

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
CAMPUS CURITIBA**

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E
INFORMÁTICA INDUSTRIAL – CPGEI**

ELTON DIAS JUNIOR

**CARACTERIZAÇÃO DA DEFLAGRAÇÃO DA DESCARGA
ELETROCIRÚRGICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**CURITIBA
2009**

ELTON DIAS JUNIOR

**CARACTERIZAÇÃO DA DEFLAGRAÇÃO DA DESCARGA
ELETROCIRÚRGICA**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Ciências, do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Área de Concentração: Engenharia Biomédica.

Orientador: Prof. Dr. Bertoldo Schneider Junior

CURITIBA

2009

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

D541c Dias Junior, Elton
Caracterização da deflagração da descarga eletrocirúrgica / Elton Dias Junior. – 2009.
96 f. : il. : 30 cm

Orientador: Bertoldo Schneider Junior
Dissertação (Mestrado) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial, Curitiba, 2009.
Bibliografia: p. 80-2

1. Eletrocirurgia – Descargas elétricas. 2. Faíscas elétricas. 3. Engenharia elétrica - Dissertações. I. Schneider Junior, Bertoldo, orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. III. Título.

CDD (22. ed.) 621.3

Biblioteca Central da UTFPR


Título da Dissertação Nº 513:

“Caracterização da Deflagração da Descarga Eletrocirúrgica”

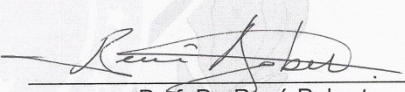
por

Elton Dias Junior

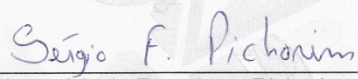
Esta dissertação foi apresentada, às 14h do dia 27 de novembro de 2009, como requisito parcial para a obtenção de grau de MESTRE EM CIÊNCIAS – Área de Concentração: Engenharia Biomédica, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial – CPGEI –, na Universidade Tecnológica Federal do Paraná – UTFPR. O trabalho foi aprovado pela Banca Examinadora, composta pelos professores:



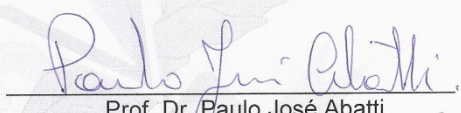
Prof. Dr. Bertoldo Schneider Junior
(Orientador - UTFPR)



Prof. Dr. René Robert
(UFPR)




Prof. Dr. Sérgio Francisco Pichorim
(UTFPR)



Prof. Dr. Paulo José Abatti
(UTFPR)

Visto da coordenação:



Prof. Dr. Humberto Remígio Gamba
(Coordenador do CPGEI)

À memória de minha Oma, Elisabeth, que sempre esteve ao meu lado me mostrando e ensinando aspectos importantes da vida.

À minha esposa Eliane, pelo incentivo, dedicação e amor durante este delicado período de mestrado.

Ao meu filho Ian que, mesmo sem perceber, distraído em suas brincadeiras, me ajudou a escrever esta dissertação.

Aos meus pais, Elton e Margit, pela vida, pelo sustento e pelo enorme esforço para que eu pudesse sempre estudar.

AGRADECIMENTOS

À oportunidade de poder retornar ao, ainda para mim, CEFET-PR. Na realidade, hoje UTFPR, para concluir mais uma etapa de crescimento e amadurecimento acadêmico e profissional.

Aos meus familiares, que muitas vezes entenderam a ausência, a pouca paciência e interesse com assuntos a eles relacionados. Ao meu filho, de três anos, que muitas vezes pegou seu teclado de brinquedo e vinha perto de mim para também “digitar sua tese” e me ajudar a construir gráficos.

Ao meu orientador, professor Bertoldo Schneider Júnior, pela amizade de muitos anos. E à oportunidade, depois de tanto tempo, de ser seu aluno. Obrigado professor. Aos professores Abatti e Pichorim pelo exemplo científico e pelas orientações.

Aos colegas do BIOTA, que muitas vezes me auxiliaram, quer na montagem de algum equipamento, quer com preciosas sugestões e idéias durante os seminários do laboratório. Ao aluno de iniciação científica, Rafael Friedrich Caldas, “o Cauby”, pela montagem do equipamento utilizado para faiscância.

Agradeço ao professor Wolfgang Vollmann, da TFH de Berlim, por ter se debruçado sobre a minha bancada e me mostrado alguns aspectos relevantes do trabalho com faíscas elétricas. E, principalmente, pela maneira de se medir as tensões elétricas nos experimentos.

Ao professor Renê Robert, do LACTEC, pelo empréstimo de livros que me guiaram na compreensão dos processos de faiscância. Sua biblioteca sobre o assunto é mais extensa do que das bibliotecas das universidades que consultei.

À MGS, indústria e comércio de plásticos de engenharia, pelo fornecimento gratuito de barras de nylon para construção do equipamento de faiscância. Agradeço ao amigo Victor Veiga que tornou isto possível.

Ao amigo Carlos Alberto Machado, por ter acreditado na minha capacidade e pelo incentivo nesta empreitada. Porém, quem conhece o Machado sabe que ele acredita em quase tudo.

Finalmente, e o mais importante, o agradecimento a minha esposa Eliane, que soube ser companheira e suportar as muitas horas em que estive ausente ou estudando.

RESUMO

DIAS JR., Elton. Caracterização da Deflagração da Descarga Eletrocirúrgica, 2009. Dissertação (Mestrado em Engenharia Biomédica) – Programa de pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial – CPGEI. Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná. Curitiba, 2009.

A faísca eletrocirúrgica é o fenômeno que rege os principais efeitos da eletrocirurgia, o corte e a fulguração. Trabalhos anteriores forneceram evidências de que o processo da faiscância gera assimetrias importantes em corrente e tensão, a despeito da presença de capacitores nos circuitos do paciente. Tais assimetrias podem causar queimaduras eletrolíticas ou eletroestimulações indesejadas. Este trabalho investiga as características da deflagração da faísca, a quebra de rigidez dielétrica neste tipo de descarga elétrica, em espaços submilimétricos e em relação às geometrias, materiais e meio envolvidos na eletrocirurgia. Foi possível associar qualitativamente os valores *dc* aos valores *ac* de trabalhos anteriores. Esta associação e as peculiaridades da faísca eletrocirúrgica são discutidas aqui. Também são apresentadas as alterações que podem surgir nos processos de faiscância devido a alterações do tecido orgânico quando dessecado.

Palavras-Chave: Eletrocirurgia. Faísca Elétrica. Teoria Townsend. Teoria Streamer. Descargas Elétricas.

ABSTRACT

DIAS JR., Elton. Characterization of the Breakdown of Electrosurgical Discharge, 2009. Dissertation (Masters in Biomedical Engineering) - Graduate Program in Electrical Engineering and Computer Science - CPGEI. Federal University of Technology – Paraná. Curitiba, 2009.

Electrosurgical spark is the phenomenon that rules the main effects of electrosurgery, cut and fulguration. Previous studies have shown evidences that electrosurgical sparking generates important voltages and currents asymmetries, despite the presence of the dc protection capacitance at the patient circuit. Those asymmetries can lead to undesirable electrostimulation and dc burns. The present study has investigated the characteristics of the beginning of the spark, or the very moment of its breakdown, according to electrodes geometries, submillimetric gap distances, atmosphere temperature, pressure and humidity conditions, and electrodes materials. It was possible to notice a qualitative resemblance between the dc breakdown and the ac characteristics from previous studies. This association and peculiarities of the electrosurgical sparks and organic electrodes material influence are analyzed. Furthermore, characteristics such as alterations that can take place during sparking processes due to changes in organic tissue when it gets dried are also presented and analyzed.

Keywords: Electrosurgery, Spark, Townsend Theory, Streamer Theory, ac and dc Electrical discharges.

LISTA DE FIGURAS

Figura 01. Típico gráfico de Corrente Elétrica e Tensão para descargas elétricas entre eletrodos planos.....	24
Figura 02. Regimes de Descargas Elétricas.....	26
Figura 03. Representação esquemática de uma Avalanche de Elétrons.....	33
Figura 04. Curvas e Paschen de alguns meios gasosos.....	36
Figura 05. Ilustração esquemática da descarga luminosa em um tubo de vidro....	39
Figura 06. Representação esquemática da distribuição do potencial dentro do <i>gap</i> de descarga durante a quebra de rigidez dielétrica.....	42
Figura 07. Velocidades de Elétrons e de Cátions no Argônio.....	43
Figura 08. Foto de uma Avalanche de Elétrons obtida em uma câmara de bolhas. Foto de H. Raether, em 1930.....	46
Figura 09. Formação do Relâmpago.....	48
Figura 10. Tipos de Eletrodos para Eletrocirurgia.....	50
Figura 11. Placa de Referência ou de Retorno.....	51
Figura 12. Gerador de Alta Tensão.....	51
Figura 13. Osciloscópio <i>Tektronix</i> e ponta de prova.....	52
Figura 14. Termômetro, Barômetro e Higrômetro. Marca <i>Barigo</i>	52

Figura 15. Esquema da montagem Eletrodo-Tecido para faiscância.....	53
Figura 16. Montagem do equipamento para faiscância.....	54
Figura 17. Foto de um Relógio Comparador utilizado na medição do espaço de descarga (<i>gap</i>).....	54
Figura 18. Esquema do circuito elétrico utilizado nos experimentos.....	55
Figura 19. Associação de Resistores em Série.....	56
Figura 20. Gráfico da Tensão pela Distância entre eletrodos (<i>gap</i>) exibindo a degradação do chuchu.....	57
Figura 21. Gráfico da tensão pelo <i>gap</i> para eletrodos idênticos, esféricos e metálicos com 4,5 mm de diâmetro.....	59
Figura 22. Gráfico da tensão pelo <i>gap</i> para eletrodo esférico de 1,8 mm de diâmetro e placa de dispersão metálica.....	60
Figura 23. Foto de um Chuchu. <i>Sechium edule Sw</i>	61
Figura 24. Gráfico da tensão pelo <i>gap</i> para esfera metálica de 1,8 mm de diâmetro e chuchu.....	62
Figura 25. Foto de um lombo de porco fatiado na transversal.....	63
Figura 26. Gráfico da tensão pelo <i>gap</i> para esfera metálica de 1,8 mm de diâmetro e carne de porco.....	63
Figura 27. Esquema das linhas de força do campo elétrico entre o eletrodo esférico e o eletrodo de dispersão.....	65
Figura 28. Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de <i>breakdown</i> em experimentos entre metal e metal. Placa de dispersão negativa.....	68
Figura 29. Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de <i>breakdown</i> em experimentos entre metal e metal. Placa de dispersão positiva.....	68

Figura 30. Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de <i>breakdown</i> em experimentos entre metal e chuchu.....	69
Figura 31. Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de <i>breakdown</i> em experimentos entre metal e carne de porco.....	70
Figura 32. Gráfico comparativo de três grupos. Metal – Metal, Chuchu e Porco...	71
Figura 33. Gráfico característico dos experimentos entre metal e metal.....	72
Figura 34. Gráfico característico dos experimentos entre metal e chuchu.....	72
Figura 35. Gráfico característico dos experimentos entre metal e carne de porco.....	73
Figura 36. Gráfico do livre caminho médio em função da temperatura.....	73
Figura 37. Esquema mostrando as avalanches que podem causar o <i>breakdown</i> .	75
Figura 38. Ionização do ar para as diferentes polarizações dos eletrodos.....	77

LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Influência do Campo Reduzido (E/p) em colisões elétron-molécula no ar.....	28
Tabela 2. Gerações de Avalanches de Elétrons.....	36
Tabela 3. Multiplicação de elétrons em uma avalanche no ar a 760 Torr.....	48
Tabela 4. Influência da temperatura e da pressão no livre caminho médio, para experimentos entre esfera metálica e placa metálica.....	67
Tabela 5. Influência da temperatura e da pressão no livre caminho médio, para experimentos entre metal e chuchu.....	69
Tabela 6. Influência da temperatura e da pressão no livre caminho médio, para experimentos entre metal e carne de porco.....	70
Tabela 7. Velocidades de elétrons e Cátions.....	76

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E GRANDEZAS FÍSICAS

ac	(<i>Alternate Current</i>) Corrente Alternada
dc	(<i>Direct Current</i>) Corrente Contínua
CNTP	Condições Normais de Temperatura e Pressão.
W	Energia
q_e	Carga do elétron
E	Campo elétrico
λ	Livre caminho médio
p	Pressão
κ	Constante de Boltzmann
T	Temperatura Absoluta
h	Constante de Planck
N_e	Número de elétrons
N_i	Número de íons
α	Coeficiente de ionização primário
γ	Coeficiente de ionização secundário
V_{BR}	Tensão de <i>Breakdown</i>
d	Distância entre eletrodos (<i>gap</i>)
pd	Produto entre pressão e distância entre eletrodos
i	Corrente elétrica
E/p	Campo reduzido
E/N	Parâmetro de energia
D	Coeficiente de difusão
t	Tempo
η	Coeficiente de absorção

LISTA DE CONSTANTES FÍSICAS E DE CONVERSÕES DE UNIDADES

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2$ permissividade elétrica no vácuo.

$k_0 = 8,987 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$ constante eletrostática no vácuo.

$\kappa = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ constante de Boltzmann.

$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ constante de Planck.

$q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ carga elementar

$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ massa do elétron.

CNTPs: Temperatura = 273,15 K, Pressão = 101,325 kPa.

1 atm = 760 Torr = $1,01325 \cdot 10^5$ Pa

1 mmHg = 1,000 000 142 466 321 Torr

0 °C = 273,15 K

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	17
1.1 INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO.....	17
1.2 A FAÍSCA ELÉTRICA E A ELETROCIRURGIA.....	18
1.3 OBJETIVOS.....	20
1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO.....	20
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	22
2.1 INTRODUÇÃO.....	22
2.2 A FAÍSCA ELÉTRICA.....	22
2.3 REGIMES DE DESCARGAS ESTÁVEIS ENTRE ELETRODOS PLANOS E PARALELOS.....	23
2.4 IONIZAÇÃO E PROCESSOS DE IONIZAÇÃO DO MEIO DIELÉTRICO.....	27
2.4.1 Emissão por Impacto Eletrônico.....	29
2.4.2 Recombinação Eletrônica.....	29
2.4.3 Excitação.....	30
2.4.4 Fotoionização.....	30
2.4.5 Emissão Termiônica ou Efeito Edison.....	31
2.4.6 Emissão Devido à Ação do Campo Elétrico.....	31
2.4.7 Emissão Secundária de Elétrons.....	32
2.5 A AVALANCHE DE ELÉTRONS.....	33
2.6 A LEI DE PASCHEN.....	36
2.7 DESCARGAS SUSTENTÁVEIS E NÃO SUSTENTÁVEIS.....	37
2.8 DESCARGA BRILHANTE (<i>GLOW DISCHARGE</i>).....	39
2.9 STREAMER E LÍDER BREAKDOWN.....	44

3 METODOLOGIA.....	50
3.1 EQUIPAMENTOS.....	50
3.1.1 Eletrodos para Eletrocirurgia.....	50
3.1.2 Gerador de Alta Tensão.....	51
3.1.3 Equipamentos de Medição.....	52
3.1.4 Projeto da Montagem para Levantamento de Dados.....	53
3.2 MONTAGEM.....	55
3.3 A AQUISIÇÃO DE DADOS.....	57
3.3.1 Protocolo para Aquisição de Dados.....	58
3.4 RESULTADOS PARCIAIS.....	58
4 RESULTADOS.....	66
4.1 A INFLUÊNCIA DA TEMPERTATURA, DA PRESSÃO E DA UMIDADE RELATIVA NA TENSÃO DE RUPTURA DIELÉTRICA DO AR.....	66
4.2 COMPARAÇÃO/DIFERENCIAÇÃO ENTRE OS GRUPOS.....	70
4.3 A ORIGEM DA ASSIMETRIA EM TENSÃO.....	74
5 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS.....	78
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	81
ANEXOS.....	84
ANEXO A.....	84
ANEXO B.....	85

1 INTRODUÇÃO

1.1 INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO

Procedimentos eletrocirúrgicos de corte/coagulação oferecem riscos aos pacientes. Efeitos indesejados nestas cirurgias são, por exemplo, a eletroestimulação dos nervos e as queimaduras (*dc Burns*). A queimadura em *dc* pode ocorrer para pequenas tensões e para baixas correntes. Estas queimaduras nem sempre se devem ao mau uso ou a falta de manutenção nos equipamentos eletrocirúrgicos.

Wicker descreve os princípios do uso seguro da eletrocirurgia durante cirurgias abertas, de endoscopia e laparoscopia.

Os avanços no uso da eletrocirurgia continuam a buscar a melhoria da segurança e aplicação mais ampla desta tecnologia. Dentre os avanços mais recentes estão: os sistemas de monitoramento do eletrodo ativo, os geradores de resposta instantânea que captam a resistência elétrica oferecida à passagem da corrente eletrocirúrgica pelo tecido, a manipulação da onda eletrocirúrgica (corrente *ac*), o corte bipolar do tecido, a eletrocirurgia monopolar, sem a necessidade de um eletrodo de retorno (...).

O emprego destes novos equipamentos e técnicas torna obrigatória a educação permanente para garantir alto nível de qualidade na assistência prestada ao paciente e sua segurança no ambiente cirúrgico. O primeiro passo para garantir a segurança do paciente e o uso eficiente do equipamento e das técnicas consiste na compreensão do funcionamento desta tecnologia (...) (WICKER, 2000).

Quando Wicker fala sobre a compreensão do funcionamento desta tecnologia, certamente que o estudo da deflagração eletrocirúrgica está incluso neste raciocínio. Os fenômenos físicos que envolvem o surgimento da faísca eletrocirúrgica afetam obviamente o funcionamento deste equipamento.

Nos procedimentos eletrocirúrgicos ocorrem reações eletroquímicas devido à corrente elétrica entre a placa de dispersão e o paciente. Embora as correntes elétricas sejam baixas elas atuam durante um longo intervalo de tempo sobre a interface eletrodo-pele. (LEEMING et al., 1970).

A eletroestimulação produz movimentos involuntários e indesejáveis dos músculos e nervos do paciente sobre a mesa de cirurgia.

A faísca elétrica é a responsável pelo corte, fulguração e coagulação do tecido orgânico em eletrocirurgias.

Em estudos anteriores sobre a faísca eletrocirúrgica em *ac* já se tinha notado uma assimetria em tensão (SCHNEIDER, 2005). Essa assimetria faz com que a deflagração da faísca ocorra em tensões diferentes, dependendo da polarização do bisturi e da placa de dispersão. A assimetria provoca sinais *dc* que podem ser responsáveis pela eletroestimulação e pelas queimaduras sofridas por pacientes em procedimentos eletrocirúrgicos.

Os estudos dos processos de deflagração da faísca eletrocirúrgica podem conduzir a uma melhor compreensão deste fenômeno. Este é o caminho trilhado nesta dissertação.

1.2 A FAÍSCA ELÉTRICA E A ELETROCIRURGIA

A eletrocirurgia data do final do século dezenove, quando foi descoberto que o corpo humano poderia suportar a passagem de correntes elétricas com frequências acima de 100 MHz, sem apresentar contrações musculares. A descoberta foi realizada por Morton em 1881. (GOLDWYN, 1979). Dez anos após as descobertas de Morton, Jacques Arsène d'Arsonval, inventor do galvanômetro, mostrou que as frequências poderiam ser ainda menores, da ordem de 10 kHz. (GEDDES, SILVA & DEWITT, 1977).

O moderno conceito de eletrocirurgia nasceu com o desenvolvimento de um novo aparelho utilizado na sala cirúrgica por William T. Bovie. Seu aparelho possibilitou, além do corte, a coagulação durante uma cirurgia aberta. A primeira cirurgia, uma cirurgia intracraniana, utilizando equipamentos eletrocirúrgicos foi realizada por Harvey William Cushing, em 1926.

Paralelamente ao desenvolvimento da eletrocirurgia, alguns cientistas, desde o início do século vinte, preocuparam-se em explicar as descargas elétricas. Os estudos começaram em 1900 com John Sealy Eduard Townsend. Os experimentos de Townsend e seus colaboradores foram realizados entre placas metálicas planas, colocadas paralelamente uma em relação à outra, onde o campo elétrico era uniforme e também mantido constante. Através destes estudos a quebra de rigidez

dielétrica foi explicada através da “avalanche de elétrons” que é a rápida multiplicação de elétrons que são acelerados pelo campo elétrico existente entre os eletrodos. Este processo de ionização pela avalanche de elétrons ficou conhecido como o “Mecanismo de Quebra de Rigidez Dielétrica Townsend” (*Townsend Breakdown Mechanism*). (NASSER, 1971).

O mecanismo de Townsend possui limitações, como por exemplo, o de explicar a quebra de rigidez dielétrica entre eletrodos muito espaçados, algumas dezenas de centímetros, sob pressão atmosférica. O relâmpago, por exemplo, não pode ser explicado pelo modelo de Townsend. Isto ocorre porque o modelo original não previa a influência das cargas elétricas dos muitos elétrons que compunham a avalanche sobre o campo elétrico existente entre os eletrodos. Esta modificação do campo elétrico original, pelo campo elétrico da avalanche de elétrons, afeta significativamente a ionização do meio. Como conseqüência, um novo modelo para a quebra de rigidez dielétrica, conhecido como *Streamer*, foi proposto por Loeb, Meek e Raether em 1940 (RAIZER, 1991). Os dois modelos foram importantes no desenvolvimento deste trabalho.

