

TESE DE DOUTORADO

*Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física "Gleb Wataghin"*

"ESTUDO DA INTERAÇÃO DE ARCOS ELÉTRICOS COM CATODO FRIO DE COBRE PARA AR E NITROGÊNIO UTILIZANDO A TÉCNICA DE DIAGNÓSTICO TERMO-ESPECTROSCÓPICA"

Dzmitry Alexandrovich Bublikuski

ORIENTADOR: Prof. Dr. Aruy Marotta
Departamento de Eletrônica Quântica
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP

Comissão Examinadora:

1. Prof. Dr. Aruy Marotta, IFGW/UNICAMP
2. Prof. Dr. Antonio Rubens Brito de Castro, IFGW/UNICAMP
3. Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente, IFGW/UNICAMP
4. Prof. Dr. Choyu Otani, IEF/ITA
5. Prof. Dr. Alfredo Gonçalves Cunha, DFIS/CCE/UFES

*Este exemplar corresponde
à redação final da tese
de Doutorado, defendida pelo
aluno Dzmitry A. Bublikuski
e aprovada pela Comissão
Julgadora.*

Campinas, 09/06/2008

Tese submetida ao Instituto de Física "Gleb
Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas
– UNICAMP – como parte dos requisitos para a
obtenção do grau de Doutor em Física

Campinas – SP – Brasil

27/05/2008

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

B85e	<p>Bubliyeuski, Dzmitry Alexandrovich</p> <p>Estudo da interação de arcos elétricos com catodo frio de cobre para ar e nitrogênio utilizando a técnica de diagnóstico termo-espectroscópica / Dzmitry Alexandrovich Bubliyeuski. -- Campinas, SP : [s.n.], 2008.</p> <p style="text-align: center;">Orientador: Aruy Marotta. Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p style="text-align: center;">1. Plasma (Gases ionizados). 2. Plasma de baixa temperatura. 3. Diagnóstico de plasma. I. Marotta, Aruy. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p> <p style="text-align: right;">(vsv/ifgw)</p>
------	--

- **Título em inglês:** Study of the interaction of the electric arc with cold copper cathode in air and nitrogen using the thermo-spectroscopic diagnostic technique
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 - 1. Plasma (Ionized gases)
 - 2. Low-temperature plasmas
 - 3. Plasma diagnostics
- **Área de concentração:** Física de Plasmas e Descargas Elétricas
- **Titulação:** Doutor em Ciências
- **Banca examinadora:**
 - Prof. Aruy Marotta
 - Prof. Alfredo Gonçalves Cunha
 - Prof. Choyu Otani
 - Prof. Antonio Rubens Brito de Castro
 - Prof. Roberto Antonio Clemente
- **Data da defesa:** 27.05.2008
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



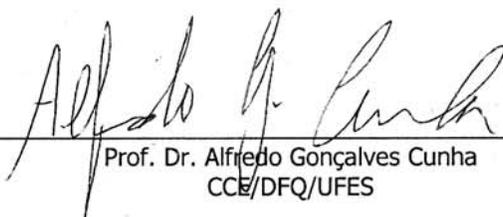
Secretaria de Pós-Graduação - Tel: (19) 3521-5305 FAX: (19) 3521-4142

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **DZMITRY ALEXANDROVICH BUBLIYEUSKI - RA 005320**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 27/05/2008.

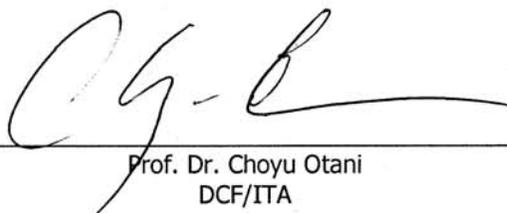
COMISSÃO JULGADORA:



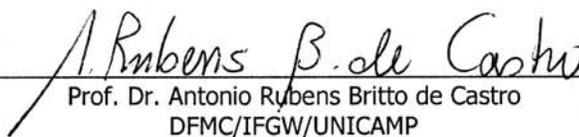
Prof. Dr. Aray Marotta – DEQ/IFGW/UNICAMP
(Orientador do Candidato)



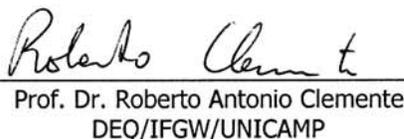
Prof. Dr. Alfredo Gonçalves Cunha
CCE/DFQ/UFES



Prof. Dr. Choyu Otani
DCF/ITA



Prof. Dr. Antonio Rubens Britto de Castro
DFMC/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente
DEQ/IFGW/UNICAMP

*À minha família,
mãe Galina e pai Alexander.
Pelo amor e paciência.*

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Aruy Marotta pela orientação dos trabalhos relacionados nesta tese.

Agradeço ao Prof. Dr. Leonid I. Sharakhovsky e Dr. Alexei Essiptchouk pelo auxílio e discussões relacionados com o presente trabalho.

Agradeço ao Antonio A. B. do Prado, Douglas Soares da Silva, Eduardo Valério Alves da Silva e Murilo Frasseto Michelini pelos serviços prestados durante o trabalho experimental.

Agradeço à FAPESP pelo apoio financeiro dado ao projeto.

Resumo

Uma nova técnica de diagnóstico, denominada termo-espectroscópica, foi introduzida neste trabalho para estudo da interação do arco elétrico com o catodo frio de cobre numa instalação coaxial magnética, com catodo não-refrigerado, operando em gases plasmagênicos ar e nitrogênio. A técnica foi aplicada ao estudo da velocidade de rotação da mancha do arco e da densidade efetiva de corrente na mancha. Estes parâmetros têm estreita relação com o fenômeno da erosão de eletrodos frios. A nova técnica combina a técnica óptico-espectroscópica e a técnica térmica, e se baseia na teoria térmica da erosão. Por espectroscopia, registra-se a evolução temporal da intensidade da linha de emissão do vapor de cobre. Pelo método térmico, registra-se a evolução da temperatura da superfície do eletrodo. A técnica permite um grande aumento na sensibilidade de detecção do ponto de transição do regime de micro para macroerosão, através da observação do abrupto aumento da intensidade da linha espectral do cobre. Observamos que para o regime de microerosão, a velocidade é sempre maior, e a dispersão da velocidade sempre menor que na macroerosão. Esse fato confirma a existência de uma força de arraste superficial ao movimento do arco, que pode ser proporcionada pela fusão do eletrodo, por jatos catódicos e/ou por óxidos na superfície do eletrodo. A densidade de corrente na mancha apresenta um grande crescimento para valores baixos do campo magnético e certa saturação para altos valores. Para o ar foi observada uma forte influência dos óxidos na mobilidade da mancha, que é significativamente maior do que com nitrogênio. A diferença entre medidas obtidas no ar e nitrogênio é atribuída ao processo de decomposição de óxidos na superfície, que afeta a determinação correta do ponto de transição. O estudo experimental realizado nesta tese permite uma melhor compreensão dos fenômenos que ocorrem em manchas de arcos elétricos de eletrodos frios.

