocity of electrons in hydrogen and nitrogen. *Aust. J. Phys.*, v. 16, p. 115 – 135, 1963.
- 26 WAGNER, E. B.; DAVIS, F. J.; HURST, G. S. Time-of-flight investigations of electron transport in some atomic and molecular gases. *J. Chem. Phys.*, v. 47, p. 3138 – 3147, 1967.
- 27 FLETCHER, J.; REID, I. D. The transport parameters of an electron swarm in nitrogen at elevated E/N. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 13, p. 2275 – 2283, 1980.
- 28 NAKAMURA, Y. Drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon monoxide. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 20, p. 933 – 938, 1987.
- 29 HAGELAAR, G. J. M.; PITCHFORD, L. C. *Bolsig+*, Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie. <<http://www.laplace.univ-tlse.fr/GROUPES-de-recherche/GREPHE/Projets-en-cours/BOLSIG-Resolution-de-l-equation-de/BOLSIG-Electron-Boltzmann-equation?lang=fr>>. Acesso em 14 jan. 2010.
- 30 BIAGI, S. F. *Magboltz*, 2007. Código Fortran disponível gratuitamente em: <<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>>. Acesso em 14 jan. 2010.
- 31 HAGELAAR, G. J. M.; PITCHFORD, L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Sci. Technol.*, v. 14, p. 722 – 733, 2005.
- 32 BIAGI, S. F. Accurate solution of the Boltzmann transport equation. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 273, p. 533 – 535, 1988
- 33 BIAGI, S. F. A multiterm Boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 283, p. 716 – 722, 1989.
- 34 BIAGI, S. F. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 421, p. 234 – 240, 1999.
- 35 CWETANSKI, P.; ROMANIOUK, A.; SOSNOVTSEV, V. Studies of wire offset effects on gas gain in the ATLAS TRT straw chamber. **Atlas Internal Notes**, CERN/ATL2000-016, 17/08/2000.
- 36 MANGIAROTTI, A. **Comunicação privada**. Mensagem recebida em 15 mar. 2009.

- 37 SANTONICO, R.; CARDARELLI, R. Development of resistive plate counters. *Nucl. Instr. Meth.*, v.187, p. 377 – 380, 1981.
- 38 CARDARELLI, R.; SANTONICO, R.; BIAGIO, A.; LUCCI, A. Progress in resistive plate counters. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 263, p. 20 – 25, 1988.
- 39 FONTE, P.; MARQUES, R. F.; PINHÃO, J.; CAROLINO, N.; POLICARPO, A. High-resolution RPCs for large TOF systems. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 449, p. 295 – 301, 2000.
- 40 RIEGLER, W.; LIPPMANN, C.; VEENHOF, R. Detector physics and simulation of resistive plate chambers. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 500, p. 144 – 162, 2003.
- 41 BLANCO, A.; CAROLINO, N.; FONTE, P.; GOBBI, A. A new front-end electronics chain for timing RPCs. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, v. 48, n^o.: 4, p. 1249 – 1253, 2001.
- 42 ROZNERSKI, W.; LEJA, K. Electron drift velocity in hydrogen, nitrogen, oxygen, carbon monoxide, carbon dioxide and air at moderate E/N. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 17, p. 279 – 285, 1984.
- 43 HASEGAWA, H.; DATE, H.; SHIMOZUMA, M.; YOSHIDA, K.; TAGASHIRA, H. The drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon dioxide from 20 to 1000 Td. *J. Phys. D*, v. 29, p. 2664 – 2667, 1996.
- 44 FONTE, P.; MANGIAROTTI, A.; BOTELHO, S.; GONÇALVES, J. A. C., RIDENTI, M.; BUENO, C. C. A dedicated setup for the measurement of the electron transport parameters in gases at large electric fields. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 613, p. 40 – 45, 2010.
- 45 MEEK, J. M.; CRAGGS, J. D. *Electrical breakdown of gases*. 1 ed. London: Oxford University Press. 1953.
- 46 COBINE, J. D. *Gaseous conductors*. 1 ed. New York, N.Y.: Dover Publications Inc., 1958.
- 47 COLUCCI, A.; GORINI, E.; GRANCAGNOLO, F.; PRIMAVERA, M. Measurement of drift velocity and amplification coefficient in C₂H₂F₄-isobutane mixtures for avalanche operated resistive-plate counters. *Nucl. Instr. Meth. A*, v. 425, p. 84 – 91, 1999.