Schneider (2005 apud LaCOURSE, ROTHWELL e SELIKOWITZ,1993a¹) diz que o desenvolvimento da eletrocirurgia carece de estudos aprofundados sobre as questões quantitativas do processo de destruição celular bem como das causas que levam a esta destruição, ou seja, ao corte do tecido pela descarga elétrica, descrito como arco eletrocirúrgico na seguinte citação:

“É evidente que a eletrocirurgia está ainda em seu estágio empírico, com muito ainda a ser entendido sobre prevenção de acidentes e o mecanismo do arco eletrocirúrgico” (LaCOURSE, ROTHWELL e SELIKOWITZ,1993).

A plena compreensão dos mecanismos que deflagram a faísca elétrica é relevante para a prevenção de acidentes em cirurgias com bisturis elétricos. Neste trabalho, estes mecanismos foram estudados de forma estática, em *dc*. Este procedimento aliado à inversão de polaridade elétrica entre eletrodo e tecido permitiu o levantamento da assimetria em tensão responsável pelo surgimento de uma componente *dc* que leva à eletroestimulação e a queimaduras graves na pele do paciente.

Nos experimentos realizados foram levantados todos os dados do ambiente que poderiam interferir no processo de deflagração da faísca elétrica. Foram medidos: a temperatura, a pressão e a umidade relativa do ar no laboratório, no momento do experimento.

Apenas as condições de ocorrência da primeira faísca elétrica entre os eletrodos foram estudadas. O experimento era imediatamente interrompido após a deflagração da primeira faísca.

1.3 OBJETIVOS

O principal objetivo deste trabalho foi o estudo dos processos que desencadeiam a quebra de rigidez dielétrica do meio eletrocirúrgico usando eletrodos de chuchu e de carne de porco, utilizados para simular o tecido humano.

Para todo experimento realizado, quer entre metal e metal ou entre metal e tecido, foi feita a medição da pressão, da temperatura e da umidade relativa do ar no ambiente do laboratório. Portanto, outro objetivo foi o de avaliar a influência das diferenças ambientais sobre a tensão em que ocorria a quebra de rigidez dielétrica.

1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

A dissertação está organizada em cinco capítulos dispostos da seguinte forma:

Capítulo 1 – Neste capítulo de introdução foi apresentada a motivação para a realização dos experimentos, aspectos históricos sobre a eletrocirurgia e o estudo da faísca elétrica. Também foi descrito os objetivos deste trabalho e qual a disposição dos assuntos nesta dissertação.

Capítulo 2 – Neste capítulo de fundamentação teórica são apresentados os conceitos físicos relevantes sobre os importantes processos de quebra de rigidez dielétrica. Conceitos como: velocidade de deriva dos elétrons, processos de ionização dos gases, mobilidade eletrônica. Também são apresentados os modelos *Streamer* e Townsend que explicam as condições necessárias para a faísca elétrica.

Foram utilizados termos em inglês que, ou não possuem tradução para a língua portuguesa, ou descrevem de forma simplificada e objetiva determinada situação ou

fenômeno, tais como “*STREAMER*”, “*GAP*”, que é a distância entre os eletrodos, e “*BREAKDOWN*” que sintetiza o termo “quebra de rigidez dielétrica” em nossa língua.

Capítulo 3 – Neste capítulo foram descritos todos os elementos utilizados na realização dos experimentos, como osciloscópio, tipos de eletrodos, resistores, capacitores, etc. Foram apresentadas, de forma esquemática, as ligações elétricas do experimento, a descrição dos procedimentos utilizados e a exibição de alguns resultados, como os da diferença entre a faiscância entre metal e metal e metal-tecido.

Capítulo 4 – Neste capítulo foram mostrados os resultados dos experimentos em função da pressão, da temperatura e da umidade relativa do ar. Foi feita uma análise sobre a influência destes fatores sobre a tensão de quebra de rigidez dielétrica. Os demais resultados foram organizados da seguinte maneira:

- 1) Resultados obtidos na faiscância entre metal e metal com a mesma geometria (esfera-esfera). Primeiro grupo de experimentos.
- 2) Faiscância entre metal e metal com geometrias diferentes (esfera-plano). Segundo grupo de experimentos.
- 3) Faiscância entre metal-tecido. (metal-chuchu). Terceiro grupo de experimentos.
- 4) Faiscância entre metal-tecido. (metal-carne de porco). Quarto grupo de experimentos.

Capítulo 5 – Neste capítulo foram discutidas as conclusões sobre as pesquisas e experimentos realizados através da faiscância em tecido biológico. Durante os experimentos alguns aspectos da faísca eletrocirúrgica apresentaram alguns interessantes fenômenos adjacentes que devem ser explorados pelo grupo de eletrocirurgia da UTFPR em trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 INTRODUÇÃO

Em um procedimento eletrocirúrgico, com a utilização de um bisturi eletrônico, a faísca elétrica gerada é responsável pela incisão (corte) e pela fulguração do tecido. Esta faísca, por efeito Joule e pelo efeito radiativo-térmico, aquece a célula e a destrói, ocasionando assim o corte. Do resultado da explosão da célula tem-se então um ambiente gasoso muito rico, possuindo diversos constituintes, mesmo assim, o bisturi eletrônico é capaz de continuar operando durante sua utilização. A faísca elétrica será gerada nesta atmosfera modificada pela destruição celular. Buscar um modelo que explique a formação da faísca entre metal e tecido neste ambiente gasoso pode evitar problemas durante a cirurgia como, por exemplo: a eletroestimulação neuromuscular, a queimadura *dc* e a ignição de gases. (SCHNEIDER, 2004).

Para obtenção deste modelo é necessário se conhecer as alterações que ocorrem no *gap* (espaço entre os eletrodos) e os processos que levam à deflagração da faísca eletrocirúrgica neste ambiente. Algumas teorias de descargas elétricas, como o Townsend e o *Streamer* serão descritas a seguir.

2.2 A FAÍSCA ELÉTRICA

A faísca elétrica é um fenômeno transiente, não estável, que ocorre muito rapidamente. Para a ocorrência da faísca no ar seco em *gaps* da ordem de alguns centímetros, sob pressão atmosférica, a tensão elétrica aplicada deve ser da ordem de dezenas a centenas de quilovolts (kV). Por exemplo: para um *gap* de 1 cm, eletrodos planos e pressão de 760 Torr (1 atm) a tensão de quebra de rigidez dielétrica do ar é aproximadamente igual a 31,1 kV, sem levar em conta os processos de retirada dos elétrons do meio, como a absorção, por exemplo.

Para a deflagração da faísca deve haver a quebra de rigidez dielétrica do meio (*breakdown*), ou seja, o ar, dielétrico, deve se tornar condutor.

A faísca é acompanhada por uma emissão luminosa intensa e pela geração de som característico, assim como o relâmpago produz o trovão. O som surge em

função do rápido aumento da pressão e da temperatura do ar que está ao redor da faísca. Este aumento de temperatura ocorre devido ao Efeito Joule. A rápida expansão do ar aquecido cria uma onda de choque sonora que se propaga pelo meio em todas as direções. Quando a tensão de quebra de rigidez é alcançada, o espaço entre os eletrodos é transpassado por “uma luz muito rápida” às vezes em zig-zag, outras vezes ramificada que desaparece muito rapidamente.

A tensão de quebra de rigidez dielétrica depende das condições do meio, como pressão, temperatura, tipo de gás e umidade. Depende também da geometria dos eletrodos utilizados. A faísca pode ser deflagrada entre eletrodos planos onde o campo elétrico é uniforme entre os mesmos, bem como entre eletrodos esféricos onde o campo elétrico é não-uniforme (RAIZER, 1991).

2.3 REGIME DE DESCARGAS ESTÁVEIS ENTRE ELETRODOS PLANOS E PARALELOS

Uma descarga elétrica é constituída pela movimentação de portadores de carga em um meio, seja ele sólido, líquido, gasoso ou até mesmo no vácuo, como o vento solar, por exemplo. Este movimento ordenado é causado pela existência de um campo elétrico estabelecido pela diferença de potencial aplicada sobre o meio. O campo elétrico fornece energia para que elétrons, cátions e ânions acelerem e passem a se movimentar de forma ordenada em um meio gasoso.

A figura 01 exibe o gráfico para os diferentes regimes de descargas elétricas em função da tensão elétrica aplicada aos eletrodos. A figura mostra a evolução da descarga elétrica com o aumento da tensão e da corrente elétrica. Em princípio, a corrente elétrica é muito baixa para as tensões aplicadas (região A da figura 01). Isto se deve aos poucos elétrons livres presentes no gás. Para aumentos significativos na tensão não há variação na corrente elétrica. A descarga elétrica nestas regiões não é auto-sustentada, ou seja, se a fonte de elétrons for removida, a corrente elétrica tenderá a zero. A fonte de elétrons pode ser a radiação residual local, raios cósmicos ou ainda uma fonte de luz ultravioleta dirigida ao catodo. O campo elétrico nesta situação não acelera suficientemente os elétrons, não fornecendo a eles a energia necessária para ionizarem as moléculas do meio por impacto. A ionização por impacto é necessária para que novos elétrons, chamados elétrons secundários,

principiem seu movimento em direção ao anodo, incrementando assim a corrente elétrica no meio. A ionização por impacto é um dos mecanismos ativos mais importantes para a multiplicação de elétrons livres no *gap*, e será discutida mais adiante nesta dissertação. Este tipo de ionização é chamado de ionização primária.

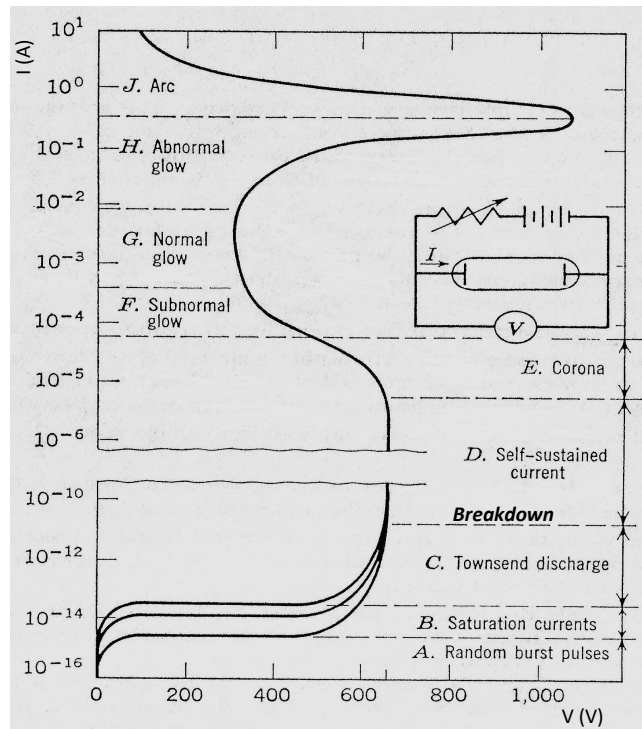


Figura 01 – Típico gráfico de Corrente Elétrica e Tensão para descargas elétricas entre eletrodos planos. A curva é para eletrodos circulares com 2 cm de diâmetro e *gap* de 50 cm. O meio é o neon à pressão de 1 Torr. (NASSER, 1971).

A partir de certo ponto, a corrente elétrica sofre um aumento significativo e exponencial para praticamente nenhum incremento na tensão. Esta região é chamada de *Descarga Elétrica Townsend* e está indicada na região C da figura 01. Nesta região, o campo elétrico passa a ter a intensidade necessária para que a ionização por impacto elétron-molécula possa ocorrer. A multiplicação de elétrons no *gap* torna o meio condutor. A transição abrupta entre o meio gasoso isolante e o meio gasoso condutor é chamada de *breakdown*. É importante ressaltar que a quebra de rigidez dielétrica do meio, o *breakdown*, não caracteriza o surgimento da faísca eletrocirúrgica. *Breakdown* e faísca elétrica são fenômenos distintos. Mas só pode haver faísca na presença de *breakdown*.

A partir da ocorrência da quebra de rigidez dielétrica passam a ocorrer as descargas elétricas chamadas de auto-sustentáveis, região D da figura 01, pois com a intensificação da ionização, os cátions gerados no *gap* são acelerados em direção ao catodo e, chegando lá, podem liberar novos elétrons. Este processo é chamado de ionização secundária.

Para as condições apresentadas na região E, ocorre o “Efeito Corona”, ilustrado na figura 02 (a). Este efeito tem pouca dependência do valor da tensão elétrica entre os eletrodos e sim da intensidade do campo elétrico nas proximidades do catodo. Para catodos esféricos, pontiagudos ou ainda para pontas de fios condutores, o campo elétrico é amplificado pelo efeito ponta. Este efeito faz com que o campo elétrico seja maior quanto mais pontiagudo for o condutor. A densidade de carga elétrica é maior quanto menor foi o raio de curvatura destas pontas. Por este motivo os pára-raios são pontiagudos. A ionização nesta região é acentuada e o gás nas proximidades do catodo, passa a emitir luz. O “Efeito Corona” é conhecido popularmente por “Fogo de Santelmo”, muitas vezes observado no topo dos mastros dos navios em função da eletrização atmosférica. A corona não é uma descarga elétrica completa, pois ela ocorre apenas nas proximidades do catodo, não chegando ao anodo. A descarga em corona pode ser utilizada, por exemplo, na purificação do ar e da água.

Nas regiões F, G e H as descargas são classificadas como *glow*, ou seja, brilhos, pois podem ser vistas por emitirem luz. A emissão luminosa ocorre porque a densidade de elétrons com energia suficiente para ionizar os átomos do gás é alta. Os átomos excitados pela colisão, para retornarem ao nível inicial de energia, emitem um fóton com energia dentro da faixa visível.

As descargas brilhantes subdividem-se em *subnormal glow*, *normal glow* e *abnormal glow*, e ocupam as regiões F, G e H, na figura 01, respectivamente.

A descarga *subnormal glow*, entre as descargas luminosas, é a que ocorre para a menor corrente elétrica. A diferença na mobilidade de cátions e elétrons faz com que em frente ao catodo haja uma grande densidade de cargas positivas. O efeito destas cargas positivas próximas ao catodo é a queda do potencial elétrico nesta região, conhecida como “Região de Queda Catódica”. Nesta região o potencial do catodo é “estendido” à região de queda catódica. O campo elétrico nesta região assume uma intensidade igual a que existia anteriormente entre o catodo e o anodo, ou seja, em todo o *gap*. Isto intensifica a ionização local e a descarga *subnormal*

pode então ocorrer para potenciais mais baixos. A região F do gráfico apresentado na figura 01 exibe a queda de potencial e o aumento na corrente elétrica. Esta descarga ocupa apenas uma parte do catodo e possui uma baixa intensidade luminosa, em comparação com as demais descargas visíveis. Ela é instável e frequentemente passa para o próximo regime, a descarga *normal glow*, figura 02 (b).

Na descarga *normal glow* a região de queda catódica está formada e um novo aumento da corrente elétrica não promove aumento na tensão que, neste regime, é praticamente constante. O que ocorre é um espalhamento da descarga pela superfície do catodo. Com o aumento da corrente elétrica no meio gasoso através da redução da resistência oferecida pelo circuito externo, por exemplo, a descarga passa a ocupar uma área cada vez maior do catodo. Este aumento é proporcional ao valor da corrente elétrica.

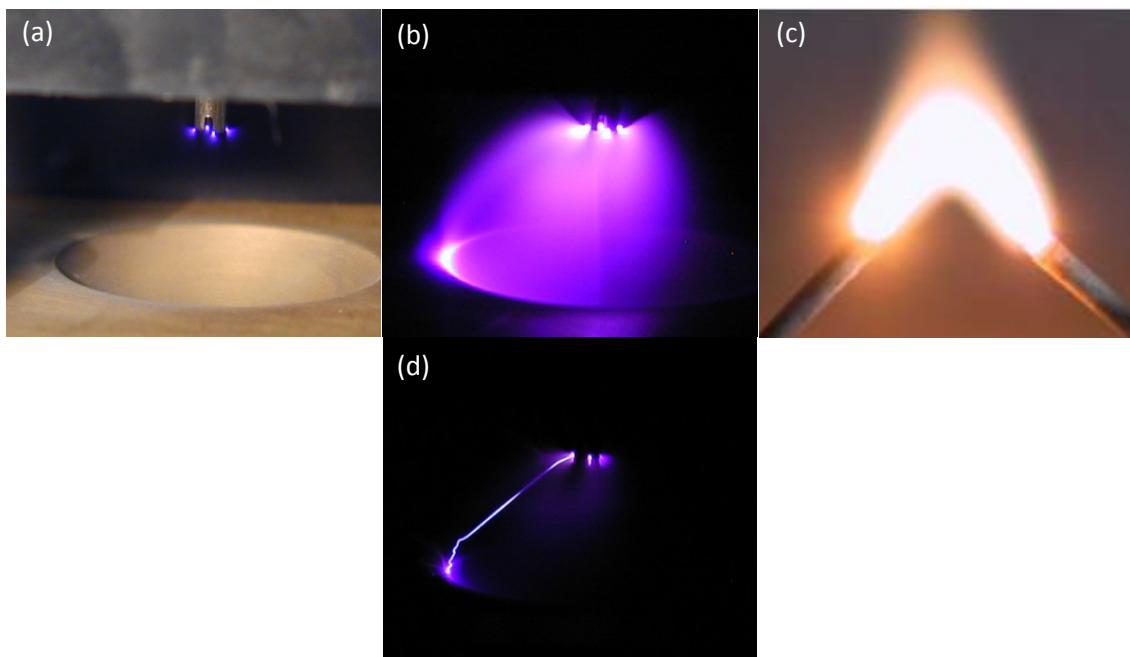


Figura 02 – Regimes de Descargas Eléctricas. (a) Descarga Corona, (b) Descarga Normal, (c) Descarga em Arco e (d) Fâisca Eléctrica. Fonte: <http://www.ugent.be/ir/appliedphysics/en/research/plasma/Theory/glowdischarge.htm> Acesso em 20/10/2009.

Denomina-se a descarga de *abnormal glow* quando todo o catodo fica envolto pela descarga. Um incremento na corrente elétrica leva a um aumento da região da queda catódica. A sustentação deste regime de descarga requer a aplicação de

grandes tensões para a manutenção da corrente elétrica e dos processos de ionização que a tornam auto-sustentável, como mostra a figura 01.

Para qualquer uma das três descargas do tipo *glow*, um aumento na corrente elétrica significa um aumento no brilho da descarga e as fases de transição de uma para outra passam a ficar bem definidas.

O último regime de descarga é a descarga em arco, região J na figura 01 e mostrada na figura 02 (c). Através de mais um aumento na corrente elétrica a descarga passa a ter o formato de um arco entre os dois eletrodos. Neste momento alguns processos de obtenção de elétrons passam a influenciar a manutenção deste regime de descarga, como por exemplo, a emissão termiônica de elétrons do catodo, que neste estágio já está aquecido. Como resultado, a tensão elétrica pode ser bastante reduzida.

A ocorrência da descarga corona requer alta tensão. Se esta tensão puder ser mantida durante um tempo prolongado o restante do *gap* poderá vir a ser ionizado. Desta forma ocorrerá a quebra de rigidez dielétrica do meio intereletrodos e uma faísca ocorrerá entre eles. A faísca elétrica é exibida na figura 02 (d). Se o gerador for suficientemente potente, a manutenção de uma grande tensão durante um tempo prolongado, fará surgir uma região fortemente ionizada nas proximidades do catodo, que poderá iniciar a descarga em arco.

Neste cenário dos regimes de descargas elétricas, é importante posicionar a faísca eletrocirúrgica. A faísca eletrocirúrgica poderá ocorrer em qualquer região entre a ocorrência da quebra de rigidez dielétrica, o *breakdown*, até a região em que pode ocorrer a descarga em arco. Obviamente que o circuito externo deve ser capaz de manter as condições necessárias de tensão e corrente para que haja a sucessiva repetição da faísca elétrica entre os eletrodos.

2.4 IONIZAÇÃO E PROCESSOS DE IONIZAÇÃO DO MEIO DIELETRICO

Quando um elétron fica sujeito à ação de um campo elétrico, ele é acelerado pelo mesmo, recebendo energia deste campo. A energia recebida pelo elétron pode ser determinada pela equação 2.1,

$$W = q_e \cdot E \cdot \lambda \quad [\text{J}] \quad (2.1)$$

onde W é a energia recebida [J], q_e é a carga elétrica do elétron [C], E é o campo elétrico [V/m] e λ é o livre caminho médio do elétron [m]. O livre caminho médio é o deslocamento médio que o elétron descreve entre duas colisões sucessivas. Assim, ele é inversamente proporcional ao número de moléculas por unidade de volume do meio, representado pela letra N . Assim temos que $W \propto E/N$. Quanto maior o número de átomos, ou moléculas no meio, menor será o caminho seguido por um elétron entre duas colisões sucessivas. A razão E/N é chamada de “parâmetro de energia”. Porém, N é difícil de medir, pois ele representa não apenas o número de elétrons livres no meio, mas representa também o número de íons formados e o número de moléculas por unidade de volume do gás. Portanto, freqüentemente, ele é substituído pelo termo E/p , chamado de “campo reduzido”, que depende da pressão ($p=NkT$), ao qual está sujeito o meio, k é a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta do meio. Esta mudança se deve ao fato da pressão de um gás poder ser medida diretamente, com manômetros ou barômetros, por exemplo. (CRICHTON, 1996). A substituição da razão E/N pela razão E/p é possível, pois $1/N$ e $1/p$ são diretamente proporcionais. Quanto maior a pressão sobre um gás maior o número de moléculas presentes por unidade de volume. A tabela 1 mostra a influência do campo reduzido e seu efeito na colisão elétron-molécula.