Abstract

In the present work a new diagnostic technique, named thermo-spectroscopic one, was introduced for study of the interaction of the electric arc with a cold copper electrode using the coaxial magnetic installation with non-refrigerated cathode operated in air and nitrogen. The technique was applied to the measurement of the arc spot rotation velocity and the effective spot current density. These parameters have a direct relation with the phenomenon of the cold electrode erosion. The new technique combines the optic-spectroscopic method and the thermal method, and is based on the erosion thermophysical theory. Using spectroscopy, the temporal evolution of the intensity of the copper vapor emission line was registered. Via the thermal method, the evolution of the electrode surface temperature was recorded. By the observation of the abrupt increase of the copper spectral line intensity, the new technique permits a significative increase in the sensibility of the detection of the transition from the microerosion process to the macroerosion one. It was observed that the arc velocity for the microerosion regime is always higher and the velocity dispersion is always lesser than the ones for the macroerosion regime. This fact confirms the existence of the surface drag force to the arc movement, which can be provided by the electrode fusion process, by cathode jets and/or by oxides formed on the electrode surface. The arc spot current density presents a high growth for the low values of the magnetic field and certain saturation for the high values ones. For the air, a strong influence of oxides on the spot mobility was observed, that is more significant than the one for the nitrogen. The difference between the measurements for the air and the nitrogen is attributed to the oxide decomposition process on the electrode surface that affects the correct transition point determination. The experimental study, carried out in this thesis, allows a better understanding of the phenomenon taking place in cold electrode arc spots.

Sumário

Introdução	1
1. Estado da Arte da Pesquisa	5
2. Modelo Termofísico da Erosão	16
2.1 Modelo da Erosão para Movimento Contínuo do Arco	19
2.2 Modelo da Erosão para Movimento Descontínuo do Arco	27
2.3 Análise dos Modelos da Erosão	30
2.4 Métodos de determinação da densidade de corrente	33
2.4.1 Método não-estacionário	34
2.4.2 Método estacionário	37
3. Instalação experimental	39
3.1 Sistema de eletrodos	41
3.2 Sistema de ignição do arco elétrico	43
3.3 Sistema magnético	43
3.4 Fontes de energia para o arco elétrico e sistema magnético	44
3.5 Sistema de gás plasmagênico	45
3.6 Sistema ótico-espectroscópico	45
3.7 Sistema de controle, comunicação e extração de dados	50
3.8 Sistema de medida de temperatura	57
3.9 Sistema de medida da velocidade de rotação do arco	60
3.9.1 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor magnético	60

3.9.2 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor ótico	61
4. Resultados e Análise	63
4.1 Medida da temperatura	64
4.2 Medida da intensidade da linha do cobre	68
4.2.1 Medida da intensidade da linha de cobre para o ar	68
4.2.2 Medida da intensidade da linha do cobre para o nitrogênio	74
4.3 Medida da velocidade de rotação do arco e dos parâmetros relacionados com a velocidade	78
4.4 Análise da medida da velocidade de rotação do arco para ar	83
4.5 Análise da medida da velocidade de rotação do arco para nitrogênio	89
4.6 Medida e análise da densidade de corrente da mancha do arco para ar	95
4.7 Medida e análise da densidade de corrente da mancha do arco para nitrogênio	99
5. Conclusão	104
6. Referências Bibliográficas	111

Introdução

A descarga em gases, na forma de arco elétrico, tem sido extensamente usada em diferentes áreas da ciência e tecnologia, como em chaves de alta corrente e tensão, solda, tochas de plasma, usinagem por eletro-erosão, etc. Neste trabalho, a atenção estará voltada para a aplicação do arco elétrico em tochas de plasma. Inúmeros processos industriais nas áreas de metalurgia, metal-mecânica, química, cerâmica, novos materiais, meio-ambiente, e outras áreas, vêm sendo desenvolvidos no mundo com a aplicação do plasma térmico, produzido pelas tochas de plasma ou aquecedores a arco elétrico. Neste caso, um uso mais intenso das tochas de plasma na indústria poderá ocorrer somente através do desenvolvimento de tochas com tempo de vida razoável dos eletrodos. A principal limitação do tempo da vida de um eletrodo é a destruição do eletrodo devido ao processo de erosão, provocado pela interação do arco com a superfície do eletrodo na área de transferência da corrente, denominada mancha do arco. Portanto, o problema do estudo dos processos de interação entre o arco elétrico e o eletrodo na região da mancha torna-se mais e mais atual.

Os eletrodos utilizados nas tochas de plasma, no tocante ao material utilizado, podem ser divididos em duas categorias:

- eletrodos “quentes” (ou termoiônicos), construídos de materiais refratários de alta temperatura de fusão (como tungstênio, zircônio, háfnio, grafite), operando no modo de emissão termoiônica, com a mancha do arco imóvel sobre o eletrodo. Geralmente a corrente em catodos quentes (com exceção do grafite) não excede o valor de 0.5-1.0 kA, o que é insuficiente para tochas de plasma de maior potência;
- eletrodos “frios”, feitos de materiais não-refratários de baixa temperatura de fusão (cobre e aço), e que geralmente operam parcialmente por efeito de campo elétrico, e podem ser utilizados em tochas de alta potência. A taxa de erosão dos eletrodos “frios” supera, em muito, a taxa dos eletrodos “quentes” e, portanto, chama a maior atenção. Para diminuir a taxa de erosão do eletrodo “frio”, o arco opera neste caso no regime não-estacionário, com a mancha móvel. Tais eletrodos não podem trabalhar com a mancha estacionária, devido à temperatura de fusão baixa do material do eletrodo e à densidade do fluxo térmico na mancha do arco extremamente alta (até $10^9 - 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ [1-3]). Mas além da alta potência e

da alta corrente, os eletrodos frios têm um número considerável vantagens: permitem a utilização de qualquer gás plasmagênico, seu material tem custo relativamente baixo, são de fácil construção e manutenção, podem operar em altas pressões e em corrente contínua ou alternada.

O maior desenvolvimento, tanto teórico quanto experimental, durante os últimos anos ocorreu no estudo dos eletrodos quentes, atingindo progresso considerável no entendimento dos processos que ocorrem na região próxima do eletrodo “quente”, possibilitando a previsão de seu comportamento operacional e taxa de erosão [4-10]. Por exemplo, em [9] foi obtida a descrição completa e autoconsistente da região catódica da descarga em eletrodo “quente”. Partindo de primeiros princípios, sem fazer uso de parâmetros empíricos, os autores [9, 10] obtiveram o diâmetro da mancha ($\sim 0,52$ mm), a temperatura da superfície do catodo ($\sim 3000\text{--}4000$ K) e do plasma ($\sim 2\text{--}3$ eV), a queda de tensão catódica ($\sim 10\text{--}20$ V). Os valores estão em excelente acordo com os dados experimentais obtidos em [10].