Tabela 1 – Influência do Campo Reduzido (E/p) em Colisões Elétron-Molécula no Ar

<i>Causa</i>	<i>Intensidade (aprox.)</i>	<i>Efeito</i>
	Baixo: ≤ 42 V/cm.Torr	Apenas Colisões Elásticas
$E/N \propto E/p$	Médio: ≈ 42 V/cm.Torr	Aceleração Periódica e Excitações
$p=760$ Torr	Alto: ≥ 42 V/cm.Torr	Aumento da Ionização

Fonte: Adaptado de www.glow-discharge.com, acesso em 21/10/2009

A energia recebida pelo elétron em seu deslocamento acelerado pelo campo elétrico pode ser obtida pela equação 2.2:

$$W = \frac{q_e \cdot E \cdot K \cdot T}{p} \quad [\text{J}] \quad (2.2)$$

É importante ressaltar que para que ocorra a quebra de rigidez dielétrica do meio a energia do elétron apenas não é decisiva (NASSER, 1971) e sim a razão E/p que mostra qual a energia dos elétrons entre as sucessivas colisões. Por exemplo, para uma mesma intensidade do campo elétrico: se a pressão sobre o meio gasoso for alta, o livre caminho médio será pequeno e desta forma os elétrons não adquirirão a energia cinética necessária para causar a ionização quando colidirem com uma molécula. Ou então, se a pressão sobre o meio gasoso for baixa, as moléculas estarão tão distantes umas das outras que mesmo que os elétrons possuam a energia necessária para a ionização, poucas colisões ocorrerão e em nenhum dos dois casos haverá a quebra de rigidez dielétrica do meio. Colisões elétron-molécula são responsáveis pelos acréscimos e decréscimos do número de elétrons livres no meio. Geralmente, muitas destas colisões geram elétrons livres, e estes novos elétrons também passam a sofrer a ação do campo elétrico e a acelerar, colidir entre si e entre as moléculas e íons do meio gasoso.

2.4.1 Emissão por Impacto Eletrônico

Quando um elétron (e^-) ganha energia pelo menos igual à energia de ionização da molécula (A), com a qual colide, a molécula pode ser ionizada conforme a equação 2.3:



Cada colisão causa a ionização da molécula (A^+) e libera um novo elétron. Esta ionização é chamada no estudo do *breakdown* de ionização primária. Chama-se primária porque a partir deste elétron pode iniciar-se a avalanche de elétrons.

2.4.2 Recombinação Eletrônica

Se uma molécula do gás possuir um nível de energia desocupado, um elétron livre, por meio da colisão, poderá ocupá-lo ionizando assim a molécula, que se torna um ânion. Este processo pode ainda transformar um cátion em uma molécula

neutra. (SCHNEIDER, 2004). As equações 2.4 e 2.5 descrevem o que foi citado acima:



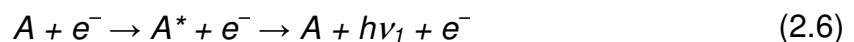
ou



O processo de recombinação reduz o número de elétrons livres no meio.

2.4.3 Excitação

Neste caso, a colisão elétron-molécula é realizada por um elétron que não tem energia suficiente para ionizá-la, mas pode colocá-la em um estado excitado, de maior energia (A^*). Após um intervalo de tempo ela decai para o estado não excitado, de menor energia. Para tanto, emite um fóton de energia $h\nu_1$. A equação 2.6 descreve o fenômeno:



onde h é a constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$ J-s) e ν_1 é a frequência do fóton emitido, em hertz [Hz].

2.4.4 Fotoionização

Quando um fóton tem energia igual a $h\nu_2$, com energia igual à energia de ionização de uma das moléculas que constituem o gás, ele pode ionizar esta molécula segundo a equação 2.7:



Para o caso onde o fóton tenha $h\nu_2$ maior podemos escrever a equação 2.8:

$$A + h\nu_2 \rightarrow A^+ + e^- + h\nu_1 \quad (2.8)$$

onde $h\nu_1$ é a energia necessária para a ionização.

Para um gás que contém apenas um tipo de molécula, $h\nu_1$ deveria, em teoria, ser menor que $h\nu_2$ e a excitação não pode, ela própria, conduzir à fotoionização.

Claramente, o processo é relevante para misturas gasosas, como o ar, e para gases que contêm impurezas, como é o caso da atmosfera eletrocirúrgica.

2.4.5 Emissão Termiônica ou Efeito Edison

A temperatura do eletrodo é elevada para centenas ou até milhares de kelvins. Desta forma alguns elétrons passam a ter energia suficiente para abandonar a superfície metálica do eletrodo, efeito primeiramente observado por Thomas Edison em 1883. A energia suficiente para o elétron abandonar a superfície é chamada de função trabalho, ϕ , que pode ser consideravelmente reduzida através de impurezas (SEARS, 1973).

2.4.6 Emissão Devido à Ação do Campo Elétrico

Um forte campo elétrico é estabelecido nas proximidades do eletrodo pela aproximação do íon. Este campo elétrico altera o potencial ao qual o elétron estava sujeito quando ligado à estrutura atômica do catodo, assim ele pode passar por efeito túnel através da barreira deste potencial e abandonar a superfície metálica. O valor do campo elétrico deve ser da ordem de 100 MV/m para que se obtenha um fluxo significativo de elétrons.

Uma combinação dos dois processos citados em 2.4.5 e 2.4.6 é chamada de “Emissão Termiônica de Campo”. (WAGENNARS, 2006).

2.4.7 Emissão Secundária de Elétrons

Os elétrons são liberados da superfície metálica através da colisão de partículas (íons e fótons) com o catodo.

A emissão secundária de elétrons é normalmente caracterizada pelo coeficiente γ , que especifica o número de elétrons secundários extraídos por partícula incidente.

Na maioria das condições, para se gerar descargas elétricas em gases sob baixa pressão, a emissão de elétrons pelo impacto de íons é dominante, ou seja, os cátions formados pela avalanche de elétrons são acelerados em direção do catodo de onde elétrons secundários são liberados pela colisão. O campo elétrico deste íon pode também liberar elétrons do metal pelo processo Auger.

“A emissão Auger ou emissão de um elétron Auger é o nome dado ao fenômeno na física em que a emissão de um elétron de um átomo causa a emissão de um segundo elétron. Este segundo elétron é chamado elétron Auger. Quando um elétron é removido de um átomo, gerando uma vacância, outro elétron de um nível mais energético pode ocupar esta vacância, tendo como resultado a liberação de energia. Embora esta energia seja liberada às vezes na forma de um fóton, a energia pode também ser transferida a outro elétron, que pode então ser ejetado do átomo. A energia cinética do elétron Auger corresponde à diferença de energia entre a quantidade de energia para ionização de onde provém o elétron Auger e a energia de transição eletrônica entre os níveis, ou seja, os níveis correspondentes à origem da energia e a origem do elétron Auger.”

Adaptado de: (http://pt.wikipedia.org/wiki/El%C3%A9tron_Auger), acesso em 12/10/2009.

A emissão secundária de elétrons também é possível pela incidência de fótons. Se a energia de um fóton for maior ou igual à função trabalho do metal um elétron pode ser emitido. (WAGENNARS, 2006).

No presente trabalho, a emissão secundária de elétrons pode ser ignorada, uma vez que os experimentos foram imediatamente encerrados com a ocorrência da quebra de rigidez dielétrica e a deflagração da faísca.

2.5 A AVALANCHE DE ELÉTRONS

Uma avalanche de elétrons, figura 03, é gerada a partir de um elétron acelerado por um campo elétrico. O desenvolvimento desta avalanche ocorre não apenas no tempo, mas também no espaço. Este elétron colide sucessivamente com moléculas do meio no seu movimento de deriva em direção ao anodo. Estas colisões retiram elétrons destas moléculas e as deixam ionizadas (cátion). Um novo elétron é obtido e também passa a ser acelerado em direção ao anodo e também passa a colidir com moléculas deste meio. Através deste processo, também se obteve um cátion que passa a acelerar em sentido contrário ao do movimento do elétron, em direção ao catodo com velocidades muitas ordens de grandeza menor que a do elétron.

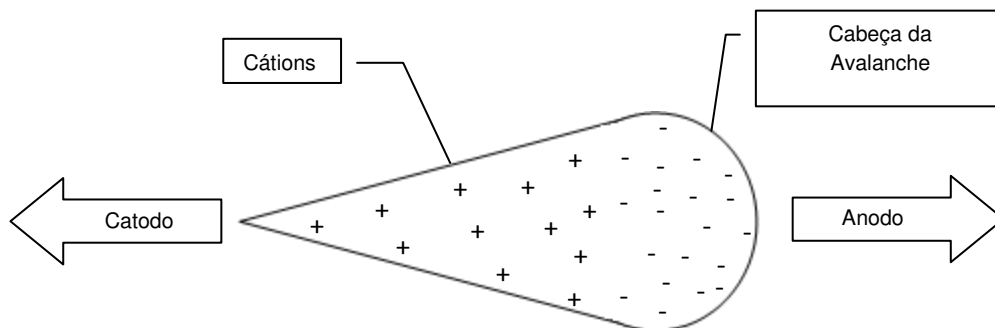


Figura 03 – Representação esquemática de uma Avalanche de Elétrons.

Os novos elétrons agora passam a ionizar o meio gerando novos elétrons e assim sucessivamente. Por este motivo o termo avalanche de elétrons é bem empregado. Analogia feita com a avalanche de neve, onde uma massa maior de neve se movimenta a cada metro deslocado.

Poder-se-ia caracterizar este crescimento exponencial de elétrons (e cátions) no meio pela frequência de ionização, ou seja, quantas ionizações ocorrem por segundo. Mas a opção feita é a de caracterizar o número de ionizações por unidade

de comprimento. Esta grandeza é chamada de *Coefficiente de Ionização Primário* ou de Townsend e é representado pela letra alfa (α) do alfabeto grego. É usual, na bibliografia adotada que a referência ao alfa seja feita utilizando-se o inverso do centímetro como unidade de medida. Por exemplo, quando $\alpha = 82 \text{ cm}^{-1}$, isto denota que em um centímetro de deslocamento da avalanche 82 elétrons ficaram livres dentro do *gap*. Em uma situação de equilíbrio, o número de elétrons livres é igual aos de cátions gerados mais um.

Para uma análise quantitativa do coeficiente de ionização primário é amplamente utilizada a equação 2.9 sugerida de forma empírica por Townsend.

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} \quad [\text{Torr} \cdot \text{cm}^{-1}] \quad (2.9)$$

Onde:

p = pressão do gás [Torr].

E = campo elétrico [V/cm].

A = é a constante de saturação de ionização (para o ar $A = 8,1 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$).

B = é o parâmetro de colisão inelástica (para o ar $B = 250 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$).

A Teoria Townsend considera um campo elétrico uniforme entre placas paralelas.

Apenas um único elétron, já existente no *gap*, principia nas proximidades do catodo a avalanche de elétrons em direção ao anodo. O número de elétrons (N_e) nesta avalanche é descrito pela equação 2.10:

$$N_e = e^{\alpha x} \quad (2.10)$$

onde:

N_e = número de elétrons na cabeça da avalanche.

x = distância até o catodo.

Desta forma o número de íons (N_i) produzidos na avalanche pode ser obtido com a equação 2.11:

$$N_i = e^{\alpha x} - 1 \quad (2.11)$$

Eventualmente, os cátions formados dirigem-se para o catodo e podem, segundo a probabilidade γ , causar a emissão de um elétron secundário. O número de elétrons secundários ($N_{e,sec}$) pode ser obtido com a equação 2.12:

$$N_{e,sec} = \gamma(e^{\alpha d} - 1) \quad (2.12)$$

onde d é a distância entre os eletrodos.

O novo elétron, o secundário, começará uma nova avalanche, produzindo novos elétrons e íons. A situação descrita é auto-sustentável quando uma avalanche produz no mínimo um o elétron secundário, i.e., satisfaz o critério representado pela equação 2.13.

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.13)$$

Esta equação estabelece o “Critério de Quebra de Rigidez Dielétrica”.

As gerações de avalanches de elétrons podem ser descritas através da tabela 2. As próximas gerações das avalanches são formadas pelos elétrons, que pela probabilidade γ foram retirados do catodo pelos cátions que lá chegaram.

Tabela 2 – Gerações de Avalanches

Geração	Elétrons que Deixam o Catodo	Elétrons que Atingem o Anodo	Cátions que Atingem o Catodo
1	1	$e^{\alpha d}$	$e^{\alpha d} - 1$
2	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)$	$\gamma(e^{\alpha d} - 1) \cdot e^{\alpha d}$	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^2$
3	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^2$	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^2 \cdot e^{\alpha d}$	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^3$
4	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^3$	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^3 \cdot e^{\alpha d}$	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)^4$

2.6 Lei de Paschen

Por meio da Teoria Townsend é possível demonstrar a Lei de Paschen, que determina as tensões necessárias para a quebra de rigidez dielétrica. A curva de Paschen exhibe o potencial de *breakdown* para os diversos produtos $p.d$ (pressão vezes distância). A figura 4 exhibe algumas curvas de Paschen para diferentes meios gasosos. A equação que gera as curvas é apresentada a seguir. A partir de um determinado valor de $p.d$ a relação entre as grandezas representadas no gráfico torna-se linear.

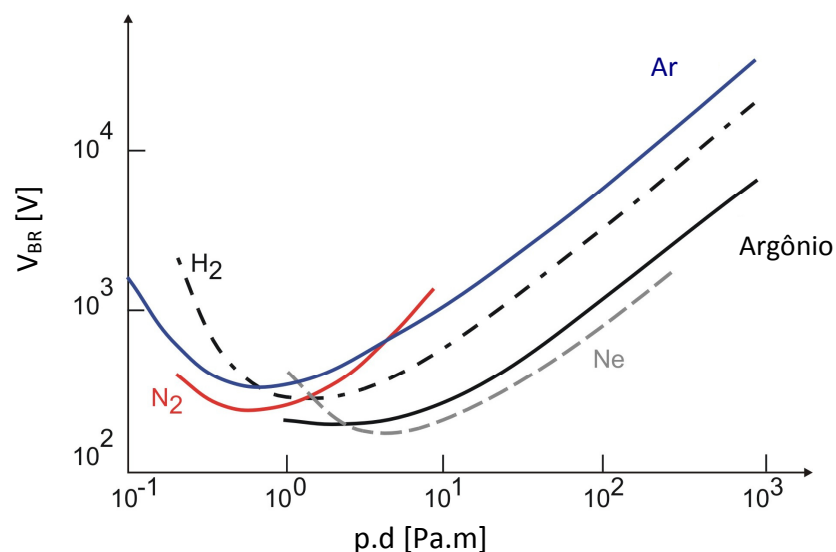


Figura 04 – Curvas de Paschen de alguns meios gasosos (NASSER, 1971).

O potencial elétrico para o qual ocorre a quebra da rigidez dielétrica do gás pode ser obtido através da equação 2.14:

$$V_{BR} = \frac{B \cdot pd}{\ln \left(\frac{A \cdot pd}{\ln \left(\frac{I}{\gamma} + 1 \right)} \right)} \quad (2.14)$$

onde A e B são as constantes características do meio gasoso.

Resolvendo-se $\frac{d(V_{BR})}{d(pd)} = 0$, a resolução desta derivação está no anexo A, pode-se determinar o mínimo potencial necessário para a quebra de rigidez de determinado meio gasoso. Obtém-se então:

$$V_{BR(\min)} = 2,718 \frac{B}{A} \ln \left(1 + \frac{I}{\gamma} \right) \quad (2.15)$$

A equação 2.15, determina, em função das características do meio, qual o menor potencial para que ocorra a quebra de rigidez dielétrica.

No ar, e na região da curva de Paschen, onde a equação é uma reta (NASSER, 1971), observar a figura 04, pode-se utilizar a equação 2.16:

$$V_{BR} = 30 \cdot p \cdot d + 1,35 \quad [\text{kV}] \quad (2.16)$$

O potencial de quebra de rigidez dielétrica estará nestas condições em quilovolts [kV].

2.7 Descargas Sustentáveis e Não Sustentáveis

Por meio do critério de quebra de rigidez dielétrica, podem-se classificar as descargas elétricas em sustentáveis e não sustentáveis.

Os critérios de descarga são:

Não sustentável

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1 \quad (2.17)$$

Sustentável

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) \geq 1 \quad (2.18)$$

Na descarga não sustentável, a avalanche de elétrons não pode sustentá-la e acaba desaparecendo, pois elétrons secundários não são criados a partir de colisões com o catodo. Como mostra a equação 2.17.

Todavia é possível, com a utilização de uma fonte externa, prover o sistema com elétrons suficientes para que exista uma avalanche sustentada. Equação 2.18 exhibe esta situação.

No estado de equilíbrio, pode-se definir n_0 como sendo a taxa com que os elétrons são liberados no catodo pela fonte externa; n como os elétrons que chegam ao anodo; e n_0' como o total de elétrons emitidos pelo catodo. Tem-se, portanto, a seguinte equação, que relaciona a corrente elétrica inicial i_0 e a corrente elétrica final i com a constante de ionização e a probabilidade de ionização do gás.

$$\frac{n}{n_0} = \frac{i}{i_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.19)$$

$$n = n_0' \cdot e^{\alpha d} \quad (2.20)$$

As relações acima só valem para descargas não sustentáveis. Pois dependem do número de elétrons liberados do catodo por uma fonte externa.

No momento que a fonte externa (n_0) é removida, a corrente de descarga desaparece.

Nas descargas sustentáveis, um pequeno aumento na tensão elétrica aplicada faz com que o número de elétrons entre os eletrodos sofra um aumento com o passar do tempo. Cada geração de avalanche de elétrons passa a conter mais elétrons que a anterior. A corrente elétrica aumenta até certo limite imposto por uma resistência natural do próprio meio. O desenvolvimento deste tipo de descarga não depende de uma fonte externa.

2.8 Descarga Brilhante (*Glow Discharge*)

Na situação em que $\gamma(e^{ad} - 1) > 1$, a descarga é sustentável. E um tipo diferente de descarga ocorre. Isto ocorre para a maioria das descargas com $p.d$ entre 0,1 e 100 (Pa.m). O processo de quebra de rigidez faz com que o gás inicialmente neutro passe a emitir luz.

Uma importante propriedade da descarga brilhante é a estrutura característica da emissão de luz e da distribuição do potencial entre os eletrodos. Estas estruturas são apresentadas na figura 05.

A maior parte do potencial decai próximo do catodo, ou seja, ali existe a maior diferença de potencial.

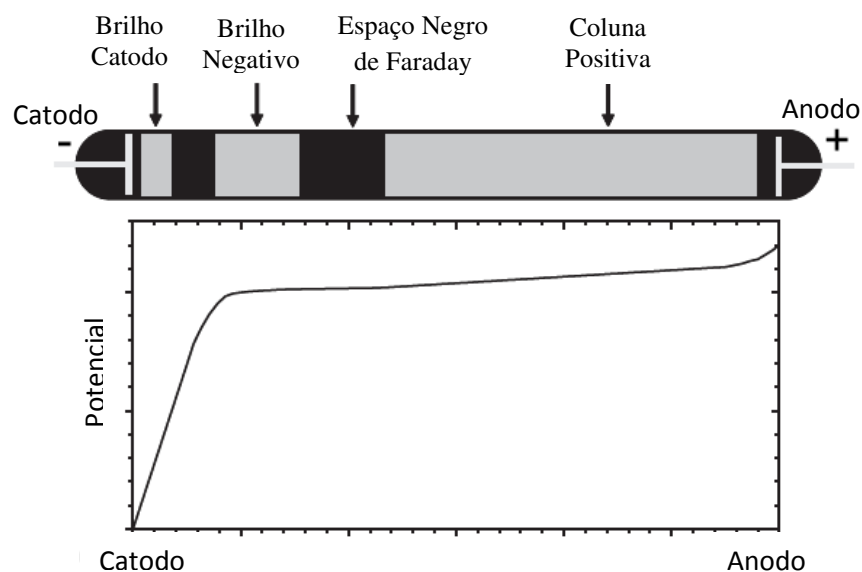


Figura 05 – Ilustração esquemática da descarga luminosa em um tubo de vidro.

A partir do catodo em direção ao anodo pode-se observar uma região luminosa, em um local onde o potencial é aproximadamente constante, chamada de brilho negativo. Observa-se também o “espaço negro de Faraday”. Após, se o tubo de descarga for longo o suficiente, uma coluna de brilho positivo se forma, região em que há um pequeno aumento de potencial, resultando em um campo elétrico constante pouco intenso. Finalmente, em frente ao anodo, existe um pequeno salto do potencial.

Descrever a quebra de rigidez dielétrica de um gás neutro, até a ocorrência da descarga luminosa, implica no fato de que a quebra de rigidez dielétrica altera a distribuição do potencial entre os eletrodos, desde o perfil linear do potencial aplicado, até a estrutura característica da descarga luminosa. Este processo pode ser descrito como segue.

Na fase de ignição inicial ocorre a avalanche de elétrons resultando na multiplicação de cargas no *gap*. Desde que a tensão elétrica aplicada esteja acima da quebra de rigidez, estas avalanches ficam mais intensas a cada avalanche.