Porém, o modelo [9] não pode ser aplicado aos catodos “frios”, onde a emissão eletrônica é devido ao intenso campo elétrico, sendo apenas parcialmente termoiônica. Em comparação com a mancha estável na superfície do eletrodo “quente”, a mancha do eletrodo “frio”, além de alta velocidade de deslocamento, tem estrutura interna, comportamento temporal e espacial mais complexos. Quando a densidade local de transferência da energia para a superfície pela mancha passa de um certo limite, o material do eletrodo na superfície começa a fundir. Deste vapor forma-se um microplasma denso e altamente não-estacionário. Outra característica destacável dos eletrodos “frios” é o alto valor da densidade de fluxo térmico na mancha do arco. A alta mobilidade da mancha nas tochas de plasma com eletrodos frios é provida pelo fluxo em vórtice de gás ou por campo magnético externo, permitindo alta velocidade de rotação do arco, através da força de Lorentz. Isso resulta em diminuição do tempo de residência da mancha num ponto fixo do eletrodo (normalmente $10^{-4} - 10^{-6}$ s [11-13]), assim, diminuindo os efeitos destrutivos do arco.

Apesar da complexidade dos fenômenos que ocorrem na mancha de catodos “frios”, o mecanismo principal de erosão do eletrodo “frio” é a fusão do material do eletrodo, devido ao tempo de residência do arco acima de um ponto do eletrodo. Um modelo simplificado, baseado nesse conceito termofísico foi publicado em [14]. De acordo com o modelo, três parâmetros são considerados e mais importantes no processo de erosão: a corrente elétrica I , a velocidade do

arco v e a temperatura da superfície do eletrodo T_0 . No modelo termofísico, o “input” térmico para a superfície do eletrodo q_0 é definido pela densidade de fluxo de calor na mancha, constituída pela densidade efetiva de corrente na mancha j e do equivalente em Volts do fluxo de calor U .

Neste trabalho, baseando-nos no modelo termofísico de erosão, estudamos experimentalmente duas características importantes: a mobilidade da mancha (a velocidade de rotação em função do campo magnético externo e a correlação desse parâmetro com o processo de erosão na superfície do eletrodo) e a densidade efetiva de corrente na mancha. No trabalho foram utilizados dois gases plasmagênicos – ar e nitrogênio. A inovação principal deste trabalho é a utilização de um novo método de diagnóstico [15], chamado térmico-espectroscópico, que pode ser considerado mais avançado se comparado com o método puramente térmico, que foi utilizado em [16]. Como mostrado em [17], a evolução do vapor metálico da superfície do eletrodo – em outras palavras, a evolução da intensidade da linha espectral do material do eletrodo – tem correlação com a evolução da taxa de erosão do eletrodo. Este fato experimental permite utilizar a intensidade da linha espectral do material do eletrodo como um critério que pode ser relacionado com o nível da erosão na superfície.

A concepção principal do novo método é o registro em função do tempo da intensidade da linha espectral do cobre (material do eletrodo) do feixe luminoso integral saindo da região entre os eletrodos. O abrupto aumento da intensidade é, de acordo com o método, relacionado com a transição do processo de micro- para a macroerosão na superfície do eletrodo, conforme previsto pelo modelo termofísico. No ponto de transição, o tempo de residência da mancha é suficiente para a temperatura local da superfície da mesma atingir a temperatura de fusão. É medida também, simultaneamente com a intensidade da linha do cobre, a evolução temporal da temperatura da superfície do eletrodo. No momento da transição, parte da energia térmica do arco é consumida na mudança de fase (transformação de sólido para líquido do material na superfície). Portanto, o registro da temperatura deve indicar também a ocorrência dessa transição, através de uma queda (inflexão) da curva da temperatura do eletrodo. Entretanto, devido a vários fatores, é muito difícil observar o momento em que ocorre essa queda, utilizando apenas o registro da temperatura. Um grande aumento da sensibilidade no registro desse momento de transição, independente do gás plasmagênico, é observado pelo abrupto aumento da intensidade da linha do cobre. A densidade efetiva de corrente na mancha pode, então, ser calculada utilizando os

parâmetros (corrente, velocidade e temperatura) no momento da transição. De acordo com a teoria termofísica, esses dados são suficientes para a determinação da densidade de corrente efetiva na mancha do arco, numa instalação não-estacionária.

Além do estudo do comportamento da densidade de corrente na mancha do arco para ar e nitrogênio, observamos que para o regime de microerosão, a velocidade é sempre maior, e a dispersão da velocidade sempre menor, que na macroerosão. Esse fato confirma a existência de uma força de arraste superficial para o movimento do arco, que pode ser proporcionada pela fusão do eletrodo e modificada por jatos catódicos [12, 18] e/ou por óxidos na superfície do eletrodo.

1. Estado da Arte da Pesquisa

Neste capítulo é apresentada uma revisão histórica resumida dos estudos na área da erosão do eletrodo “frio” e dos processos ligados à erosão, sendo que maior atenção é dedicada àqueles tópicos de maior influência na concepção do modelo termofísico a ser descrito no capítulo 2.

O início da utilização das tochas (ou aquecedores) de plasma de arco elétrico para as necessidades dos programas espaciais na década de sessenta representou um grande impulso nessa área. Como resultado, hoje em dia, as tochas de arco elétrico têm ampla utilização em diferentes aplicações da indústria: plasma spray e deposição de camadas; síntese de novos materiais; destruição de rejeitos; metalurgia a plasma; metalurgia extrativa; plasmocímica, etc. Paralelamente, vários autores [19-23] começaram estudar intensamente os processos na região da mancha do arco. Devido à pequena espessura da mancha do arco, essa região apresenta sérias dificuldades de acesso, especialmente nas pressões da operação acima de 1 atm.

Imediatamente, surgiu o problema da erosão dos eletrodos que limita o tempo de funcionamento contínuo das instalações. A erosão do eletrodo não somente destrói o eletrodo, mas também contamina o produto final o que limita a utilização do arco, principalmente com os eletrodos “frios”. Evidentemente, o fenômeno da erosão é ligado diretamente aos processos ocorridos no local da ligação do arco com a superfície do eletrodo, i.e., na mancha do arco.