Como os elétrons se movem muito mais rápido que os íons, (esta diferença será apresentada mais adiante) haverá, sobretudo, íons no *gap*. Portanto o número de íons aumenta com o tempo dentro do *gap* durante a fase transitória da descarga. Em algum momento, a densidade destas cargas torna-se tão grande que elas criam um campo elétrico significativo em consequência dos efeitos do espaço de cargas. Como a produção de íons em avalanches de elétrons é muito grande nas proximidades do anodo, um espaço de carga positiva, em crescimento, passa a ser formado ali em direção ao catodo. Disto resulta a modificação da distribuição do campo elétrico inicial.

A Teoria Townsend original não leva em conta os efeitos da existência deste espaço de carga, portanto ela não pode explicar completamente o comportamento de uma quebra de rigidez dielétrica para alguns casos. Todavia, os conceitos teóricos permanecem inalterados durante a quebra de rigidez dielétrica até a descarga luminosa e este conceito pode ser utilizado para fornecer qualitativamente um retrato do processo de quebra de rigidez dielétrica.

O principal efeito do “espaço de carga” é a mudança da distribuição do potencial no *gap* (figura 05) e, portanto, a alteração local da intensidade do campo elétrico.

Devido ao “espaço de carga positiva” em frente ao anodo, o potencial do mesmo é estendido através do *gap* e isto aumenta o campo entre o catodo e o “espaço de carga”. Como conseqüência desta extensão do espaço de cargas positivas ocorre uma diminuição da intensidade do campo elétrico nas proximidades do anodo. O resultado disto é que o campo elétrico no *gap* não é mais uniforme. O coeficiente de ionização (α) passa a ser função do campo elétrico reduzido variável (E/p) e, portanto, não é mais constante, mas uma função da posição e do tempo. Isto complica o cálculo do número de elétrons em uma avalanche (N_e) que passa a ser escrito pela equação a seguir:

$$N_e(x,t) = N_0(t)e^{\int_0^d \alpha(x,t)dx} \quad (2.21)$$

onde:

$N_e(x,t)$ = Número de Elétrons na cabeça da avalanche.

$N_0(t)$ = é o número de elétrons secundários emitidos pelo catodo.

O desenvolvimento da avalanche de elétrons sofre interferência da intensidade do campo elétrico local dentro do *gap*. Ao mesmo tempo, a intensidade do campo elétrico local é influenciada por cargas produzidas em avalanches de elétrons precedentes. O resultado é uma situação espacial e temporalmente não-uniforme, o que dificulta a descrição qualitativa sem a utilização de métodos sofisticados de modelagem.

Por outro lado, é possível obter um retrato qualitativo daquilo que acontece durante o processo de quebra de rigidez dielétrica quando o “espaço de carga” passa a ter influência. Isto é indicado na figura 05.

No *gap*, entre o catodo e o “espaço de carga” existe um aumento do coeficiente de ionização induzido pelo campo elétrico do “espaço de cargas” e, portanto, mais intensas avalanches de elétrons são produzidas. Entretanto, esta avalanche será intensa apenas até a região do “espaço de cargas”, porque entre esta região e o anodo o campo elétrico é pouco intenso e a multiplicação de cargas decai. A região do “espaço de cargas” esta aproximadamente no mesmo potencial do anodo, ou

seja, o potencial do anodo é prolongado pela região do “espaço de cargas” ao longo do *gap*. Figura 06.

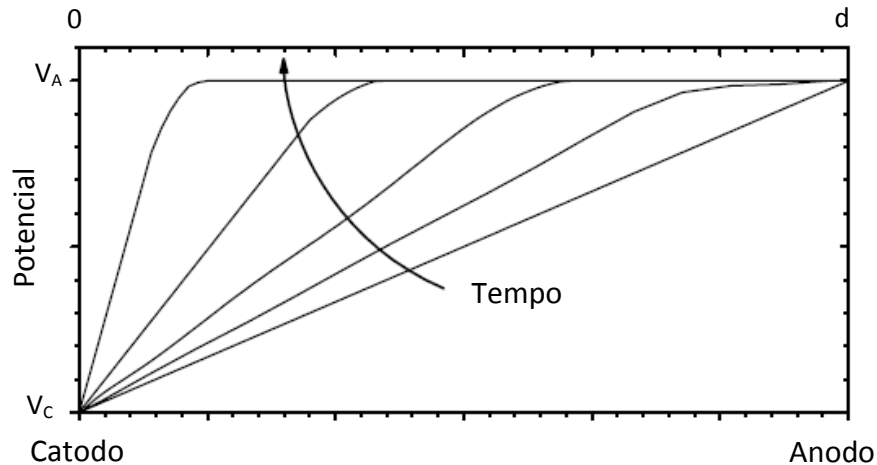


Figura 06 – Representação esquemática da distribuição do potencial dentro do gap de descarga durante a quebra de rigidez dielétrica. (WAGENNARS, 2006).

Após a estabilização do potencial entre o catodo e o anodo, a maior diferença de potencial entre os eletrodos situa-se entre o catodo e o “espaço de cargas”. Esta camada entre o catodo e o espaço de cargas é chamada de camada do catodo. Este é o começo da região de queda do potencial do catodo. Durante o desenvolvimento adicional da quebra de rigidez dielétrica, mais cargas se somarão ao “espaço de cargas” voltadas para o catodo, estendendo mais o “espaço de cargas” no *gap*. Entre o “espaço de cargas” e o anodo haverá muitas cargas, que estarão sujeitas a um campo elétrico pouco intenso, assim não há uma significativa multiplicação de cargas nesta região.

O processo de extensão do “espaço de cargas” em direção ao catodo continuará ajudando a comprimir a região da queda de potencial próximo ao catodo. Eventualmente, o “espaço de carga” alcançará a superfície do catodo e o potencial através do *gap* assumirá a configuração característica da descarga luminosa (*glow discharge*), vista na figura 02 (b).

O potencial cai através da “camada do catodo” e é aproximadamente igual à tensão mínima ($V_{BR(min)}$) para que ocorra a quebra de rigidez dielétrica. A “espessura da camada do catodo” multiplicada pela pressão é tal que se aproxima do valor $p.d$ para o qual o potencial mínimo de quebra de rigidez é conseguido.

Pode-se concluir que a Teoria Townsend provê com blocos básicos a descrição do processo da ruptura dielétrica, mas uma descrição quantitativa no tempo e no espaço é não trivial, mesmo para geometrias simples da descarga.

Finalmente, alguns comentários envolvendo a escala de tempo no processo de quebra de rigidez dielétrica. O desenvolvimento de uma única avalanche de elétrons é determinado pela velocidade de deriva do elétron, que é tipicamente de 10^5 a 10^6 m/s no argônio. Conforme mostra a figura 07. A velocidade de deriva do íon Ar^+ é muito menor, tipicamente 50 a 500 m/s. O processo completo da quebra de rigidez necessita de muitas gerações de avalanches, iniciadas por elétrons secundários gerados no catodo por colisões dos cátions. Portanto, o tempo necessário para os íons se deslocarem em direção ao catodo é a escala de tempo dominante no processo da quebra de rigidez dielétrica. (WAGENNARS, 2006)

Da quebra de rigidez até a descarga luminosa o processo completo leva tipicamente de 10^{-5} a 10^{-3} segundos (WAGENNARS, 2006).

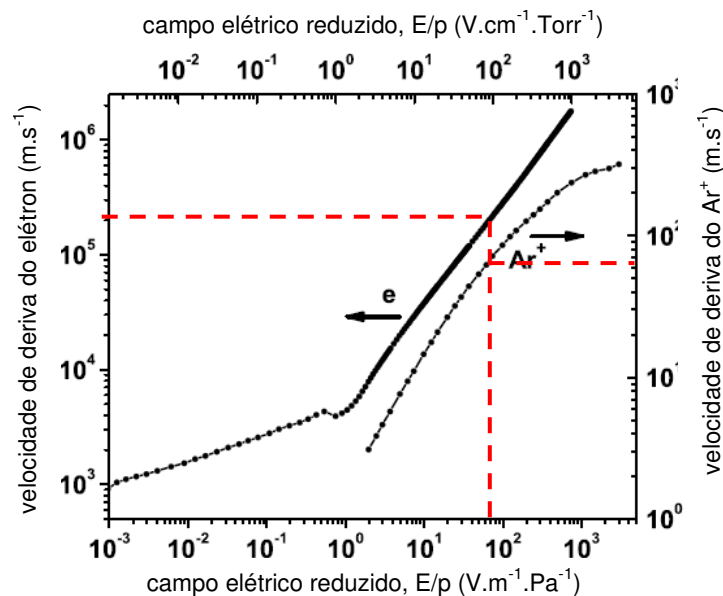


Figura 07 – Velocidades de elétrons e de Cátions no Argônio em função do Campo Reduzido. Indicados os valores próximos aos dos experimentos deste trabalho. (WAGENNARS, 2006).

Um elétron abandonado em um campo elétrico passa a ser acelerado pela força elétrica que passa a atuar sobre ele em resposta a ação do campo. A

velocidade deste elétron, chamada velocidade de deriva, entre as sucessivas colisões consideradas elásticas é obtida pela equação 2.22.

$$v_d = \mu_e \cdot E \quad (2.22)$$

Onde:

v_d = velocidade de deriva do elétron [cm/s].

μ_e = mobilidade do elétron [cm²/V.s].

E = campo elétrico [V/cm].

O valor da mobilidade de elétrons no ar sob pressão de 760 Torr (1 atm) é: $\mu_e = 592,10 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ (RAIZER, 1991).

A velocidade de deriva de íons é de 10^3 a 10^5 vezes menor que a dos elétrons em função da massa destes íons serem muitas vezes maior que a dos elétrons.

2.9 STREAMER E LÍDER BREAKDOWN

A teoria de quebra de rigidez dielétrica descrita no item anterior é comumente conhecida como Mecanismo Townsend de quebra de rigidez dielétrica. É caracterizada pelo desenvolvimento contínuo de sucessivas avalanches de elétrons entre os eletrodos auxiliados pelo processo de emissão secundária. Durante vários anos a Teoria Townsend foi muito bem sucedida em explicar fenômenos de quebra de rigidez em várias condições de descarga. Por exemplo, a explicação da Curva de Paschen da quebra de rigidez e efeitos em gases eletronegativos e materiais do catodo na tensão da quebra de rigidez.

Entretanto, nos anos 30 e 40 com o desenvolvimento de equipamentos para o estudo do desenvolvimento temporal de processos transientes da quebra de rigidez, observações que foram feitas não estavam em conformidade com a Teoria Townsend. Por exemplo, investigação feita por Raether sobre o desenvolvimento de avalanche de elétrons em experimentos com câmara de bolhas mostrou que a quebra de rigidez dielétrica do meio é muito rápida para serem explicadas pelo mecanismo de Townsend (WAGENNARS, 2006). Estas observações foram,

sobretudo, feitas para descargas com altos valores de p.d, acima de 1 kPa.m, isto é, para grandes pressões e grandes *gaps*. Loeb, Meek (1940) e Raether (1964), desenvolveram os fundamentos de uma nova teoria para a quebra de rigidez que pode explicar a observação da quebra de rigidez em grande velocidade. As bases da nova teoria, chamada de *Quebra de Rigidez Streamer*, leva em conta os efeitos do espaço de carga de uma única avalanche de elétrons. Na Teoria Townsend este espaço de carga dentro da avalanche de elétrons não é considerado.

Na teoria *Streamer*, o processo da quebra de rigidez, começa ainda com o desenvolvimento de uma avalanche de elétrons. Entretanto, a multiplicação de carga nesta avalanche é tão grande que o espaço de carga da avalanche principal começa a modificar o campo elétrico aplicado antes que a avalanche alcance o anodo. A transição avalanche-*streamer* pode ser observada no *gap* quando o valor do campo elétrico da avalanche passa a ter pelo menos 10% do valor do campo elétrico externo. O campo elétrico gerado pelo espaço de carga na avalanche principal pode ser calculado, assumindo que há uma completa separação entre as cargas positivas e negativas. O campo elétrico gerado pelo espaço de carga E_s , produzido por um número de carga N em uma esfera de raio r pode ser obtido pela equação 2.23.

$$E_s = \frac{N \cdot q_e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (2.23)$$

Onde:

E_s é o campo elétrico gerado pela cabeça da avalanche, considerada esférica.

N é o número de elétrons na cabeça da avalanche.

q_e é a carga elétrica elementar ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C)

ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo ($8,85 \times 10^{-12}$ C²/N.m²)

r é o raio do espaço de carga. Obtido pela equação 2.24.

O raio do espaço de carga pode ser obtido com a equação que segue:

$$r = \sqrt{3 \cdot D \cdot t} \quad (2.24)$$

Onde:

t é o tempo.

D é o coeficiente de difusão dos elétrons. E pode ser obtido através da relação de Einstein, apresentado na equação 2.25. Para o ar $D = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$. (Nasser, 1971).

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\kappa \cdot T}{q_e} \quad (2.25)$$

onde:

κ = constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$).

A avalanche de elétrons tem a forma de uma gota para campo elétrico constante entre placas paralelas, como ilustra a figura 08.



Figura 08 – Foto de uma Avalanche de Elétrons obtida em uma câmara de bolhas. O catodo está á esquerda. Foto de H. Raether, em 1930.

Todavia podemos aproximar o valor do campo elétrico da parte frontal da avalanche como sendo gerado por uma esfera. Esta região é chamada de cabeça da avalanche de elétron.

Calculando a formação do espaço de carga em uma avalanche de elétrons e comparando-a com o campo elétrico aplicado, Meek definiu um critério para a formação do *Streamer*. De forma simplificada, o *Streamer* ocorre quando:

$$e^{\int \alpha' \cdot dx} \geq 10^8 \quad (2.26)$$

com

$$\alpha' = \alpha - \eta \quad (2.27)$$

Onde:

x = distância percorrida pela avalanche.

α' = coeficiente de ionização líquido, também chamado de alfa efetivo. Ele é definido como a diferença entre o coeficiente de ionização α e o coeficiente de absorção (*Attachment*) η (MEEK, 1940).

Os valores exatos do Critério *Streamer* dependem, nos detalhes, da descarga. O critério implica da necessidade da existência de um campo elétrico de alta intensidade e/ou um longo *gap*, a tabela 3 exhibe estes dados para diferentes *gaps*.

Assim que o critério de Meek é atendido, o que, segundo a tabela 3 só passa a acontecer para *gaps* acima de 3 cm, o desenvolvimento do *Streamer* tem início. Este é um canal fracamente ionizado que se desenvolve entre os eletrodos a alta velocidade, aproximadamente 10^6 m/s. Os efeitos do espaço de carga na cabeça do *Streamer* modificam a distribuição do campo elétrico no *gap* criando um volume para grande multiplicação de cargas.

Avalanches secundárias de elétrons desenvolvem-se em frente da cabeça do *Streamer*. Isto faz com que o *Streamer* se desenvolva extremamente rápido; esta rapidez é caracterizada pela velocidade de deriva dos elétrons. Neste ínterim, os cátions produzidos pelo *Streamer* não tiveram tempo para se deslocar até o catodo e causar ali a emissão secundária de elétrons. As velocidades típicas dos *Streamers* são da ordem de 10^6 m/s, muito mais rápidos do que quebra de rigidez Townsend que é da ordem de 10^3 m/s.

A tabela 3 exhibe para diferentes *gaps* e para pressão de uma atmosfera (760 Torr) no ar, os valores de $p \cdot d$, os valores limites de tensão e campo elétricos para a quebra de rigidez dielétrica, o valor do campo reduzido (E/p), o coeficiente de ionização primário (α) menos o de absorção (η), e na última coluna o número de

elétrons na cabeça da avalanche para o referido *gap*. Neste trabalho o valor dos *gaps* foi inferior a 0,1 cm.

TABELA 3 – Multiplicação de elétrons no ar em uma avalanche para pressão de 760 Torr (1 atm).

d [cm]	$p.d$ [10^2 Torr.cm]	V_t [kV]	E_t [kV/cm]	E/p [V/cm.Torr]	$\alpha - \eta$ [cm^{-1}]	$(\alpha - \eta).d$	N_e
0,1	0,76	4,54	45,4	59,7	81	8,1	$3,3 \times 10^3$
0,3	2,3	11	36,7	48,4	31	9,3	$1,1 \times 10^4$
0,5	3,8	17	34	44,7	20,5	10,2	$2,8 \times 10^4$
1	7,6	31,4	31,4	41,4	12,4	12,4	$2,4 \times 10^5$
2	15	58,5	29,3	38,6	8,0	16	$8,9 \times 10^6$
3	23	85,5	28,6	37,6	6,5	19,5	$2,9 \times 10^8$

Fonte: *Gas Discharge Physics* – Yu P. Raizer, pág. 340.

Muitos aspectos do mecanismo da quebra de rigidez *Streamer* tal como o mecanismo de propagação e ramificações permanece desconhecido e é um campo ativo para pesquisas. (WAGENNARS, 2006).

Descargas de grande escala, como relâmpagos, podem ser descritos através de um terceiro tipo de quebra de rigidez dielétrica, chamado *Líder Breakdown*.

Um fino canal altamente ionizado propaga-se ao longo do caminho preparado

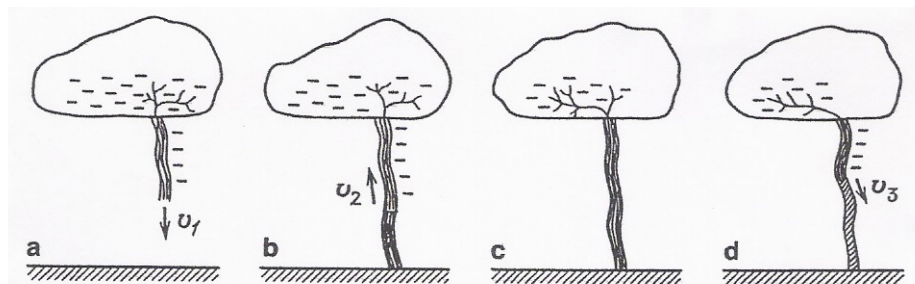


Figura 09 – Formação do Relâmpago. Em (a) a descarga líder vai em direção ao chão com uma velocidade v_1 . Em (b) o golpe de retorno viaja acima com velocidade v_2 . Em (c) ocorre a quebra de rigidez no canal que liga a nuvem ao solo. As cargas elétricas negativas agora fazem parte do canal fortemente ionizado. Em (d) Líder secundário (*dart leader*) viaja em direção ao solo com velocidade v_3 . (RAIZER, 1991).

pela descarga chamada de “golpe de retorno”. Quando o canal tiver cruzado o *gap* ocorre o rápido movimento das cargas negativas do canal ionizado em direção ao solo (*dart leader*), transformando a descarga em uma faísca (relâmpago), a figura 09 exemplifica este tipo de descarga elétrica (RAIZER, 1991).

A quebra de rigidez dielétrica é explicada através de modelos que diferem entre si. Basicamente, estes modelos dependem das tensões elétricas aplicadas entre os eletrodos e das distâncias entre eles. O modelo que explica os relâmpagos é diferente daquele que explica as descargas entre eletrodos que se encontram afastados alguns metros. Para distâncias da ordem de alguns milímetros até algumas dezenas de micrômetros, a *Teoria de Townsend* da avalanche de elétrons parece ser suficiente.

A metodologia utilizada para se avaliar e descrever o fenômeno descrito é exposto no capítulo que segue.

3. METODOLOGIA

A faísca eletrocirúrgica, diferentemente de outras descargas, não ocorre entre metais, mas sim entre metal e tecido biológico. Neste trabalho foram explorados os mecanismos que antecedem a faísca elétrica entre metal e metal e também entre metal e tecido biológico com o intuito de se estabelecer e/ou validar a diferença para a descarga entre metais.

3.1 EQUIPAMENTOS

3.1.1 Eletrodos para Eletrocirurgia

Os eletrodos utilizados nos experimentos são eletrodos comercializados pelo Medical Cirúrgica Ltda, usados para fins odontológicos ou médicos (figura 10). Os eletrodos têm perfis variados, os utilizados neste trabalho possuía ponta esférica com diâmetros de 1,8 mm, 4,5 mm e 6,5 mm e foram fabricados em aço-inox. Outros eletrodos podem apresentar perfis pontiagudos ou ainda em forma de faca. Não foram utilizados eletrodos com estes perfis neste trabalho, pois exibem um campo elétrico no espaço de descarga diferente daquele que se pretendia analisar.

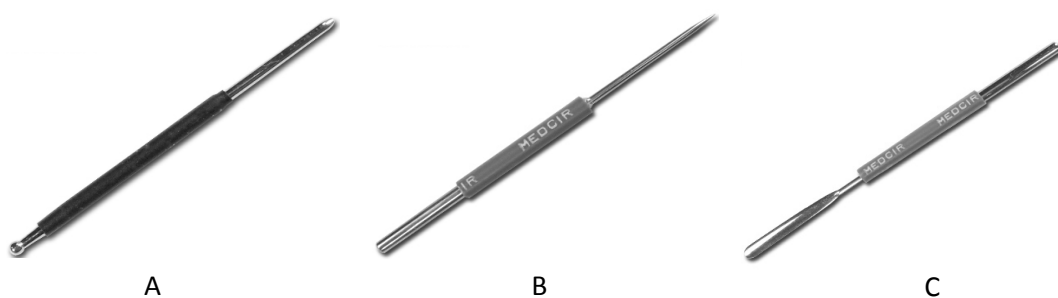


Figura 10 – Alguns tipos de Eletrodos para Eletrocirurgia: A: Eletrodo Esférico, B: Eletrodo Pontiagudo e C: Eletrodo Faca.

Fonte: <http://www.medcir.com.br> – acesso em 10/07/2009

Outro tipo de eletrodo, chamado de eletrodo de dispersão (neutro, passivo, de retorno, de referência ou placa do paciente), é geralmente uma placa condutiva, de grande área de contato, cuja função é estabelecer um circuito de circulação de

corrente ao mesmo tempo que faz com que a energia retorne do tecido através de uma grande área. Nesta superfície de contato entre o eletrodo de dispersão e o tecido, a densidade de corrente é baixa e os efeitos térmicos são praticamente nulos (SCHNEIDER, 2004). O eletrodo passivo utilizado foi de 11 cm X 15 cm, e nele foi fixado o tecido. Este tipo de eletrodo está ilustrado na figura 11.



Figura 11 – Placa de Referência ou de Retorno
Fonte: <http://www.medcir.com.br> – acesso em 10/07/2009

3.1.2 Gerador de Alta Tensão

O gerador de alta tensão utilizado foi um Leybold (figura 12). A tensão máxima utilizada foi de 5000 V. O gerador possuía um *knob* analógico que permitiu que a tensão fosse sendo elevada gradativamente de zero volt até a ocorrência da quebra de rigidez dielétrica do meio e a consequente ocorrência da faísca elétrica.



Figura 12 – Gerador de Alta Tensão, Leybold. Fonte: foto do Autor

3.1.3 Equipamentos de Medição

Foi utilizado nas medições da tensão de ruptura dielétrica um osciloscópio Tektronix TDS-2022, Two Channel Digital Storage Oscilloscope, 200 MHz e 2 GS/s. A ponta de prova utilizada foi da marca Tektronix modelo TPI- P250, 250 MHz, com atenuação de 100 vezes (figura 13).

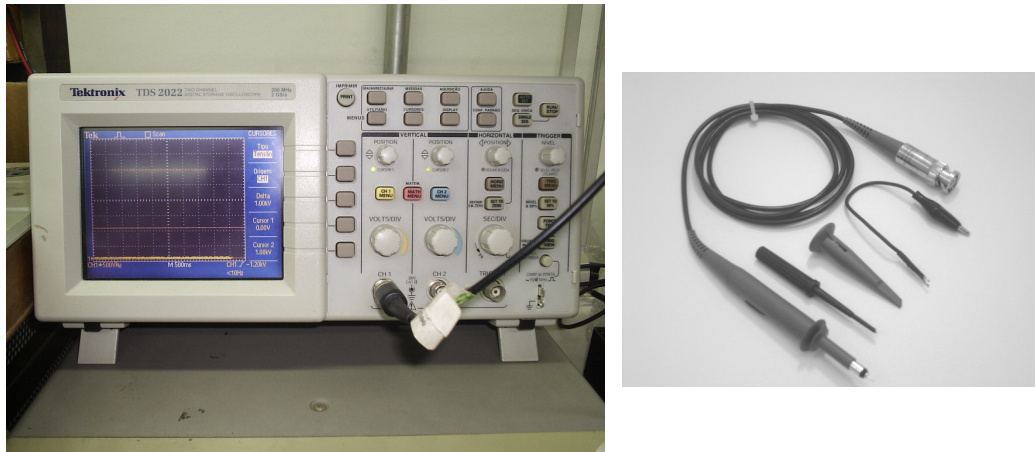


Figura 13 – (a) Osciloscópio Tektronix. (b) Ponta de prova Tektronix com atenuação de 100 vezes.

Dois termômetros, dois barômetros e dois higrômetros foram utilizados para medição das condições do ar no laboratório. Um dos equipamentos, da marca Barigo, possuía os três instrumentos embutidos, ilustrado na figura 14. O outro equipamento, da marca Temptec podia marcar a umidade do ar e temperaturas em dois pontos distantes do experimento. Uma média destas temperaturas foi utilizada como a temperatura na qual o experimento foi realizado. A medição destes dados no local do experimento foi importante, pois a condição do meio gasoso entre os



Figura 14 – Equipamento da marca Barigo – Termômetro, Barômetro e Higrômetro.

eletrodos interfere na formação da faísca elétrica.

3.1.4. Projeto da Montagem para Levantamento de Dados

Para se verificar o comportamento elétrico entre os eletrodos e no espaço de descarga, um dado fundamental é a distância entre os eletrodos. Para se obter esse dado foi construído na própria instituição um equipamento que permite o avanço micrométrico de um dos eletrodos em direção ao outro, que permanece fixo (figura 15).

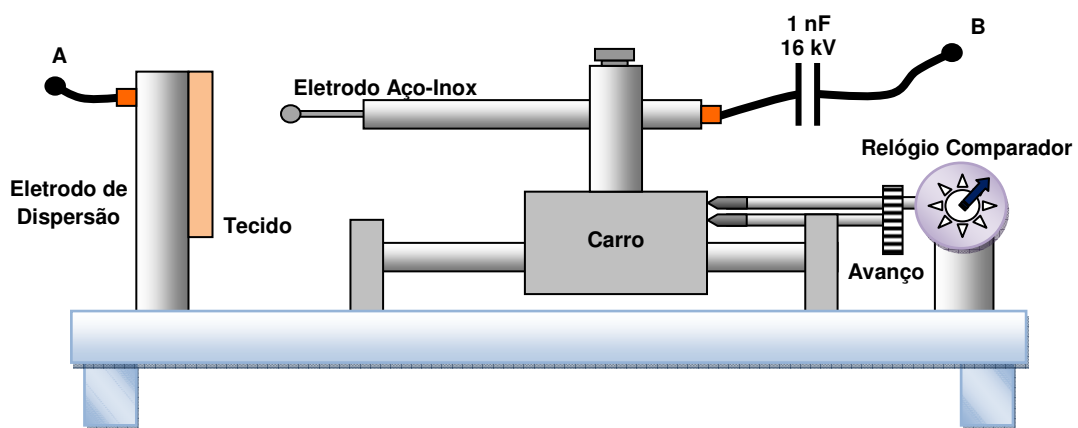


Figura 15 – Esquema da montagem Eletrodo-Tecido para faiscância.

O eletrodo móvel foi colocado em um porta eletrodo, ou caneta, (figura 15) que fica fixo em uma haste presa a um carro móvel. O avanço deste carro é feito através de um parafuso de pequeno passo. À medida que o carro avança a haste móvel do relógio comparador acompanha o movimento permitindo a leitura do avanço dado, ou seja, do comprimento do espaço de descarga (*gap*). O eletrodo que permanece fixo, seja ele esférico ou plano, é fixado em uma haste que fica presa na mesa do equipamento. A mesa da montagem (figura 16) é feita em acrílico com 20 mm de espessura e as hastes de fixação e o carro de avanço são feitos de *nylon*. A montagem foi confeccionada desta forma para que o equipamento apresentasse um bom isolamento elétrico. As únicas peças metálicas, além dos eletrodos, que estão isoladas e distantes do local de descarga, são as hastes por onde o carro avança e o parafuso de avanço. Um dos problemas no trabalho com alta tensão são as faíscas indesejáveis que podem ocorrer em outras partes do equipamento. Para

tanto, definiu-se em 8 cm a distância mínima entre partes metálicas da montagem e condutores sob experimento.

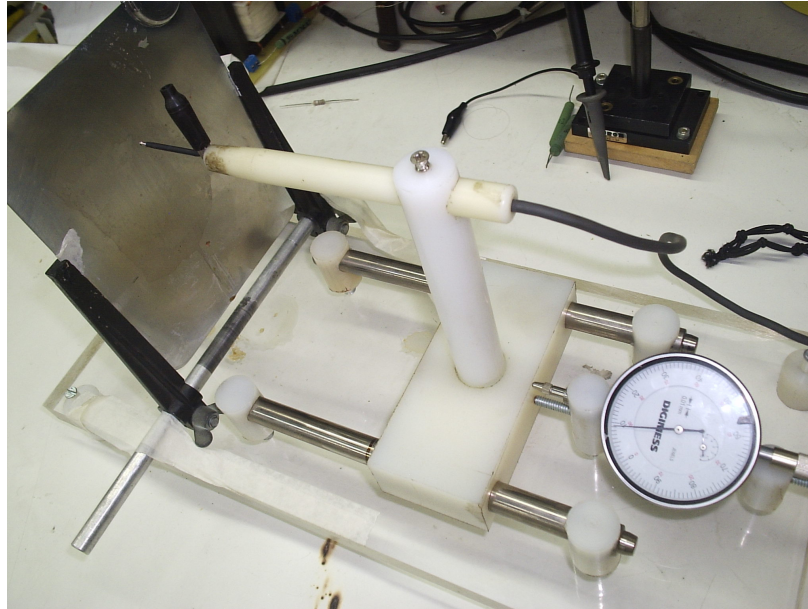


Figura 16 – Montagem do equipamento para faiscância.

A distância entre os eletrodos foi medida através de um relógio comparador (figura 17) que tem a resolução de 0,01 mm, da marca Digimess.

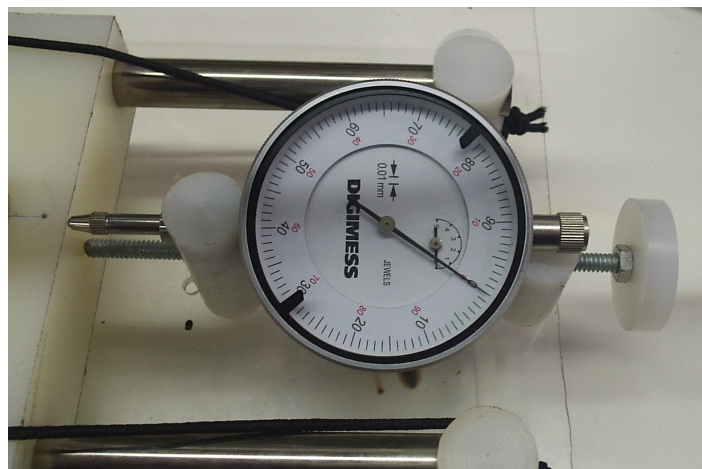


Figura 17 – Relógio Comparador utilizado na medição do espaço de descarga (*gap*).

3.2 MONTAGEM

A figura 18 ilustra a montagem elétrica do experimento. A fonte de alta tensão está em destaque no retângulo azul. As tensões elétricas nos experimentos chegaram a aproximadamente 5000 V.

A ponta de prova não possuía isolamento suficiente para esta faixa de tensões, poderiam ocorrer faíscas dentro da mesma, danificando-a e comprometendo o experimento. Para que as faíscas ocorressem no local desejado e para que as medições pudessem ser realizadas foram utilizados três resistores de 33 M Ω associados como mostra a figura 19. A ponta de prova foi conectada entre eles.

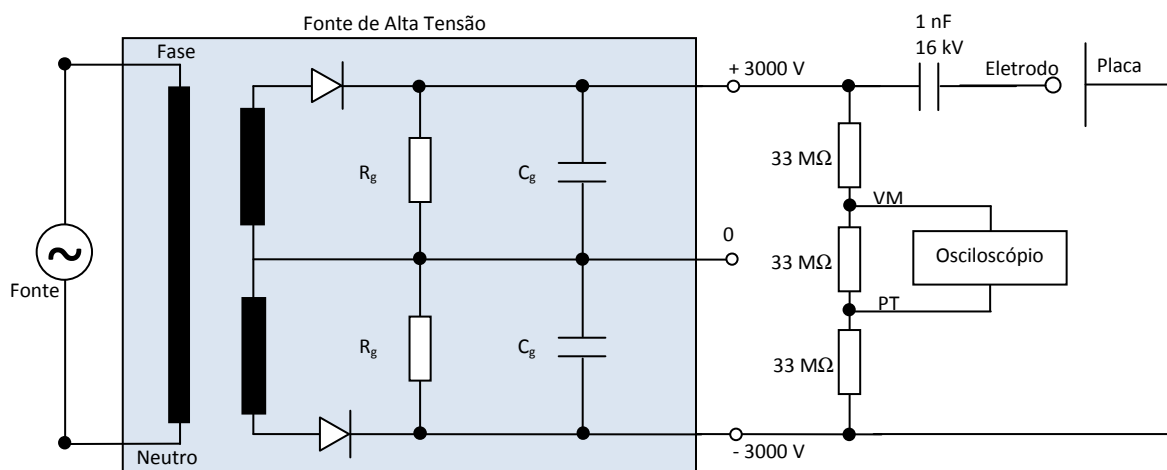


Figura 18 – Circuito elétrico utilizado nos experimentos.

A impedância de entrada do osciloscópio é de 100 M Ω . Em conjunto com uma ponta de prova atenuadora (100x) tem uma impedância muito maior que os 33 M Ω da resistência do divisor resistivo.

Conforme dado fornecido pelo fabricante, onde a saída é limitada em 2 mW, e ensaios de decaimento da tensão de saída, é possível estimar os valores de R_g e C_g como aproximadamente 6 G Ω e 4 nF respectivamente.

Desta forma, a leitura da tensão elétrica entre os resistores era menor, por um fator de 2,947 vezes, que a tensão de quebra de rigidez dielétrica. Este fator pôde ser obtido através da medição dos valores dos resistores associados através de um multímetro de precisão.

Outro problema encontrado foi o da degradação do tecido pela faísca, este assunto mereceu um parágrafo à parte, apresentado mais adiante. Devemos entender aqui por degradação a dessecação, o ressecamento e até mesmo a

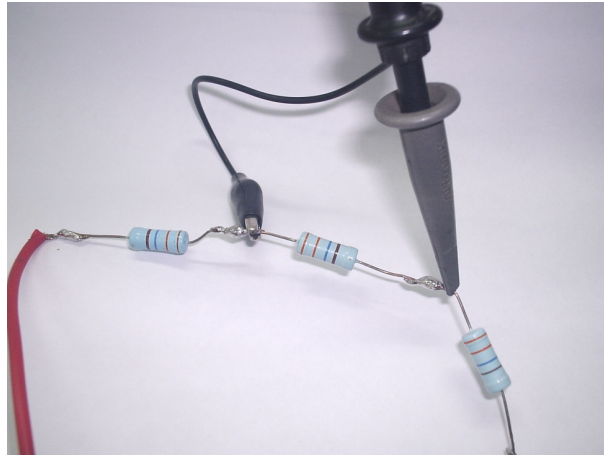


Figura 19 – Associação de Resistores em Série entre si e com a faísca.

carbonização do tecido. Para simular o tecido humano foram utilizados o chuchu e a carne de porco (SCHNEIDER, 2005). O chuchu apresentou alterações significativas nas tensões de quebra de rigidez quando degradado, já a carne de porco não apresentou estas mudanças quando dessecada.

Para evitar a dessecação do tecido foi associado, em série, um conjunto de dez capacitores de 10 nF/1,6 kV. Este conjunto foi associado também em série com a faísca. O objetivo desta associação de capacitores foi o de evitar que uma sucessão de faíscas, que não podiam ser evitadas em função da velocidade com a qual o fenômeno ocorre, degradasse o tecido.

Quando ocorria a faísca os capacitores se carregavam diminuindo o campo elétrico no *gap*. Este procedimento garantiu, durante todos os experimentos, a integridade dos tecidos.

A figura 20 mostra a ocorrência da degradação do chuchu em um gráfico da tensão pela distância entre os eletrodos. No começo do experimento foi mais fácil obter a faísca quando o eletrodo esférico estava mais negativo do que o chuchu.

Este comportamento sofreu alteração já nas primeiras seis faíscas neste experimento. Após isto, o chuchu degradou e passou a ser mais fácil a obtenção da faísca quando o chuchu estava mais negativo do que o eletrodo esférico.

3.3 A AQUISIÇÃO DE DADOS

O experimento começava a partir da distância máxima entre o eletrodo esférico e o eletrodo de dispersão, na qual era possível gerar uma faísca. Foram utilizados avanços de 25 μm entre as medições, sempre aproximando o eletrodo do tecido até tocá-lo, quando o experimento era encerrado. O valor final indicado no micrômetro era descontado do valor inicial para se avaliar qual era o valor da distância inicial entre os eletrodos. A utilização destes pequenos avanços fez com que o eletrodo e a placa de dispersão devessem apresentar uma boa estabilidade mecânica. Assim, todos os fios de ligação elétrica precisaram ser suspensos, de maneira que não houvesse interferência mecânica na montagem. Um segundo cuidado em relação à suspensão dos fios foi devido à interação eletromagnética entre eles. Outro cuidado tomado na obtenção de dados foi durante a elevação da tensão. Sempre observando o osciloscópio, e girando de maneira uniforme o *knob* do gerador, procurou-se elevar a tensão com a mesma taxa em cada medida a ser obtida.

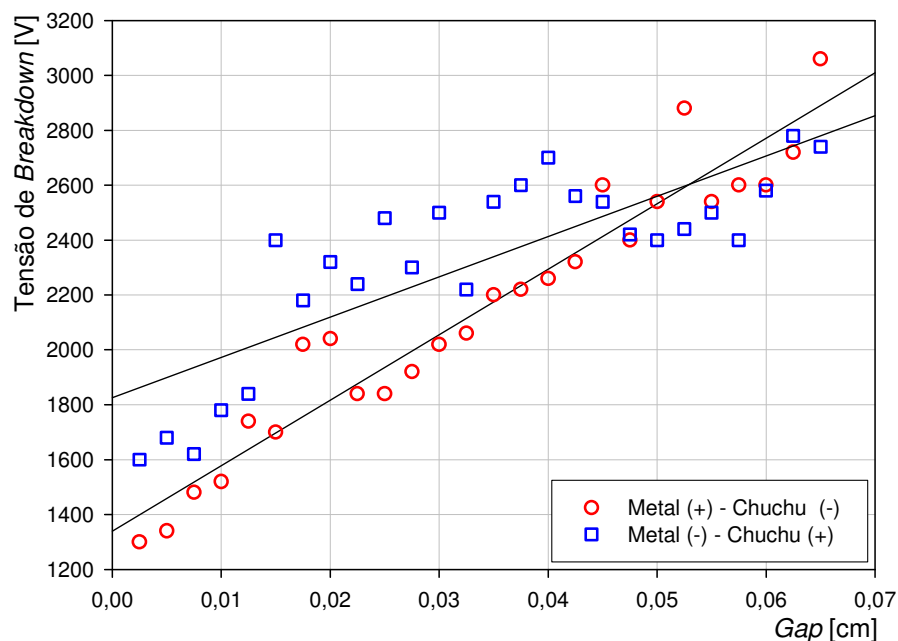


Figura 20 – Gráfico da Tensão x Distância entre eletrodos exibindo a degradação do chuchu. Apenas seis faíscas foram necessárias para que a degradação ocorresse.

A obtenção da tensão de *breakdown* foi realizada quando ocorria uma rápida queda de tensão registrada pelo osciloscópio. Muitas vezes, e apenas em *gaps* maiores, podia-se ouvir o estalo da faísca elétrica entre os eletrodos. A ocorrência da queda de tensão acusava a ocorrência da faísca, pois a faísca curto-circuitava a fonte que descarregava. Foi utilizado um osciloscópio para as medições porque assim houve a possibilidade de se registrar o instante da quebra de rigidez dielétrica do meio. Em um voltímetro comum este registro não seria possível.

3.3.1. Protocolo para Aquisição de Dados

- 0 – Maior distância possível entre eletrodos onde há a ocorrência da faísca elétrica.
- 1 – Variação da tensão até a obtenção da faísca elétrica.
- 2 – Pausa o osciloscópio.
- 3 – Desligar o gerador.
- 4 – Medir a tensão de *breakdown*. Anotar: tensão, distância e condições de temperatura, umidade e pressão.
- 5 – Liberar o osciloscópio. Esperar o gerador descarregar.
- 6 – Descarregar os capacitores.
- 7 – Para esta distância já se mediu a tensão de *breakdown* para a outra polaridade?
SIM – vá para 8.
NÃO – vá para 1.
- 8 – Incremento de 25 μm .
- 9 – O eletrodo tocou o tecido?
SIM – anote e finalize o experimento.
NÃO – vá para 1.

Os capacitores presentes no gerador de alta tensão descarregaram naturalmente sobre os resistores de 33 $\text{M}\Omega$ e sobre os resistores internos do gerador. A espera para que todo o circuito estivesse descarregado tornou os experimentos demorados, não menos que duas horas para obtenção de vinte a trinta pontos.

3.4 RESULTADOS PARCIAIS

Os resultados exibidos nos 2º, 3º e 4º grupos se referem ao eletrodo de 1,8 mm. Este eletrodo, em função do seu diâmetro, possui um potencial máximo operacional de 2700 V, pois, para valores acima deste potencial o campo elétrico assume um valor tal que elétrons são liberados de sua superfície ionizando o ar a sua volta. Este fenômeno age como se o diâmetro do eletrodo aumentasse, por estar rodeado de elétrons, diminuindo assim o *gap*. Desta forma, os dados obtidos acima deste valor limite foram comprometidos por esta ionização. As análises foram feitas apenas para valores abaixo desta tensão onde o tamanho do *gap* era o tamanho real.

Os experimentos foram divididos em quatro grupos:

1º Grupo: Faiscância entre eletrodos de mesma geometria.

Neste grupo foram utilizados eletrodos esféricos de mesmo diâmetro em cada um dos experimentos realizados. Os eletrodos possuíam diâmetros de 1,8 mm, 4,5 mm e 6,5 mm. O objetivo deste experimento foi o de determinar uma referência. Esperava-se que para mesma geometria e mesmo material não fosse observada nenhuma assimetria em tensão, ou seja, a tensão de *breakdown*, para um mesmo *gap*, não sofreria nenhuma mudança em função da polarização dos eletrodos.