Os primeiros estudos na área da erosão tentaram ligar o processo da erosão com os vários processos na superfície do eletrodo. Muitos investigadores, e em primeiro lugar Guile et al. analisaram detalhadamente os processos de emissão em camadas finas e grossas de óxido na superfície do eletrodo de cobre e outros catodos “frios” [24-33]. Em particular, foi mostrado [24] que os processos em camadas de óxidos na superfície do catodo são “responsáveis pela ampla variação da taxa de erosão”. Além disso, aqueles autores ofereceram dois mecanismos de emissão de elétrons [25]. Para as camadas finas de óxido (< 10 nm) a emissão eletrônica é assistida pelo efeito túnel, quando a corrente dos íons positivos corresponde a 8-10 % da corrente total no catodo. Neste caso predomina a evaporação do material do catodo com conseqüente recondensação. Portanto, a taxa de erosão é pequena. De acordo com [25], para as camadas grossas, o mecanismo principal é a eletroformação, quando a corrente dos íons positivos e o

processo de evaporação são bastante reduzidos, sendo o material expulso da superfície do catodo através de microexplosões, o que produz maior erosão. Os dois modelos foram verificados experimentalmente [26] utilizando sistemas experimentais diferentes com catodo refrigerado à água. As experiências foram conduzidas no ar à pressão atmosférica com velocidades do arco diferentes e controladas, sendo a duração da experiência de até uma hora. Em todos os casos, a taxa de erosão também foi uma função crescente com o tempo de funcionamento e poderia ser aproximada por uma função exponencial. Guile et al. continuaram a estudar os mecanismos da emissão dos elétrons nas camadas de espessura diferente, mas já utilizando para o catodo materiais diferentes [27, 29].

As medidas da densidade do fluxo de calor e os cálculos da densidade de corrente, em todos os casos mencionados acima, mostraram valores extremamente altos. Baseando nesses resultados, Guile e Jüttner [32] concluíram que “parece não existir diferença relevante na formação das crateras na superfície do catodo para todos os casos, i.e. para camadas diferentes: as crateras são causadas pelo aquecimento Joule devido às correntes extremamente altas”. Os autores se referem ao modelo teórico desenvolvido por Ecker no qual foi suposto que o efeito Joule é um mecanismo fundamental de aquecimento para catodo limpo (sem camadas superficiais), sendo que tal efeito tem papel importante para valores da densidade de corrente na mancha do arco da ordem ou maiores que 10^{12} Am^{-2} .

Confirmando sua conclusão, Guile et al. realizaram uma série de experiências, nas quais foram medidos os raios mais prováveis e máximos das crateras na superfície do catodo. Foram estudadas as crateras na superfície dos catodos de cobre, aço carbono, prata e alumínio com diferentes espessuras da camada de óxido [30]. Os resultados experimentais mostraram claramente que para materiais não refratários “nos pontos da emissão na superfície do catodo o aquecimento Joule é a fonte principal da energia”. Além disso “o aquecimento é tão rápido e intenso” que pode ser tratado como “aquecimento adiabático”. Tal conclusão, sobre a origem adiabática dos processos de aquecimento na superfície do catodo, mais uma vez confirma que estes resultados estão relacionados somente com processos da microerosão na superfície do eletrodo. Evidentemente, os processos da macroerosão – ou macrofusão na superfície – não são processos adiabáticos, e para o estudo de tais processos faz-se necessário considerar o processo da condução do calor da mancha do arco para o corpo do eletrodo. Nesse caso a temperatura do

material deve ser um parâmetro fundamental para caracterizar os processos da erosão do eletrodo “frio”.

É necessário registrar que Guile et al., com base nos resultados obtidos anteriormente, finalmente chegaram à mesma conclusão, que pode ser considerada fundamental na teoria da erosão do catodo [33], i.e, “para os arcos de longa duração – e operando à pressão atmosférica – a fusão do material do eletrodo tem papel principal na erosão dos catodos de cobre. Assim, a erosão é associada com as propriedades do substrato de metal puro e não associada com as propriedades das camadas de óxidos na superfície do eletrodo. Isso parece ser verdade para camadas finas e grossas”.

Guile et al. concluíram que existe correlação inversa entre a taxa de erosão e a temperatura do material puro do eletrodo. Para calcular a taxa de erosão foi proposta a relação na forma de Arrhenius:

$$\frac{dm}{dt} = A \exp \left[-\frac{\Delta G_e}{kNT} \right],$$

onde dm/dt é a taxa média de erosão (kgs^{-1}); A é uma constante; ΔG_e é a energia de ativação da reação de erosão (Jmol^{-1}); k é a constante do Boltzman (JK^{-1}); N é o número de Avogadro (mol^{-1}); T é a temperatura da superfície do eletrodo (K).

Guile et al. verificaram a correlação dessa expressão da erosão com a experiência, usando a energia de ativação para uma coleção grande de diferentes processos com alta probabilidade de estarem envolvidos na erosão pelo arco. Esses processos são:

- eletroquímicos – injeção de íons do metal na camada superficial dos óxidos;
- químicos – decomposição dos óxidos $\text{Cu}_2\text{O} \rightarrow \text{CuO} + \text{O}$ e $\text{CuO} \rightarrow \text{Cu} + \text{O}$, evaporação Cu , CuO e Cu_2O , adsorção e desorção química do O_2 ;
- físicos – relaxação ou “quebra da ligações” interatômicas (que inclui a fusão de Cu , CuO e Cu_2O) ou ligações intermoleculares pela força do Van der Waals ou de London.

A análise mostrou que a energia de ativação da ligação interatômica, i.e. a fusão, do cobre puro desempenha o papel principal na erosão e mostra uma melhor correlação com os resultados experimentais, quando comparados com a variedade dos demais processos.

Desde o início, os cientistas também focalizaram sua atenção na estrutura complexa da mancha do arco do catodo [34-37]. Dois métodos principais de estudo da estrutura da mancha, o método dos autógrafos e ótico-fotográfico, são conhecidos. O método dos autógrafos identifica o tamanho da mancha pelo o traço (pegada) que deixa a mancha na camada condutiva especialmente preparada. No caso do método ótico fotográfico, as dimensões da zona de condução da corrente foram identificadas como as dimensões da área luminosa. Os dois métodos conseguiram detectar a estrutura interna complexa da mancha que é composta de micromanchas distintas. Supondo que a zona de transferência de corrente na mancha do arco corresponde à área destas micromanchas, obtemos valores da densidade de corrente extremamente altos (até 10^{12} Am^{-2}).

Por exemplo, no trabalho [36] é apresentado um estudo detalhado da estrutura da mancha utilizando o método ótico. Foram observados dois tipos de manchas: as manchas de primeiro tipo têm movimento rápido e intenso. A quantidade de manchas do primeiro tipo é proporcional à corrente. A velocidade do deslocamento dessas atinge $1\text{-}5 \text{ ms}^{-1}$ (com o crescimento da densidade de rugosidade superficial, a velocidade da mancha cresce abruptamente) e o tempo de vida é da ordem de $5\text{-}10 \text{ }\mu\text{s}$. A corrente, conduzindo pela mancha do primeiro tipo, depende do crescimento da corrente dI/dt e fica na faixa de $I = 5\text{-}20 \text{ A}$. Durante o tempo de vida da mancha, a densidade de corrente na mesma diminui constantemente, variando de um certo valor máximo, observado imediatamente depois da formação da mancha logo depois da ignição do arco, até um valor mínimo observado diretamente antes da fragmentação da mancha em fragmentos mais finos. A densidade de corrente para as manchas do primeiro tipo, para diferentes materiais do eletrodo, varia na faixa de $3 \times 10^8\text{-}10^9 \text{ Am}^{-2}$. O tempo de vida das manchas do primeiro tipo aumenta com o crescimento da corrente na mancha no tempo (dI/dt). O número de manchas depende do crescimento dI/dt e da corrente I . Com dI/dt constante, este número cresce linearmente com a corrente do arco I . No caso de corrente constante I , o número de manchas diminui com aumento de dI/dt . Ao mesmo tempo, junto com a fragmentação das manchas foi observada experimentalmente associação das manchas. A direção do espalhamento do plasma na região perto da superfície do eletrodo determina se as manchas depois da fragmentação podem existir separadamente ou se juntar de novo para criar uma única mancha.

A velocidade do deslocamento da mancha do segundo tipo geralmente não ultrapassa 10^{-1} ms^{-1} , com um tempo de vida de até $50 \text{ }\mu\text{s}$ e corrente na mancha de $I = 10\text{-}30 \text{ A}$, não depende

do crescimento do parâmetro dI/dt . As manchas deste tipo aparecem imediatamente depois daquelas do primeiro tipo. A densidade de corrente para as manchas do segundo tipo praticamente não varia durante o tempo de vida da mancha e permanece na faixa de $5 \times 10^8 - 2 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$. A velocidade do deslocamento das manchas do segundo tipo é visivelmente menor do que a velocidade de penetração do fluxo térmico para dentro do catodo. Este deslocamento é acompanhado pela fusão intensa do material do catodo, mas a velocidade desse não depende das condições na superfície.

A influência da pressão e tipo do gás plasmagênico na dinâmica do comportamento das manchas, a velocidade e o caráter do movimento dessas, pode ser descrita da seguinte forma: aumentando a pressão e a massa atômica do gás, a velocidade do movimento das manchas do primeiro tipo diminui e deste modo acelera-se a transição para o regime operacional do arco com as manchas do segundo tipo. A transição de manchas do primeiro tipo para as do segundo tipo é um fenômeno puramente térmico. Este processo acontece mais rápido (a) com o aumento da corrente e se existe a limitação da mobilidade das manchas do primeiro tipo, que facilitam o aquecimento local da superfície do catodo, ou (b) para materiais do eletrodo com condutividade térmica menor ou temperatura de fusão mais baixa. Sob certas condições (à pressão ou corrente baixa), quando é difícil a existência de manchas *separadas* do segundo tipo, tais manchas demonstraram a tendência de formar um grupo praticamente estacionário de manchas do segundo tipo (até que os campos térmicos dessas manchas sobrepõem-se). O número de manchas em um grupo geralmente está entre 15 e 20. O tempo de vida desse grupo está na faixa de $10^{-4} - 5 \times 10^{-3} \text{ s}$, aumentando com a diminuição da condutividade térmica e a temperatura de fusão do material do eletrodo.

Em [36] é apresentada, também, uma tabela resumida dos resultados experimentais das medidas da densidade de corrente utilizando os métodos do autógrafo e ótico. No caso do cobre, por exemplo, foi encontrada ampla variação (cinco ordens de grandeza) nos valores da densidade de corrente. Esse resultado pode ser explicado como devido às deficiências de ambos os métodos. Por exemplo, tendo em vista a correlação do tamanho da mancha com as propriedades do material do eletrodo, as dimensões obtidas pelo método dos autógrafos vão depender do material ou, em outras palavras, do mecanismo físico da erosão para um dado material. A suposição de que o diâmetro da mancha poderia ser identificado pela espessura do rastro não tem concordância nem com a teoria, nem com resultados experimentais, pelo menos para manchas que se movem

rapidamente. Então, o método de autógrafos não pode dar uma resposta sobre o diâmetro da mancha do catodo, quanto menos permitir calcular a densidade de corrente na mancha.

No método ótico-fotográfico a medida das dimensões da mancha exige um tempo de exposição adequado e também um equipamento registrador de alta sensibilidade. A redução do tempo de exposição resulta em perda de informação. Com exposição muito curta, o fluxo de luz registrado diminui, e, no caso de sensibilidade inadequada do aparelho, poderia ser registrada uma área de mancha menor que a correspondente à área mais luminosa. Contudo, os primeiros dados sobre estrutura da mancha catódica e os primeiros cálculos da densidade de corrente configuram resultados importantes para o desenvolvimento da teoria da erosão.

Com o aparecimento de métodos mais avançados de observação direta das manchas do arco na superfície do catodo, foram obtidos resultados inéditos, os quais indicaram estrutura mais fina da mancha catódica. No trabalho [38] os autores, utilizando a imagem de uma câmera especial de alta velocidade (converting High Speed Framing Câmera, que combina resolução espacial de micrometros e resolução temporal de nanosegundos com sensibilidade ótica alta), mostraram que uma mancha catódica separada, com dimensão transversal de aproximadamente 100 μm (análoga da mancha do segundo tipo em [36]), consiste de um certo número de manchas microscópicas simultâneas. Tais micromanhas (análogas da mancha do primeiro tipo em [36]) têm dimensões na faixa de 10-20 μm . A distância entre micromanhas vizinhas está na faixa de 20-50 μm . O tempo de existência dessas micromanhas catódicas para materiais diferentes (Ti, Cu, C) está na faixa de algumas centenas de nanosegundos até alguns microsegundos. Por exemplo, para o cobre o tempo médio de vida é aproximadamente de 3 μs . Durante esse tempo, a posição da micromanha permanece constante (dentro de um limite máximo de 2-3 μm aproximadamente). A densidade de corrente na micromanha foi calculada aproximadamente e está na faixa de 10^{10} - 10^{11} Am^{-2} . Mostrou-se [38], que a emissão ótica da mancha consiste em duas partes: (a) espectro de linhas de emissão do plasma, principalmente, de linhas do vapor metálico do material do eletrodo no plasma; (b) espectro contínuo da emissão térmica da superfície da mancha [38, 39]. Considerando que a emissão térmica é uma parte pequena da emissão total, o limite superior da temperatura da mancha pode ser estimado. Para o cobre esse limite é aproximadamente 3000 K [38].