A figura 21 exibe o gráfico obtido através deste experimento. A assimetria em tensão não ocorreu para esta configuração simétrica do campo elétrico.

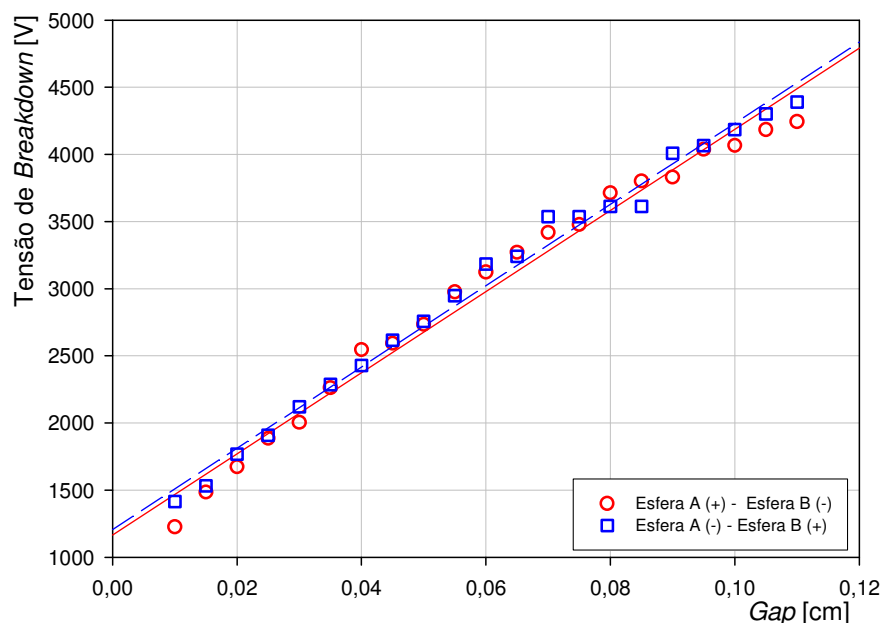


Figura 21 – Gráfico: Tensão x *Gap* para eletrodos idênticos, esféricos e metálicos de 4,5 mm de diâmetro. Condições ambientais durante o experimento: $t = 16,4$ °C; $p = 765,81$ Torr e UR = 67 %.

2º Grupo: Faiscância entre Eletrodo Esférico e Plano.

Neste grupo foram realizadas faíscas entre o eletrodo esférico com diâmetro de 1,8 mm e a placa de dispersão (figura 11).

A alternância na tensão elétrica e a diferente geometria dos eletrodos e, por conseguinte, à do campo elétrico entre os eletrodos evidenciou a assimetria na tensão elétrica para este grupo. Ou seja, para se conseguir a faísca elétrica em um sentido necessita-se de um valor de tensão. Esta tensão não é a mesma para se conseguir a faísca com a inversão da polarização dos eletrodos (figura 22).

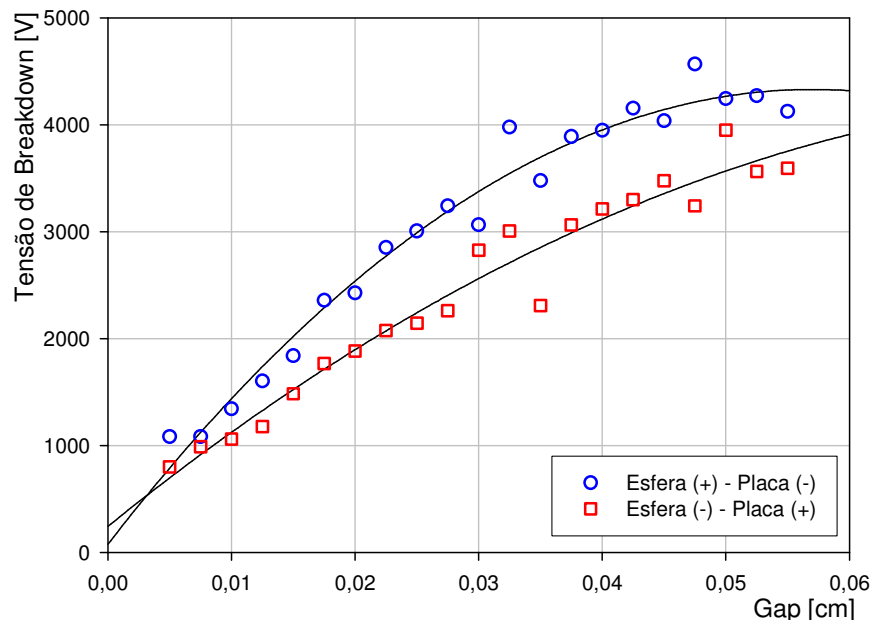


Figura 22 – Gráfico: Tensão x Gap para eletrodo esférico de 1,8 mm de diâmetro e placa de dispersão metálica. Condições ambientais durante o experimento: $t = 22,6 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $p = 765,81 \text{ Torr}$ e $\text{UR} = 65 \%$.

3º Grupo: Faiscância entre Eletrodo Esférico e Chuchu (Tecido).

Experimentos realizados anteriormente demonstraram que o chuchu, mostrado na figura 23, pode ser usado no estudo, como citado por Schneider (2005).

A carne suína é semelhante à humana para os propósitos eletrocirúrgicos (BOWMAN, CRAVALLHO & WOODS, 1975). Uma comparação da morfologia das curvas de tensão versus corrente de corte, dessecação e

"em aberto", entre a carne suína (lombo e bife foram testados) e o chuchu não mostrou nenhuma diferença significativa. De fato, os resultados foram similares para todos os tipos de carga experimentados, exceto pelas capacitâncias intrínsecas envolvidas, e.g., a laranja tem uma forte capacitância entre a casca externa (exocarpo) e a parte interna (endocarpo), provavelmente devida ao mesocarpo, a parte branca que separa as duas partes citadas. (...), foi utilizado o chuchu fresco (*Sechium edule* Sw.) como carga, pela característica de apresentar uma carga puramente resistiva e fornecer resultados semelhantes à carne suína. (SCHNEIDER, 2005).

Sendo assim, no terceiro grupo foi utilizado um pedaço de chuchu, cortado com duas faces planas e uma das faces colocada em contato com o eletrodo de dispersão, que é plano.



Figura 23 – Chuchu. *Sechium edule* Sw. Fonte: Imagens obtidas nos sites: <http://www.cnph.embrapa.br/bib/saibaque/figuras/chuchu.jpg> e <http://www.cdfa.ca.gov/.../agcommid/images/page11.jpg> Acesso realizado em 15/07/2009.

A presença do tecido orgânico do chuchu pode alterar a geometria do campo elétrico não apenas por ter a geometria diferente do outro eletrodo que era esférico, mas por apresentar uma superfície irregular, com pequeninas esferas de água que ali se formaram devido ao corte e posterior sudação. Isto também pode influenciar na forma da assimetria em tensão, figura 24, diferentemente daquela ocorrida entre o eletrodo esférico e o eletrodo de dispersão que é plano e metálico.

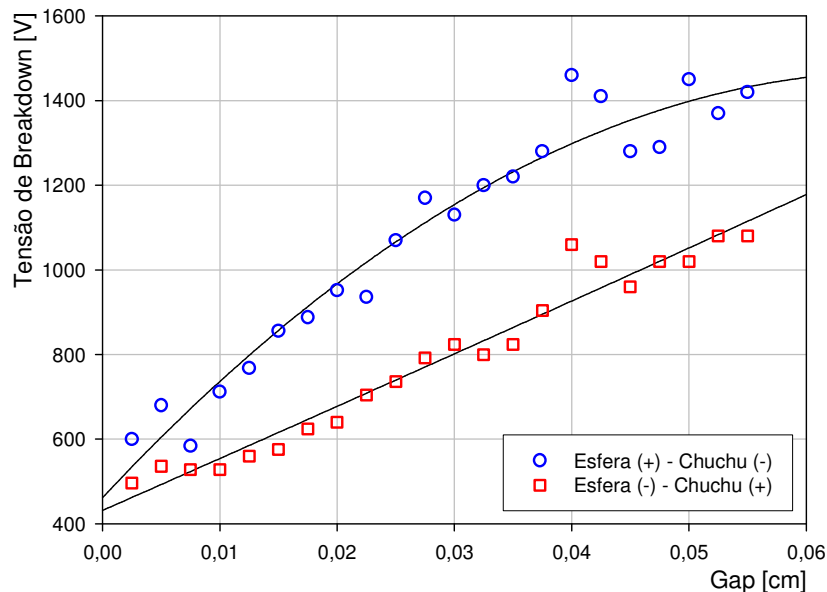


Figura 24 – Gráfico: tensão x *gap* para esfera metálica de 1,8 mm de diâmetro e chuchu. A assimetria em tensão foi patente neste grupo. Condições ambientais durante o experimento: $t = 21,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $p = 763,56 \text{ Torr}$ e $\text{UR} = 68 \text{ \%}$.

4º Grupo: Faiscância entre Eletrodos Esféricos e Carne Suína.

A carne de porco utilizada foi o lombo cortado na transversal, o que se chama de bisteca. O sentido do corte altera a tensão de *breakdown* (SCHNEIDER, 2006) (figura 25). Assim como o chuchu, o pedaço de carne de porco foi fixado no eletrodo de dispersão e neste experimento também foi alternada a polarização dos eletrodos. Neste experimento o protocolo também foi aplicado rigorosamente.

A assimetria em tensão foi observada também neste grupo (figura 26). A quebra de rigidez dielétrica continuou apresentando o mesmo comportamento que para a placa metálica e para o chuchu. Ou seja, o *breakdown* ocorreu com valores menores de tensão quando a placa metálica ou o tecido orgânico encontravam-se mais positivos que o eletrodo esférico. No entanto, as curvas não são idênticas, e provavelmente isto indique que há uma diferença na configuração do campo elétrico para cada grupo.

Este diferente perfil do campo elétrico ocorre provavelmente devido à distribuição da carga elétrica ser característica de cada grupo. Sobre a superfície metálica esta distribuição (densidade superficial de carga elétrica) ocorre de uma maneira isométrica do que sobre a superfície do chuchu e de outra maneira ainda

sobre a carne porcina. A carne de porco é marmorizada com fibras e feixes de gordura, o que aumenta o seu isolamento elétrico.



Figura 25 – Lombo de Porco fatiado na transversal.

Fonte: http://www.superbom.jp/images/products/detail_727_lombo_de_porco_fatiado.jpg
Acessado em 10/11/2009.

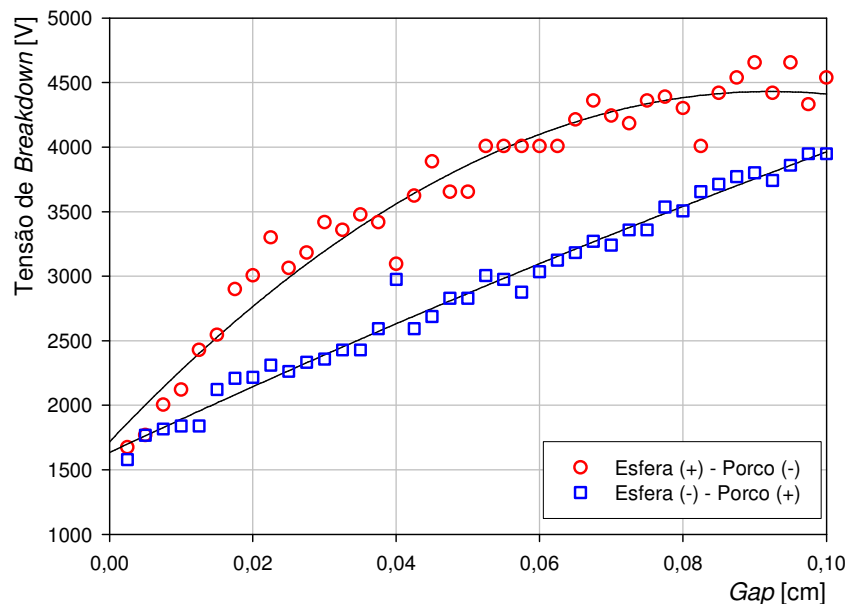


Figura 26 – Gráfico: Tensão x Gap para esfera metálica de 1,8 mm de diâmetro e carne de porco. A assimetria em tensão ocorreu novamente neste grupo. Condições ambientais durante o experimento: $t = 20,9 \text{ }^\circ\text{C}$; $p = 759,7 \text{ Torr}$ e $UR = 72 \text{ \%}$.

Os experimentos realizados com eletrodos de diâmetros diferentes e a placa de dispersão, com ou sem tecido orgânico, exibiram a assimetria em tensão. Diferentemente daquilo que foi observado no primeiro grupo, quando os eletrodos eram de mesmo material e de mesmo diâmetro, ou seja, quando a placa de dispersão estava mais negativa do que o eletrodo esférico, a tensão elétrica na qual ocorria a quebra de rigidez dielétrica do meio, era maior do que quando ela estava mais positiva.

Este fenômeno, o da assimetria em tensão, deve-se ao fato do campo elétrico entre os eletrodos não ser uniforme, ele é mais intenso nas proximidades do eletrodo esfera e menos intenso nas proximidades do eletrodo de dispersão. Isto pode ser bem observado na figura 27 e é conhecido por efeito das pontas.

A velocidade de deriva dos elétrons é da ordem de 10^5 m/s e a velocidade de deriva dos cátions típicos, é da ordem de 50 a 500 m/s. A quebra de rigidez dielétrica ocorre da maneira mais eficaz quando elétrons chegam ao anodo no mesmo instante em que cátions chegam ao catodo. Para que isso ocorra os elétrons sementes devem estar a uma pequena distância do catodo, pois são mais velozes que os cátions.

O coeficiente de ionização primário de Townsend é diretamente proporcional a E/p . Como o valor do campo elétrico é mais intenso nas proximidades do eletrodo esférico, ali a ionização do meio ocorre de maneira mais eficaz do que no restante do *gap* (figura 27).

Quando o eletrodo esférico é o catodo, os elétrons acelerados, partindo de suas proximidades, ionizam o meio produzindo uma grande quantidade de novos elétrons e, por conseguinte, uma grande quantidade de cátions. Os cátions produzidos ali, nas proximidades do catodo, serão acelerados por um campo elétrico mais intenso e terão a possibilidade de chegar ao catodo ao mesmo tempo em que os elétrons chegarão ao anodo. É importante ressaltar que um grande número de cátions chegará ao catodo nesta situação.

Em contra partida, quando o tecido orgânico (plano) é o catodo, onde o campo elétrico tem menos intensidade, o número de cátions e de elétrons produzidos pela ionização do meio será menor. Menor será o número de cátions que chegará ao catodo no mesmo instante em que os elétrons chegarão ao anodo. A ocorrência da faísca elétrica nesta situação exigirá uma maior tensão elétrica aplicada aos eletrodos.

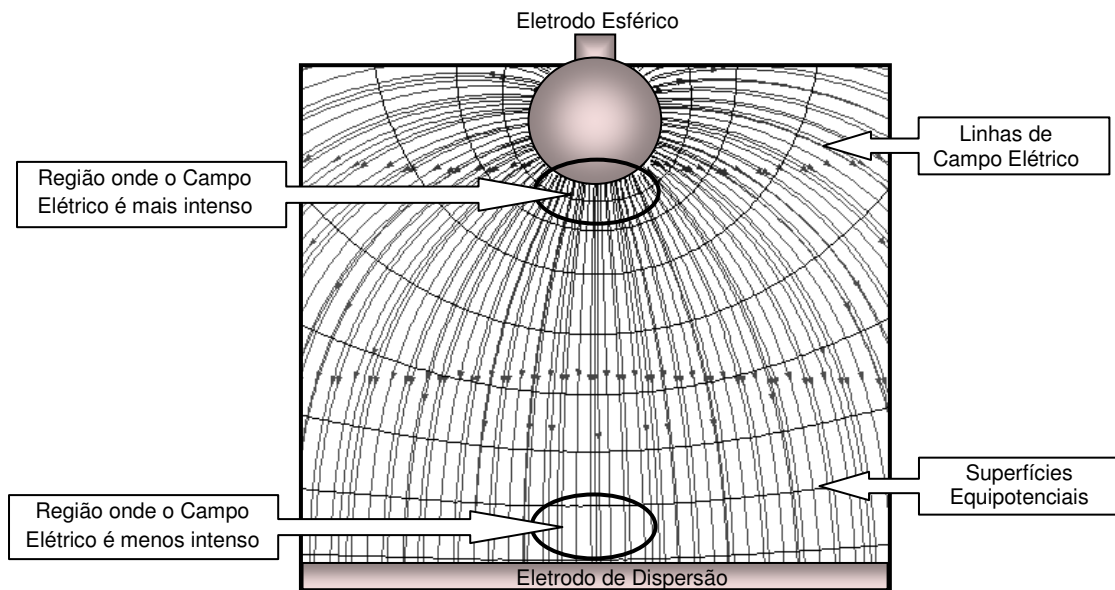


Figura 27 – Campo Elétrico entre o eletrodo esférico e o eletrodo de dispersão. (Visão Bidimensional).

A importância dada ao fato de que os cátions devam chegar ao catodo ao mesmo tempo em que os elétrons chegam ao anodo se deve ao fato de que assim um fino canal fracamente ionizado será estabelecido entre os eletrodos. Este canal será condutor, e terá ocorrido desta forma a quebra de rigidez dielétrica do meio (*breakdown*).

A assimetria em tensão ocasionada pelo efeito ponta do eletrodo esférico nas experiências em *dc* parece ter uma correspondência muito forte com a assimetria encontrada nas experiências com o bisturi elétrico operando em *ac* (SCHNEIDER, 2005).

4 RESULTADOS

4.1 A INFLUÊNCIA DA UMIDADE RELATIVA NA TENSÃO DE RUPTURA DIELÉTRICA DO AR.

A tensão de ruptura dielétrica, condição necessária para o surgimento da faísca, ocorre devido a uma avalanche de elétrons e ao deslocamento de cátions em direção ao catodo. Estes elétrons rumam de algum ponto perto do catodo em direção ao anodo acelerados pelo campo elétrico existente entre estes eletrodos. O número de elétrons que fazem parte desta avalanche depende de quão eficientes são os processos de ionização atuantes no espaço de descarga (*gap*). Segundo a Teoria Townsend, o número de elétrons em uma avalanche pode ser determinado pela equação 2.9. Com o aumento da pressão, o número de moléculas por unidade de volume aumenta. Portanto, com o aumento da pressão o livre caminho médio, que é a distância percorrida pelo elétron entre as sucessivas colisões, diminui.

Já com o aumento da temperatura, relacionada ao grau médio de agitação molecular, o livre caminho médio tende a aumentar, pois ocorre o afastamento das moléculas no meio gasoso pela dilatação volumétrica deste. Esta dependência do livre caminho médio com a pressão e com a temperatura (NASSER, 1971) está expressa na equação 4.1.

$$\lambda_{p,T} = \lambda_0 \cdot \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0} \quad (4.1)$$

Onde:

$\lambda_{p,T}$ = livre caminho médio em função de p e de T.

λ_0 = livre caminho médio do meio gasoso nas condições normais de temperatura e pressão (CNTP).

p_0 = pressão na CNTP.

T_0 = temperatura na CNTP.

p = pressão na qual se realiza o faiscância.

T = temperatura na qual se realiza o faiscância.

As Condições Normais de Temperatura e Pressão (cuja sigla é CNTP), referem-se à condição experimental com temperatura e pressão de 273,15 K (0 °C) e 101325 Pa (101,325 kPa = 1 atm = 760 mmHg), respectivamente. Esta condição é geralmente empregada para medidas de gases em condições atmosféricas.

Nos experimentos realizados com o eletrodo de 1,8 mm e a placa de dispersão, esta dependência do livre caminho médio com a pressão e com a temperatura pode ser verificada. A tabela 4 abaixo exhibe os livres caminhos médios para quatro experimentos do primeiro grupo, eles foram obtidos com a utilização da equação 4.1. A umidade relativa do ar é representada por UR.

Tabela 4 – Influência da temperatura e da pressão no livre caminho médio.

Experimentos	p (Torr)	T (K)	$\lambda_{p,T}$	UR (%)
01	762,7	297,5	1,01 λ_0	36
02	762,7	298,1	1,01 λ_0	38
03	763,9	295,3	1,00 λ_0	65
04	760,2	291,0	0,99 λ_0	58
05	765,8	293,7	0,99 λ_0	66

Seus valores foram exibidos em função de um livre caminho médio (λ_0) para as CNTPs. Em todos os experimentos realizados a distância até a qual se podia efetuar a descarga, dependeu da umidade relativa do ar, este fato está bem ilustrado na figura 28 e figura 29.

Para baixa umidade a distância máxima entre eletrodos, para a qual havia a deflagração da faísca sempre foi muito pequena, da ordem de 0,03 cm. Apenas para estes *gaps* pequenos ocorriam faíscas entre os eletrodos. Ressaltando que a fonte de alta tensão apresentava um limite de aproximadamente 4500 V. As figuras 28 ou 29 mostram também que para umidades relativas baixas a tensão de ruptura passa a ser maior. As curvas nas figuras citadas foram feitas em experimentos do segundo grupo, ou seja, entre eletrodo esférico e placa de dispersão, ambos de aço-inox.

Para os experimentos dos terceiros e quartos grupos os *gaps*, para os quais a deflagração da faísca era possível, foram maiores. Para os experimentos com a carne de porco puderam ser obtidos os maiores *gaps*, desta forma, foram os gráficos que puderam ser montados com o maior número de pontos. Provavelmente isto tenha acontecido para o chuchu e para a carne de porco (e não para o metal) devido à umidade natural do tecido orgânico. A figura 28 ilustra o efeito da umidade do ar

para tensões de quebra de rigidez dielétrica quando a placa de dispersão estava mais negativa do que o eletrodo esférico. E a figura 29, o contrário, placa de dispersão positiva e eletrodo esférico negativo.

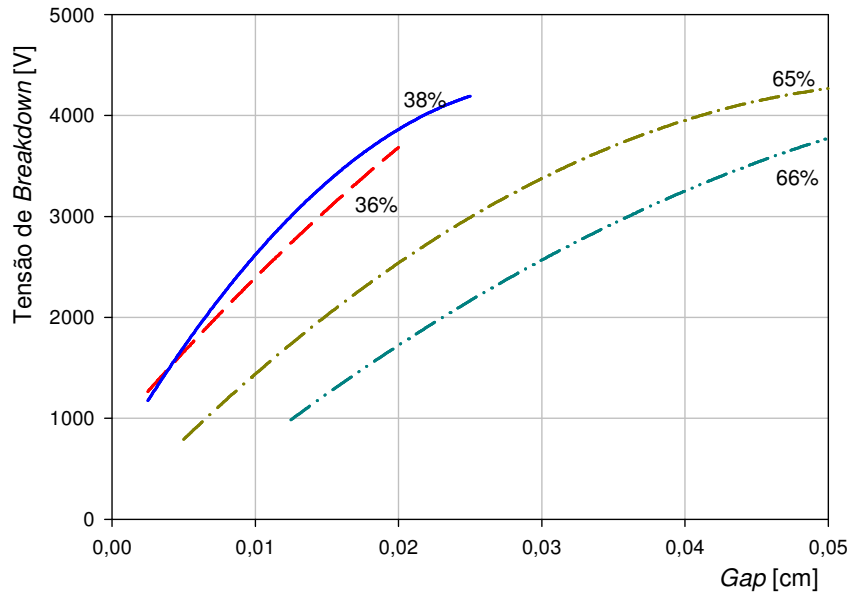


Figura 28 – Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de *breakdown* em experimentos do segundo grupo. Gráfico para placa de dispersão negativa.

O mesmo comportamento pode ser verificado nos experimentos realizados com o chuchu, segundo grupo. A tabela 5 exibe os valores do livre caminho médio para diferentes pressões e temperaturas referentes ao livre caminho médio nas CNTPs.

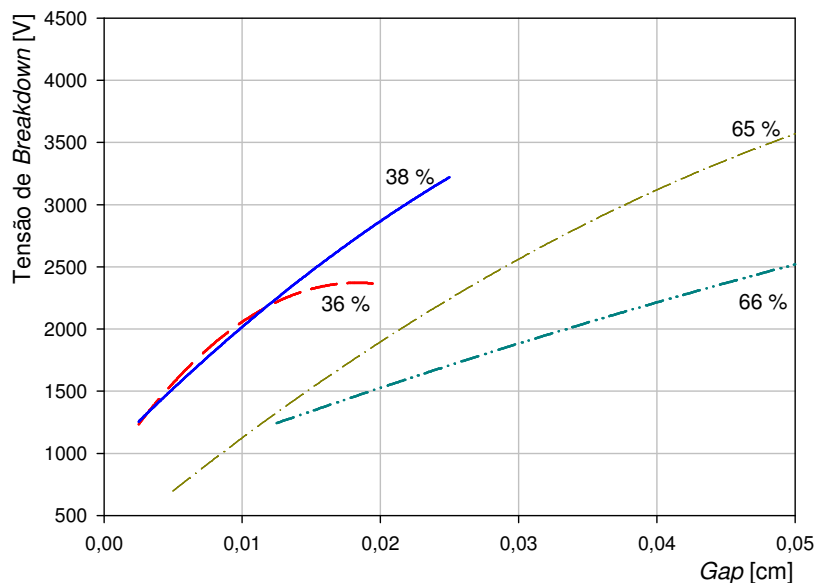


Figura 29 – Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de *breakdown* em experimentos do segundo grupo. Gráfico para placa de dispersão positiva.

Tabela 5 – Influência da temperatura e da pressão no livre caminho médio.

Experimentos	p (Torr)	T (K)	$\lambda_{p,t}$	UR (%)
01	766,9	292,7	$0,99 \lambda_0$	68
02	764,2	293,8	$0,99 \lambda_0$	67
03	763,6	294,5	$1,00 \lambda_0$	68
04	760,4	294,0	$1,00 \lambda_0$	73

É importante observar que a pressão durante os experimentos, embora tenham sido feitos em dias diferentes, apresentaram valores muito próximos. Desta forma a pressão não tem significância nesta análise. O estudo da faísca eletrocirúrgica dentro de câmaras onde se pode variar significativamente a pressão deve ser um dos objetivos futuros do grupo de eletrocirurgia.

A figura 30 mostra, para dois experimentos do terceiro grupo a influência da umidade relativa do meio sobre a tensão elétrica para a ocorrência da deflagração da faísca elétrica.

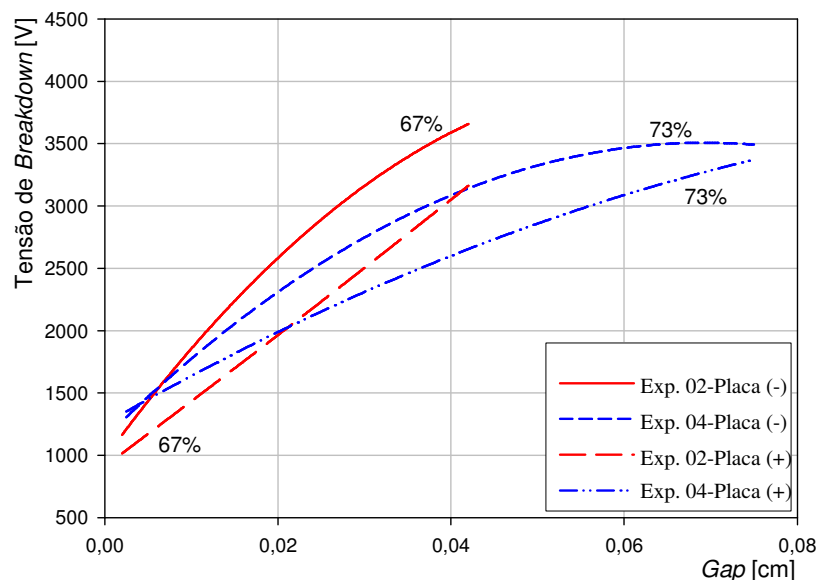


Figura 30 – Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de *breakdown* em experimentos do terceiro grupo. Gráfico para ambas as polarizações da placa.

Para experimentos realizados com menor umidade relativa a faísca ocorre para tensões maiores para *gaps* iguais e o número de pontos obtidos é menor. Esta situação é análoga aos experimentos do segundo grupo.

A tabela 6 mostra as condições ambientes e o livre caminho médio em função do livre caminho médio nas CNTPs para os experimentos do quarto grupo, onde a carne de porco foi utilizada.

Tabela 6 – Influência da temperatura e da pressão no livre caminho médio.

Experimentos	p (Torr)	T (K)	$\lambda_{p,t}$	UR (%)
02	759,7	293,9	$1,00 \lambda_0$	72
03	765,8	289,8	$0,98 \lambda_0$	64
05	767,3	289,8	$0,98 \lambda_0$	68
06	765,8	288,9	$0,98 \lambda_0$	68

A figura 31 exibe o gráfico de tensão em função do *gap* para os experimentos 02 e 03 do quarto grupo, onde foi utilizada a carne de porco.

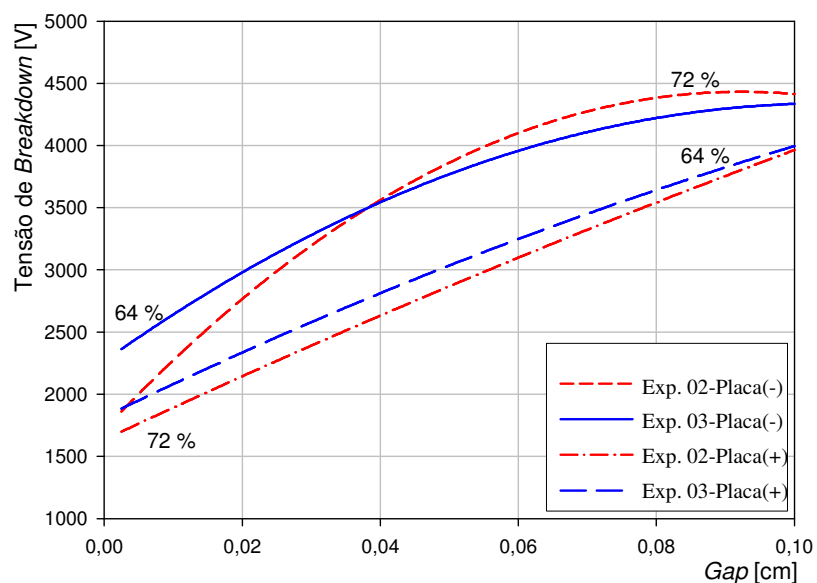


Figura 31 – Influência da Umidade Relativa do ar na tensão de *breakdown* em experimentos do quarto grupo. Gráfico para ambas as polarizações da placa.

4.2 COMPARAÇÃO/DIFERENCIAÇÃO ENTRE OS GRUPOS

A figura 32 mostra, em um mesmo gráfico, a tensão de ruptura dielétrica do meio em função do *gap*, de no máximo 0,06 cm, para experimentos entre metal-metal, metal-chuchu e metal-porco. O eletrodo utilizado em todos estes experimentos foi de 1,8 mm de diâmetro de aço-inox. Os experimentos selecionados

foram realizados em condições ambientes que se apresentaram mais próximas, visando assim eliminar grandes diferenças que pudessem advir de temperaturas, pressões e umidades relativas muito díspares.

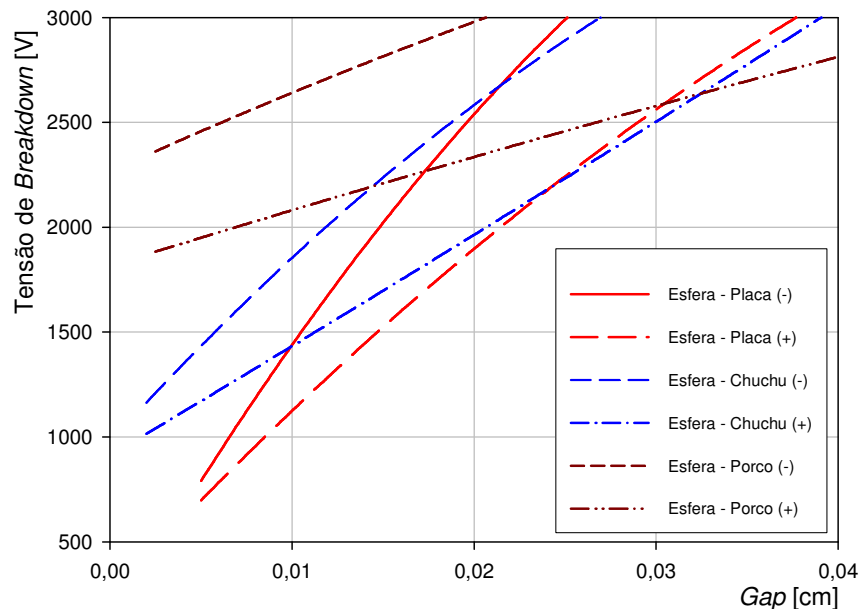


Figura 32 – Gráfico comparativo de três grupos. Esfera – Placa Metálica - Chuchu e Esfera - Porco. Para um *gap* máximo de 0,04 cm.

As diferenças entre as tensões de *breakdown* para os mesmos valores dos *gaps* podem ser conseqüências dos diferentes perfis do campo elétrico existente entre os diferentes materiais utilizados como carga. A superfície metálica do eletrodo de dispersão, em experimentos do segundo grupo, apresenta as cargas elétricas mais bem distribuídas sobre sua área por ser um material condutor elétrico, ou seja, a densidade superficial de cargas nesta situação é mais uniforme. Já para os tecidos orgânicos, chuchu e porco, por apresentarem uma superfície mais irregular, no caso do chuchu com pequenas esferas de água, e no caso do porco com marmorização de gordura, fazendo com que existam regiões onde a densidade superficial seja maior do que em outras. Estas diferenças na distribuição das cargas elétricas alteram o perfil do campo elétrico entre os eletrodos. Para os experimentos que foram realizados entre eletrodos muito próximos, menos de 1 mm, e avanços milimétricos estes diferentes desenhos do campo elétrico de um grupo para o outro foram significativos e podem ser um dos motivos que explicam as diferentes tensões para mesmos *gaps*.

Cada grupo exibiu um perfil característico nos gráficos da tensão pelo *gap*. Este perfil foi obtido através das regressões realizadas para todos os experimentos executados. Os gráficos abaixo ilustram este perfil para cada um dos grupos. Apenas recordando: 2º Grupo: esfera metálica – placa metálica (figura 33); 3º Grupo: esfera – chuchu (figura 34) e 4º Grupo: esfera – porco (figura 35).

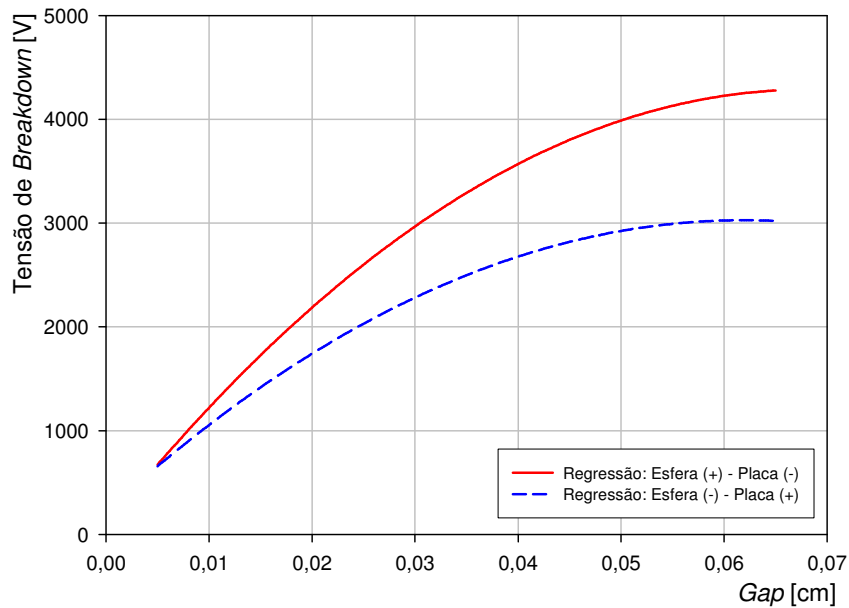


Figura 33 – Gráfico característico dos experimentos do segundo grupo. Esfera – plano.

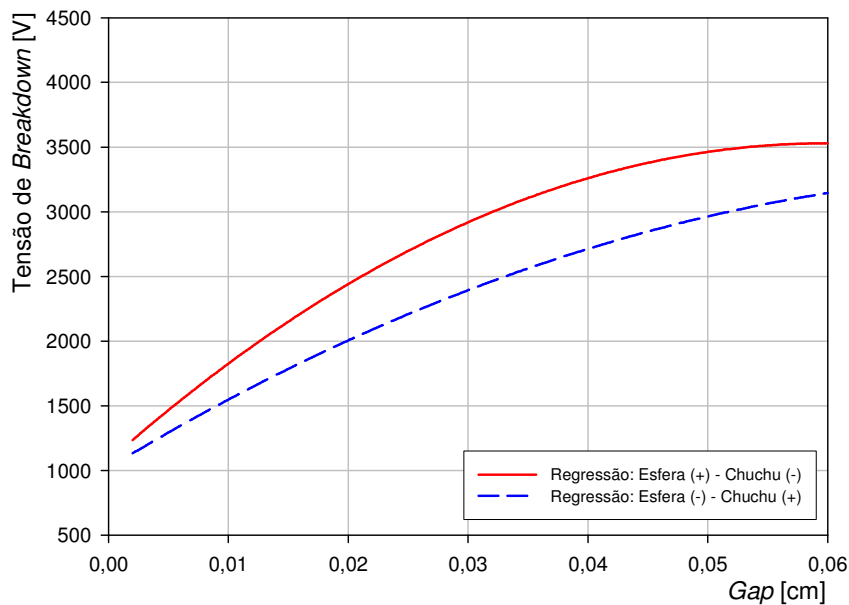


Figura 34 – Gráfico característico dos experimentos do terceiro grupo. Esfera – chuchu.

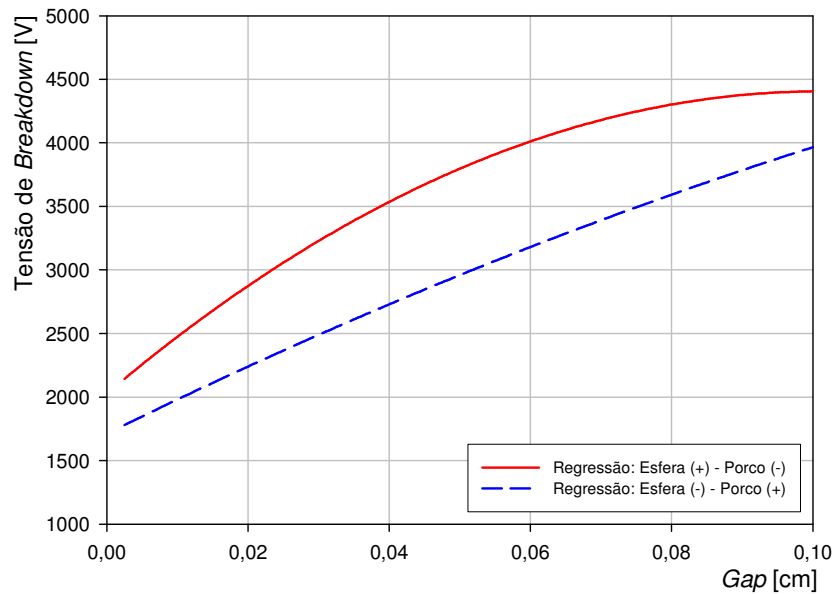


Figura 35 – Gráfico característico dos experimentos do quarto grupo. Esfera – porco.

As tabelas 4, 5 e 6 mostram a relação entre a temperatura e o livre caminho médio. Abaixo a figura 36 mostra o gráfico entre estas grandezas físicas para cada um dos grupos de experimentos.

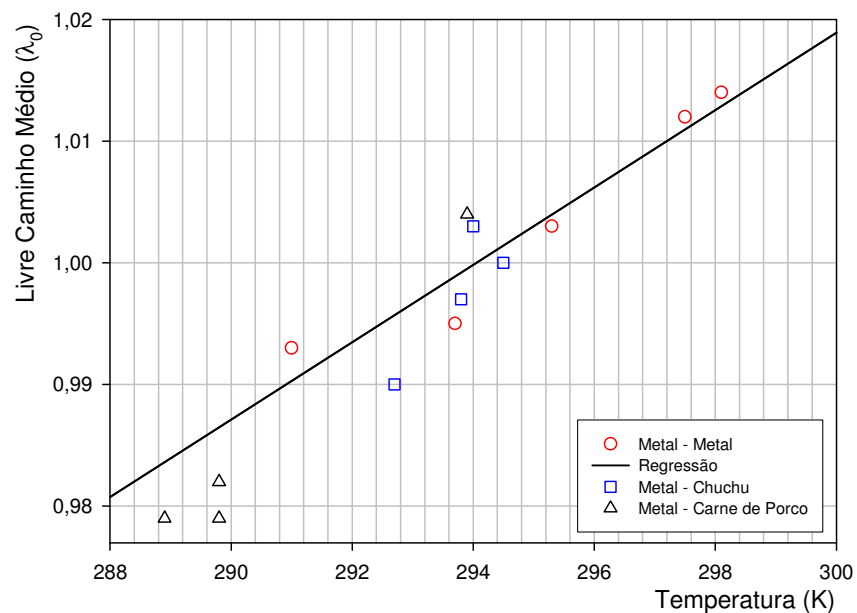


Figura 36 – Gráfico que relaciona o livre caminho médio e a temperatura dos experimentos entre metal esférico e plano, metal e chuchu e metal e carne de porco. Foram utilizados os dados das tabelas 4, 5 e 6.

4.3 A ORIGEM DA ASSIMETRIA EM TENSÃO

Para que ocorra a quebra de rigidez dielétrica, o meio entre os eletrodos, no caminho seguido pelas cargas elétricas, deve estar ionizado. Isto é, um fino canal ionizado deve se formar entre os eletrodos. Esta situação ocorre quando os elétrons da cabeça da avalanche chegam ao anodo ao mesmo tempo em que os cátions chegam ao catodo. Porém há uma grande diferença na velocidade dos elétrons e dos cátions (tabela 7), e esta situação só ocorrerá para os elétrons que partirem das proximidades do catodo em direção ao anodo.

Os experimentos foram realizados alternando-se a polarização dos eletrodos, num momento o eletrodo esférico era negativo e no outro positivo. Portanto, quando o eletrodo esférico está negativo, os elétrons que podem causar a quebra de rigidez devem partir das proximidades deste eletrodo (figura 37), pois sendo assim a multiplicação de elétrons nesta região será maior e maior será a multiplicação de cátions que rumarão ao catodo e lá chegarão em maior número e ao mesmo tempo em que os elétrons chegarão ao anodo. Como a multiplicação dos elétrons ocorreu nas proximidades do eletrodo esférico, onde o efeito ponta é mais acentuado e, portanto onde o campo elétrico é maior, o *breakdown* pode ocorrer para uma tensão elétrica menor.