Resultados recentes do estudo da estrutura da mancha do arco, utilizando métodos óticos de alta precisão (imagens de câmera especial e de microscópio de longa distância) para descargas

no vácuo e gases diferentes, são apresentados em [40-43]. No vácuo e para superfície limpa do catodo, os vários “fragmentos” (como são chamados pelos autores) de tamanho de 10-20 μm poderiam formar uma mancha isolada de tamanho até 50 μm (macromanha). No caso de pressão atmosférica, os fragmentos permanecem separados, tendo o tamanho muito pequeno ($\leq 5 \mu\text{m}$). No vácuo fragmentos separados são muito móveis, o tempo de formação e o tempo de vida desses estão na faixa de 1 ns (para cobre < 50 ns). Os fragmentos, congregando e formando uma mancha isolada, tornam-se mais lentos, com tempo característico < 50 ns (para cobre < 100 ns). O movimento e seqüência rápida de aparecimento e desaparecimento de tais fragmentos determinam o comportamento da mancha completa. Apesar do progresso significativo nos últimos anos do estudo da estrutura e comportamento da mancha catódica no vácuo, há relativamente pouca informação disponível sobre a dinâmica e interação das manchas para catodos “frios” em *atmosfera de gases diferentes*.

Simultaneamente com os estudos dos processos na superfície do eletrodo, foi dedicada uma atenção considerável ao estudo dos métodos que permitem diminuir a taxa de erosão. Como foi mencionado anteriormente, um dos melhores métodos para proteger o eletrodo da destruição rápida é o movimento da mancha do arco ao longo da superfície do eletrodo. Isso é realizado através de uma força externa aerodinâmica (vórtice do gás) ou eletromagnética. O último método tem mais vantagens. Além de diminuir a taxa de erosão, esse método possibilita atingir maior velocidade da mancha em comparação com o método aerodinâmico. Na literatura são apresentadas as várias tentativas para achar a correlação entre campo magnético externo e a taxa de erosão. Alguns cientistas acharam (Dethlefsen (1968) e Alferov et al (1971)) que o aumento no campo magnético provoca diminuição da taxa de erosão devido ao aquecimento uniforme do eletrodo e aumento na taxa de transferência de calor.

Porém, como mostraram Guile et al [24], essa hipótese não é necessariamente verdade. Para eletrodo cilíndrico de cobre, com arco movido pelo campo magnético, foi mostrado que com o aumento da velocidade do arco a taxa de erosão do catodo aumenta até uma certa velocidade, após a qual começa a diminuir. Portanto, a dependência entre a taxa de erosão e o campo magnético tem forma mais complexa [24]. No trabalho [31], os autores mostram que somente o campo magnético transversal (e não a velocidade do arco) determina o máximo e mínimo da taxa de erosão. Tal conclusão foi baseada nos resultados experimentais para diferentes materiais do catodo. Além disso, é necessário evidenciar mais um resultado interessante deste trabalho: no

caso do catodo de cobre, com arco movendo-se com velocidade fixa, existem duas taxas da erosão completamente diferentes. A taxa maior da erosão ocorre no caso de camadas grossas de óxido, com espessura de centenas de nanômetros, enquanto a taxa menor ocorre no caso de camadas de óxido finas, com variação da espessura de 10-100 nm. Tal fenômeno foi observado para diferentes correntes de 45 a 400 A. Os autores tentaram explicar este fenômeno através do efeito de Schubnikov – de Haas, do efeito magneto-térmico, do efeito de “hot-electron magneto-phonon” e efeito da impureza magnética (magneto-impurity effect), mas não chegaram à uma conclusão definitiva. Isso mais uma vez mostra a variedade dos processos envolvidos na mancha do arco elétrico no gás.

Recentemente, a dependência da erosão da superfície contaminada pelas camadas de óxido foi estudada por Szente R.N. et al. Os autores, em [44], estudaram a influência da velocidade do arco na taxa de erosão do catodo com mistura de argônio e nitrogênio em proporções diferentes e obtiveram resultados interessantes. Foi mostrado que a composição do gás tem grande influência na velocidade do arco e, conseqüentemente, na taxa de erosão. Por exemplo, a taxa de erosão em argônio pode ser drasticamente reduzida através da adição de somente 1% do nitrogênio. Além disso, foi descoberto que a taxa de erosão continua a diminuir com o aumento da concentração de nitrogênio na mistura dos gases e essa diminuição correlaciona fortemente com o aumento da velocidade do arco na superfície do eletrodo.

Em [45], os mesmos autores continuaram o estudo da influência do gás plasmagênico (argônio, ar, nitrogênio, amônia e as misturas destes com argônio) na taxa de erosão do eletrodo de cobre. Foi concluído que a causa principal da alta taxa de erosão obtida no caso do argônio é a velocidade baixa do arco. Foi proposta a idéia da existência da força de “resistência” superficial (surface drag force) que diminui a velocidade do arco. É conhecido que o arco em argônio é muito comprido. De um lado o arco comprido tem mancha mais difusa, mas por outro lado tal arco é submetido à resistência aerodinâmica maior. Para gases poliatômicos (ar, nitrogênio, amônio, CO) a velocidade do arco não mais está limitada pela resistência forte da superfície, pois o diâmetro do arco é menor. Portanto, nesse caso a velocidade do arco é maior e a taxa de erosão reduz-se significativamente em comparação com argônio puro.

A correlação da taxa de erosão E (gC^{-1}) versus a energia depositada na unidade de área da superfície do eletrodo X (Jcm^{-2}) pode ser apresentada da seguinte forma: $E = aX^n$ [45], onde os valores de “ a ” e “ n ” dependem da química do sistema. A correlação nessa forma supõe

que a erosão do eletrodo pelo arco elétrico com rotação magnética é determinada pelos efeitos térmicos, além dos quais existe também influência forte dos processos químicos. Szente et al. concluíram: “em primeiro lugar que a erosão é um fenômeno térmico, mas os processos químicos na superfície do eletrodo podem influir fortemente na taxa de erosão através de comportamento do arco”.

Conseqüentemente, o efeito da alta velocidade pode ser explicado pela dimensão menor da coluna do arco para gases poliatômicos e pela densidade reduzida da energia da resistência superficial. Claro, que neste caso, o tempo de residência da mancha do arco na superfície diminui e, portanto, a taxa de erosão, relacionada com o tempo de residência, é bastante reduzida.

Como um exemplo de outra solução do problema da alta erosão, é muito útil aqui fazer um resumo dos resultados do estudo dos processos de erosão para os gases plasmagênicos não típicos. Em [46] foram apresentados os resultados experimentais da taxa de erosão, tensão elétrica, velocidade para arco com rotação magnética, gases plasmagênicos de vapor de água e misturas de vapor, hidrogênio e oxigênio com argônio. A taxa de erosão e, conseqüentemente, a resistência da superfície para plasma no vapor de água e oxigênio são bastante mais reduzidas do que para argônio e hidrogênio, sendo que o vapor de água é muito semelhante ao processo com oxigênio. Para todos os três gases (vapor, hidrogênio e oxigênio) a velocidade do arco aumenta com o crescimento da concentração de tais gases em argônio. Os autores explicaram tal efeito pela redução da resistência aerodinâmica do arco. Recentemente dados mais interessantes foram divulgados em [47] para eletrodos de titânio, aço inoxidável e liga de cobre e níquel em atmosfera de argônio e nitrogênio. Para a corrente típica de 100 A e argônio, todos os materiais testados têm taxa de erosão menor que no caso do cobre, obtendo a erosão mínima no caso de titânio e aço inoxidável. Para corrente mais elevado de 300 A, entretanto, a taxa de erosão do titânio em argônio aumenta de uma ordem de grandeza, enquanto a do aço inoxidável permanece em nível baixo. Foi concluído que os metais com óxidos mais estáveis na superfície mostram erosão menor. Provavelmente as camadas dos óxidos nativos ou de óxido formado pela quantidade restante de oxigênio no gás plasmagênico (argônio) intensificaram a emissão eletrônica, permitindo o aumento da velocidade do arco e, conseqüentemente, reduzindo a taxa de erosão.

Em [48, 49] foi mostrado que pequenas concentrações de gases poliatômicos em argônio, para arcos com rotação magnética, além de diminuir a taxa de erosão, contaminam fortemente a

superfície do catodo. Isso modifica todos os parâmetros do arco (tensão, velocidade, taxa de erosão, resistência superficial, etc.) mudando-se as condições da emissão na superfície do catodo. Este fenômeno provoca diferenças nas temperaturas da superfície do eletrodo, devido à diferença nas velocidades do arco e, provavelmente, nas distribuições das densidades de corrente.

Portanto, a velocidade do arco torna-se um parâmetro importante para determinar a taxa de erosão. Baseando-se nos dados experimentais, foi confirmado que no caso do movimento do arco no campo magnético transversal, este pode ser considerado como uma coluna rígida e, conseqüentemente, a velocidade do arco pode ser determinada aplicando o balanço entre as forças aerodinâmicas e magnéticas para o arco [20, 48, 49]. Isso permitiu obter para o nitrogênio puro a correlação da velocidade do arco “ v ” com o campo magnético externo “ B ” na seguinte forma $v \sim B^{0.60}$. Esta relação é sustentada pelos resultados de outros autores [50].

Juntamente com a velocidade do arco, um outro parâmetro característico de grande importância dos processos da erosão é a distribuição da corrente na mancha do arco. Três métodos diferentes são utilizados normalmente para caracterizar a ligação do arco com a superfície e determinar a densidade de corrente. Os dois primeiros são os métodos dos autógrafos e ótico-fotográfico, já descritos acima. O terceiro, método mais novo, é baseado na utilização da sonda de tensão no eletrodo bipartido (este método está descrito em detalhes em [51]). Usando este método foram obtidos resultados experimentais da densidade de corrente para diferentes gases (Ar, He, Ar + 0,3%CO, He + 0,3%CO, He + 0,4%N₂, N₂, CO) e parâmetros operacionais (campo magnético e velocidade do arco) [52]. Baseando-se em tais resultados, pode-se concluir que três fatores têm forte influência na distribuição da corrente: o primeiro é a composição da superfície devido à contaminação; o segundo fator é o valor do campo magnético transversal usado para o movimento do arco; o terceiro fator é a velocidade do arco. Além disso, existe forte correlação entre a densidade de corrente e a taxa de erosão. Mais tarde, confirmando a idéia de Guile [33], Szente et al. formularam a seguinte conclusão [53]: a erosão do catodo é um fenômeno físico controlado pela transferência de calor. A erosão é causada pelo calor localizado que não pode ser dissipado pela condução para dentro do eletrodo ou pela radiação e convecção para fora da superfície do eletrodo.

Portanto, podemos concluir que os três parâmetros que governam a erosão do eletrodo de cobre são, a saber: (1) o tempo de residência do arco; (2) diâmetro da mancha do arco; (3) a distribuição do fluxo da energia (corrente e calor) na mancha. A composição química do sistema

é importante, pois ela afeta estes parâmetros, mas não diretamente, como, por exemplo, a reação química entre eletrodo e o plasma.

É claro que o diâmetro da mancha é o parâmetro necessário para definir-se a densidade de corrente na mancha. Mas ao mesmo tempo, os resultados das medidas desse parâmetro são, até agora, dependentes da metodologia utilizada. Além disso, ainda é uma incógnita a distribuição de corrente na mancha [51, 52]: os resultados mostram distribuição assimétrica tanto na direção do movimento do arco quanto na direção perpendicular. No caso do eletrodo de cobre e ar, a situação é mais complexa, pois a superfície de tal eletrodo é contaminada pelas camadas de óxido que torna impossível determinar a zona condutiva da corrente. Tudo isso complica a descrição do fenômeno macroscópico da erosão, incluindo todos os fenômenos microscópicos na mancha e camadas de óxido. Portanto, deixando o estudo dos fenômenos microscópicos na superfície do eletrodo, foi criado o modelo termofísico baseado nos resultados experimentais e teóricos acumulados anteriormente [14]. Esse modelo trabalha com parâmetros médios (densidade efetiva de corrente, densidade de fluxo de calor, etc.) e é um modelo simplificado, destinado em primeiro lugar a cálculos de engenharia, mas ao mesmo tempo incluindo os parâmetros de grande influência nos processos da erosão – tempo de residência do arco, velocidade do arco, fluxo térmico do arco etc. Os postulados básicos do modelo termofísico são descritos no próximo capítulo.

2. Modelo Termofísico da Erosão

No presente capítulo estamos apresentando a formulação teórica para os dois tipos de movimento do arco (contínuo e descontínuo), junto com a descrição concisa dos métodos experimentais para determinar os parâmetros fundamentais do modelo teórico mencionado. O objetivo principal do modelo é caracterizar quantitativamente o nível de destruição do eletrodo devido à interação com a mancha do arco elétrico.

O modelo termofísico baseia-se na substituição da mancha real do arco elétrico por uma fonte térmica superficial imaginária e móvel de calor. No modelo teórico em questão estamos assumindo que essa fonte tem forma circular com densidade uniforme de fluxo térmico q_0 dentro de sua área e apresenta velocidade de deslocamento v constante (consideramos só o valor médio no espaço e no tempo do fluxo térmico, e desprezamos a estrutura complexa da mancha). A densidade de fluxo térmico q_0 pode ser obtida utilizando o balanço de energia na superfície do catodo.

Em geral, com relação aos processos na superfície do catodo, podemos afirmar que o catodo recebe energia principalmente pelo bombardeio dos íons (os quais transferem ao catodo energia cinética, armazenada durante a aceleração na queda de tensão catódica ΔU_c) e a dissipa através dos elétrons. Os íons também poderiam transferir ao catodo a energia de recombinação U_i armazenada no processo de ionização. Além disso, o catodo recebe a energia da coluna do arco e do jato de plasma por condutividade térmica, por processo de radiação, por reações químicas e, em fim, por efeito Joule.