Quando a polarização entre os eletrodos é invertida, os elétrons que poderão levar à quebra de rigidez dielétrica deverão partir das proximidades da placa, que agora está negativa. No entanto, nesta região o campo elétrico é menos intenso e o coeficiente de ionização primário também é menor. A eficiência da ionização do meio foi reduzida com a inversão da polaridade dos eletrodos. Agora, o *breakdown* só ocorrerá para uma tensão elétrica maior, pois o campo elétrico deverá ser maior para que a ionização acarrete na quebra de rigidez do meio.

A quebra de rigidez dielétrica do meio não ocorrerá, para nenhuma polarização, pelos elétrons que partem das proximidades do anodo. Pois estes elétrons chegarão muito rapidamente ao anodo e não terá havido tempo para que os cátions, mais lentos, tenham chegado ao catodo, não ocorrendo assim a formação do fino caminho ionizado ligando os eletrodos (figura 37). E ainda, a avalanche que estes elétrons podem gerar é muito pequena, pois não há deslocamento suficiente para que através da multiplicação de elétrons ela se avolume.

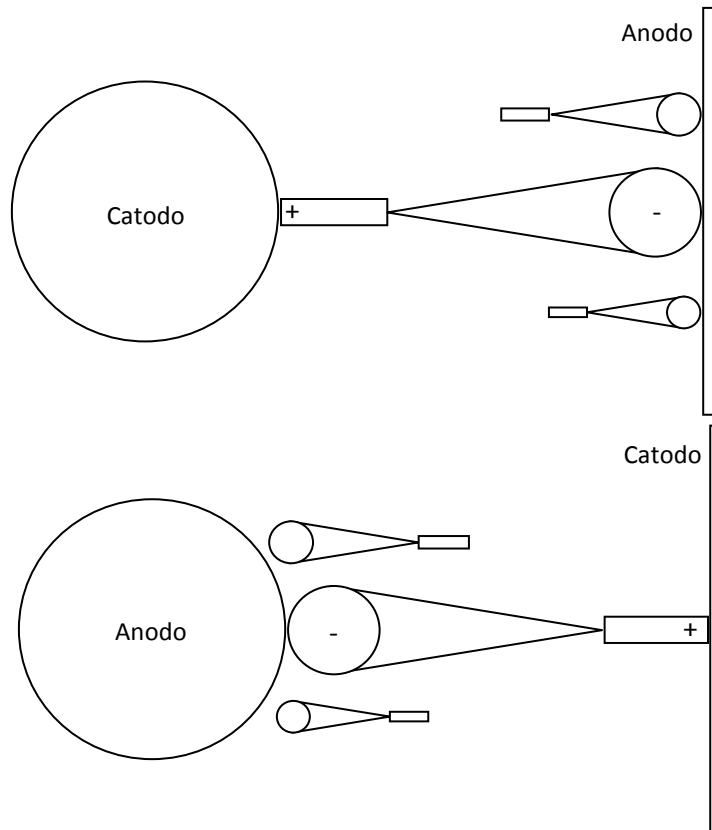


Figura 37 – Esquema mostrando as avalanches que podem causar o *breakdown*. Os elétrons que principiam a jornada ao anodo, a partir do catodo podem ter sucesso. As demais avalanches não terão sucesso, pois os cátions movem-se muito lentamente.

A tabela 7 mostra a velocidade de elétrons e cátions em diferentes pontos no *gap*, entre o eletrodo esfera e a placa de dispersão. Os elétrons são muito mais velozes que os cátions que estes podem ser considerados em repouso durante o deslocamento dos elétrons pelo *gap*.

O coeficiente de ionização primário é proporcional ao campo reduzido (E/p), como a pressão é constante em todo o *gap*, a intensidade do coeficiente de ionização depende do valor do campo elétrico. Entre eletrodos planos, onde o campo elétrico é constante e uniforme a multiplicação de elétrons em uma avalanche ocorre de maneira uniforme. Ou seja, em deslocamentos iguais a multiplicação de elétrons ocorre na mesma taxa, pois o valor de alfa é sempre o mesmo. Em um campo elétrico que varia com a posição o valor de alfa assume valores diferentes. Alfa diminui à medida que aumenta a distância entre a avalanche e o eletrodo esférico, quando este é negativo, ou aumenta à medida que a avalanche se aproxima, se o eletrodo esférico é positivo.

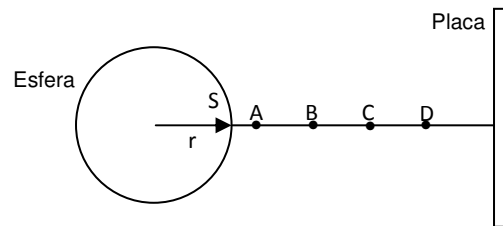


Tabela 7 – Velocidade dos elétrons e dos cátions

Ponto	d	$V_{\text{elétrons}} (10^5 \text{ m/s})$	$V_{\text{cátions}} (\text{m/s})$
S	1,0 r	1,78	31,5
A	1,3 r	1,05	24,2
B	1,5 r	0,80	21,0
C	1,7 r	0,61	18,5
D	2,0 r	0,45	15,7

Esta diferença na multiplicação de elétrons em uma avalanche também influencia na tensão de *breakdown*, podendo também ser responsável pela assimetria em tensão.

A multiplicação de elétrons nas proximidades do eletrodo esférico é muitas vezes maior do que em qualquer outro ponto no *gap*. Por exemplo, utilizando-se ainda da figura que ilustra a tabela 7. Muito próximo à superfície do eletrodo, ponto S, para a tensão limite para a esfera de 0,9 mm de raio (2697 V), o coeficiente de ionização é igual a $10,94 \text{ cm}^{-1}$, e para o ponto A este valor diminui para $0,14 \text{ cm}^{-1}$. Isto se deve a rápida diminuição do campo elétrico com o afastamento do eletrodo esférico.

Gráficos que exibem a relação entre os diversos *gaps* e o campo elétrico, o coeficiente de ionização primário e a tensão elétrica são exibidos no anexo B.

A figura 38 mostra a diferença na ionização do meio em função da polarização dos eletrodos. Quando o eletrodo esférico é o catodo e o elétron semente da avalanche parte das suas proximidades, a ionização do meio ocorre de maneira mais intensa. Todo o *gap* torna-se ionizado, e é criado assim um caminho para a deflagração da faísca. Com a inversão da polarização o elétron semente deve partir das proximidades da placa, que agora é o catodo. Todavia o campo elétrico ali não é intenso como nas proximidades da esfera. E a ionização a partir deste ponto fica prejudicada, só ocorrendo significativamente quando a avalanche estiver próxima ao

anodo (eletrodo esférico). A analogia com um caminho de pedras que deve ser seguido para se atravessar um rio é interessante. É mais fácil atravessar esse rio se houver pedras suficientes e espaçadas regularmente. É o que acontece com o número de cátions que ficam no *gap* após a passagem dos elétrons quando a avalanche principia nas proximidades do eletrodo esférico. O aumento do coeficiente de ionização primário com a proximidade do eletrodo esférico foi demonstrado através do espaçamento das linhas verticais da figura 38.

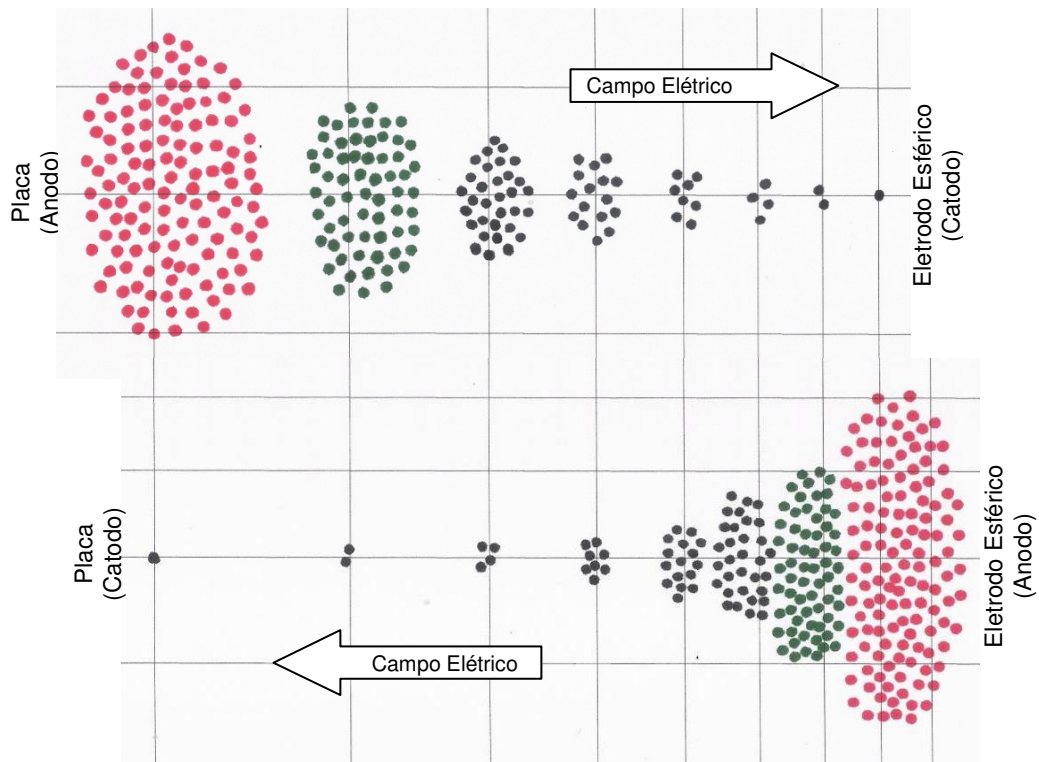


Figura 38 – Ilustração da ionização do ar para as diferentes polarizações dos eletrodos. A deflagração da faísca elétrica ocorre para tensões menores quando o eletrodo esférico é o catodo, pois a ionização do meio torna-se mais uniforme, como pode ser visto. Com a inversão da polarização dos eletrodos a faísca só pode ocorrer para uma tensão maior (para o mesmo *gap*), pois a ionização é muito pouco intensa nas proximidades do catodo.

5 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

Os resultados obtidos com os experimentos realizados estão resumidos na seguinte lista:

1) Não existe *Streamer* nas descargas eletrocirúrgicas deflagradas neste estudo. Os experimentos foram submilimétricos, e para *gaps* com estas dimensões não há a ocorrência deste tipo de ionização. A ionização do ar foi alcançada pela exclusivamente pela avalanche de elétrons.

2) Quando o chuchu sofre dessecação a tensão elétrica para a qual ocorre a deflagração da faísca elétrica é alterada. As tensões de *breakdown* tornaram-se menores quando o tecido está mais negativo que o eletrodo esférico. O que ocorreu apenas nesta situação em todos os experimentos realizados com chuchu. A carne de porco não apresentou alteração alguma com a dessecação.

3) Confirmação da relação entre o livre caminho médio e a temperatura, conforme equação 4.1.

4) A análise dos resultados foi feita apenas para tensões abaixo de 2700 V, pois para o eletrodo esférico com raio de 0,9 mm, a partir deste valor de tensão, ocorre o envelopamento iônico (o efeito ponta provoca na proximidade do eletrodo um campo elétrico superior a tensão de *breakdown*, rompendo assim a rigidez dielétrica e populando as proximidades do eletrodo com íons). Este fenômeno altera as dimensões do eletrodo e como consequência as dimensões do *gap*.

5) Os experimentos confirmaram que a umidade do ar facilita o *breakdown* (ABRAHAM, 1992). Através da realização dos experimentos descritos neste trabalho podem-se verificar as características da assimetria em tensão *dc* na deflagração da faísca elétrica entre metal e metal e entre metal e tecido biológico. Esta assimetria parece estar fortemente relacionada com a assimetria registrada em eletrocirurgias realizadas em *ac*, responsáveis por queimaduras e eletroestimulação nestes procedimentos, mas em estudo aprofundado é necessário.

A assimetria em tensão *dc* surge em resposta ao efeito ponta do eletrodo utilizado para o corte, fulguração ou coagulação nos procedimentos eletrocirúrgicos, à temperatura, à umidade e ao material. Pode-se constatar a influência do efeito ponta através da comparação com experimentos de referência onde o campo elétrico era simétrico. Para isso foram utilizados eletrodos de mesmo diâmetro e material.

Embora os experimentos não tenham sido realizados com o controle da atmosfera entre os eletrodos, o que poderá ser realizado em trabalhos futuros, a influência da umidade e da temperatura pode ser avaliada. Uma análise quantitativa mais refinada se torna necessária.

Constatou-se também a influência do tipo de material sobre o qual se deseja incidir a faísca elétrica. O chuchu e o porco exibiram algumas diferenças entre si e entre o metal. O chuchu quando dessecado e carbonizado tem suas propriedades alteradas e passa a ser um melhor condutor. O chuchu e a carne de porco são utilizados para simular a pele humana e seus tecidos, porém apresentaram pequenas diferenças e em situações de dessecação as diferenças se acentuaram, pois a carne de porco não exibiu fortes diferenças quando dessecada e carbonizada.

Quando o *gap* é da ordem do diâmetro do eletrodo esférico utilizado, os processos de faiscância parecem sofrer uma inversão no comportamento (RAIZER, 1991). Esta mudança de comportamento é evidenciada por meio da comparação com experimentos realizados para *gaps* maiores, da ordem de dezenas de centímetros e até mesmo de metros. Outros experimentos poderão ser projetados, com fontes de alta tensão superiores ao utilizado neste trabalho para a investigação deste ponto de inversão. E para o estudo da faísca elétrica em *gaps* maiores.

Raizer (1991) apresentou resultados sobre os efeitos da polaridade dos eletrodos em *gaps* maiores, de 1 a 3 centímetros sob pressão atmosférica. Porém seus resultados diferem dos apresentados neste trabalho, o que leva a crer que para algum valor de tensão haja uma inversão da assimetria. Em seu experimento Raizer obteve a deflagração da faísca elétrica entre eletrodo esférico e placa mais facilmente quando a placa estava mais negativa. E isso difere dos resultados aqui apresentados.

Neste trabalho a faísca elétrica entre metal e tecido orgânico pode ser explicada via Teoria Townsend de descargas elétricas e a formação da avalanche de elétrons. Não há a ocorrência de *Streamer* em função dos pequenos *gaps*. Porém, a investigação da ocorrência de *Streamer* para *gaps* maiores entre metal e tecido biológico pode ajudar a situar melhor a faísca eletrocirúrgica entre os modelos existentes. A questão se pode haver *Streamer* em eletrocirurgia continua sem resposta. Tudo indica que sim para *gaps* na faixa de centímetros. Estudos adicionais são necessários.

Na parte de anexos foram colocados os gráficos gerados em todos os experimentos. Estes gráficos trazem as condições ambientes durante a realização dos experimentos. Bem como os gráficos da tensão e do campo elétrico para os diferentes *gaps*. Também foram inseridos gráficos do coeficiente de ionização primário pelo produto pd e pelo campo elétrico reduzido.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAHAM, A. P. et al. **Effect of Humidity and Temperature on the *dc* Breakdown of Rod-Rod and Rod-Plane Gaps.** India: IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. 27 nº 2, April 1992.

CRICHTON, B. H., (1996), **Gás Discharge Physics**, HV Technology (Digest No 1996/173), IEE Colloquium on Advances in, 4 Oct 1996, p3/1-3/5.

CUSHING, H. **Electrosurgery as an aid to the removal of intracranial tumors.** Harvard Medical School: Surg. Gynecol. Obstet., Vol. 47: p751-84, 1928.

GEDDES, L. A.; SILVA, L. F. and DEWITT, D. P. **What's new in electrosurgical Instrumentation?**, Medical Instrumentation, Vol 11, Nº 6, Nov-Dec 1977.

GOLDWYN, R.M. **Bovie. The man and the machine.** Annals Plast. Surg., Vol. 2:135-53, 1979.

HEYLEN, A.E.D. **Sparking Formulae for Very High-Voltage Paschen Characteristics of Gases.** Leeds: University of Leeds, 2006.

MEEK, J.M. and CRAGGS, J.D. **Electrical breakdown of gases.** Oxford : Clarendon Press, 1953.

LaCOURSE, J. R., ROTHWELL, A. D. & SELIKOWITZ, S. M. **Development of Electrosurgery: A Historical Perspective**, Bioengineering Conference, Proceedings of the 1993 IEEE Nineteenth Annual Northeast, 18-19 mar, 1993, Newark, NJ, USA, p35-36.

LEEMING, M. N., RAY Jr., C. and HOWLAND, W. S., (1970), **Low-Voltage Direct-Current Burns**, p1681-1684, JAMA, J. Am. Med. Assoc., Nov 30, 1970, V 214, Nº 9.

LOEB, L.B. and MEEK, J.M. **The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure.** I. J. Appl. Phys., V 11, p438–447, 1940.

LOEB, L.B. and MEEK, J.M. **The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure.**II. J. Appl. Phys., V11, p459–474, 1940.

NASSER, E. **Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics.** New York: John Wiley & Sons, 1971.

RAETHER, H. **Electron Avalanches and Breakdown in Gases.** London: Butterworths, 1964.

RAIZER, Y.P. **Gas Discharge Physics.** Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 1991.

SEARS, S.W. & ZEMANSKY, M.W., **Física, Eletricidade, Magnetismo e Tópicos de Física Moderna**, livros técnicos e científicos editora S. A. e Editora Universidade de Brasília, 1ª edição, reeditada em 1980, traduzida da 4ª edição americana. V3, p686.

SCHNEIDER JR., B. **Estudo Teórico-prático de Parâmetros Técnicos e Fisiológicos Utilizados em Eletrocirurgia, Visando a Otimização do Desenvolvimento e Performance de um Bisturi Eletrônico.** Tese de Doutorado, Curitiba, PR. UTFPR, 2005.

SCHNEIDER JR., B.; ABATTI, P. J., **Electrical Characteristics of the Sparks Produced by Electrosurgical Devices.** IEEE Transactions on Biomedical Engineering, v. 55, p. 589-593, 2008.

SCHNEIDER JR., B.; BERNARDI, R.; ABATTI, P. J. . **A Faísca Eletrocirúrgica como causa da Eletroestimulação e da Queimadura DC.** In: IV Latin American Congress on Biomedical Engineering, 2007, Margarita Island. Anais do CLAIB 2007, IFMBE Proceedings 18, 2007. v. 18. p. 881-885.

SCHNEIDER JR., B.; DIAS JR., E.; ABATTI, P. J. **How can Electrosurgical Sparks generate Undesirable Effects?**, IEEE Latin American Symposium on Circuits and Systems, 24 – 26 de February, 2010, Iguaçú Falls, Brazil. (Artigo aceito).

WAGENNARS, E. **Plasma Breakdown of Low-Pressure Gas Discharge.** Eindhoven : Technische Universiteit Eindhoven – Proefschrift, 2006.

WICKER, P. **Electrosurgery in Perioperative Practice.** British Journal of Perioperative Nursing, V20, p221-226, 2000.

ANEXOS

ANEXO A

Cálculo da derivada da equação 2.13 em relação à p.d.

Através do cálculo de $\frac{d(V_{BR})}{d(pd)} = 0$ (obtem – se o p.d mínimo)

$$V_{BR} = \frac{B \cdot pd}{\ln \frac{A \cdot pd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}}$$

$$V_{BR} = \frac{B \cdot x}{\ln \left(\frac{A \cdot x}{\ln y}\right)}, \text{ onde : } x = pd \text{ e } y = \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1)$$

$$D_x \left(\frac{u}{v}\right) = \frac{v D_x u - u D_x v}{v^2} = 0 \quad (2)$$

$$D_x \left(\frac{Bx}{\ln \frac{Ax}{\ln y}}\right) = \frac{\ln \frac{Ax}{\ln y} \cdot D_x (Bx) - Bx \cdot D_x \left(\ln \frac{Ax}{\ln y}\right)}{\left(\ln \frac{Ax}{\ln y}\right)^2} = 0 \quad (3)$$

$$D_x \left(\frac{Bx}{\ln \frac{Ax}{\ln y}}\right) = \frac{\ln \frac{Ax}{\ln y} \cdot B - Bx \cdot \frac{1}{x}}{\left(\ln \frac{Ax}{\ln y}\right)^2} = 0 \quad (4)$$

$$pd = 2,718 \cdot \frac{1}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (5)$$

$$pd_{(mín)} = 2,718 \cdot \frac{1}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (6)$$

$$pd_{(mín)} = \frac{V_{BR(mín)}}{B} \quad (7)$$

Substituindo (6) em (7), obtém - se :

$$V_{BR} (mín) = 2,718 \cdot \frac{B}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

ANEXO B

Neste anexo encontram-se todos os gráficos gerados a partir dos dados experimentais. Estão organizados por grupos.

Estes gráficos mostram a relação existente entre a tensão elétrica e também do campo elétrico entre os eletrodos e o *gap* para os quais a faísca elétrica foi deflagrada. Também mostram o valor do primeiro coeficiente de *Townsend* em função da pressão do gás e do campo elétrico entre os eletrodos na deflagração da faísca elétrica.

Estes gráficos foram colocados neste trabalho por serem gráficos que corroboram a validade do que foi exposto quando comparados com os gráficos exibidos na literatura consultada e listada na bibliografia.