De outro lado, a dissipação de energia da superfície do catodo envolve processos de emissão de elétrons, transferência de calor por condução para o interior do eletrodo (que tem temperatura menor) e, para certas condições, por radiação. A parte da energia que entra ao interior do eletrodo é utilizada nos processos de fusão, evaporação, ionização do material do eletrodo, etc.

Considerando todos os processos mencionados acima, o balanço de energia na superfície do catodo pode ser escrito na seguinte forma (todos os termos expressos em Watts por Ampere) [54]:

$$(1-\alpha)(\varepsilon \cdot \Delta U_c + U_i - \varphi_0) - \alpha \phi_- - \rho' - \zeta - \xi + \xi' + \eta + \chi = 0, \quad (2.1)$$

onde o primeiro termo $(1-\alpha)(\varepsilon \cdot \Delta U_c + U_i - \varphi_0)$ é o aquecimento do catodo pela energia cinética dos íons; ΔU_c é a queda de potencial na região próxima ao eletrodo (catodo); U_i é a energia de ionização do gás; φ_0 é a função normal de trabalho do material do eletrodo; α é a parte da corrente transferida pelos elétrons; ε é a parte da energia dos íons transferida ao catodo (coeficiente de acomodação). Os outros termos em (2.1) estão relacionados com os processos de refrigeração do catodo devido à emissão dos elétrons, radiação, evaporação e, também, aquecimento por fontes secundárias. Aqui, ϕ_- é a função efetiva de trabalho do material do eletrodo (a parte reduzida da função φ_0 devido à presença de campo elétrico alto na região próxima à superfície do eletrodo); ρ' é a energia de radiação da superfície do eletrodo; ζ é a perda do calor devido a evaporação do material do eletrodo; ξ é a parte do calor conduzida ao interior do eletrodo; ξ' a parte da energia recebida do gás através dos processos de condução e convecção; η a energia recebida pela superfície das fontes externas e χ representa as fontes secundárias de energia.

A relação (2.1) envolve vários termos com valores de grande incerteza. Entre eles está um dos mais importantes termos – a queda de potencial na região próxima ao eletrodo (ΔU_c). O valor de ΔU_c foi obtido somente para uma categoria limitada de descargas elétricas – arcos estacionários. Por outro lado, a medida da queda de potencial catódico (entre outros parâmetros que entram no (2.1)) para arcos em movimento rápido é uma questão ainda mais complexa. Então, para medir a densidade de fluxo térmico q_0 e ao mesmo tempo evitar as dificuldades presentes na relação (2.1) o modelo propõe a medida de fluxo térmico integral pela mancha do arco Q_0 e introduz (no lugar da queda de potencial catódico ΔU_c) o equivalente em Volts do fluxo térmico na mancha do arco U , que pode ser definido da seguinte forma:

$$U = \frac{Q_0}{I}, \quad (2.2)$$

onde I é corrente elétrica. A partir disso a densidade de fluxo térmico q_0 pode ser determinada como

$$q_0 = jU = \frac{4Q_0}{\pi d^2}, \quad (2.3)$$

onde j é a densidade efetiva de corrente na mancha; d é o diâmetro da mancha.

Além disso, suponhamos que o início da macrodestruição do eletrodo (catodo) está relacionado com processos de macrofusão na mancha do arco elétrico. Tanto processos microscópicos (emissão iônica e eletrônica, processos químicos nas camadas superficiais de óxidos, etc.) quanto outros que ainda não estão bem compreendidos, mas que também influenciam no processo de erosão, são *mediados* pela introdução de uma fonte imaginária de calor no lugar da mancha real. Neste caso, as propriedades energéticas da mancha e as propriedades termofísicas do material do eletrodo, junto com os parâmetros operacionais, são elementos característicos do processo da macroerosão do eletrodo.

O movimento rápido da mancha do arco na superfície do eletrodo não-refratário (eletrodo frio) sob a ação do campo magnético externo ou vórtice de gás é condição necessária para evitar que o material do eletrodo atinja a temperatura de fusão por causa dos valores extremamente altos da densidade de fluxo de calor. O modo de movimentação (contínuo ou descontínuo) da mancha tem forte correlação com as condições da superfície do eletrodo e a composição do gás plasmagênico. O movimento contínuo da mancha é possível para certas composições de gases [44, 45]. No caso geral, o movimento da mancha tem caráter irregular, provocado pela resistência da superfície [18, 45] e/ou jatos catódicos [12], que conduzem ao aumento da taxa de erosão. Portanto, o regime de movimento contínuo (movimento regular) da mancha pode ser considerado como o regime ideal com erosão mínima. De maneira contrária, o regime de movimento descontínuo é o que apresenta nível elevado de erosão. Na realidade, o movimento da mancha do arco é uma mistura caótica dos dois regimes mencionados. O modelo termofísico proposto oferece uma solução para ambos os regimes do movimento da mancha do arco elétrico. Com este objetivo estabelecido apresentamos, em seguida, a estrutura do modelo.

2.1 Modelo da Erosão para Movimento Contínuo do Arco

No modo contínuo, a mancha do arco se desloca sobre a superfície do eletrodo em velocidade constante v , o que distribui o efeito térmico da mancha sobre uma área maior e diminui a destruição do eletrodo pela erosão.

A fusão do eletrodo é, portanto, um fenômeno relacionado com o tempo de residência (ou exposição) τ_r de certo ponto do eletrodo sob a mancha do arco. Considerando uma mancha de arco de forma circular de diâmetro d , com densidade de fluxo de calor uniforme na mancha dado por (2.3) o valor máximo desse tempo de exposição será

$$\tau_{\max} = \frac{d}{v}, \quad (2.4)$$

onde v é a velocidade de deslocamento da mancha na superfície do eletrodo (supondo que o arco move-se com velocidade constante sobre a superfície do eletrodo, $v = \text{const}$). Vamos considerar o valor do tempo de residência de um ponto como dado pelo tempo de residência máximo, i.e. (2.4).

De acordo com dados da literatura, sabe-se que se a densidade de corrente na mancha do arco não excede 10^{11} – 10^{12} A/m² (para o cobre), então o efeito de aquecimento Joule do eletrodo pode ser desprezado [55]. Essa condição possibilita a substituição da mancha real pela fonte superficial de calor, que é fundamental no presente modelo. O eletrodo é considerado como um corpo semi-infinito, i.e., $d \ll b$, onde b é a espessura da parede do eletrodo. Os dados experimentais mostram que o tempo de residência da mancha do arco τ_r satisfaz a seguinte

condição $Fo = \frac{a\tau_{\max}}{d^2} \approx \frac{\delta^2}{d^2} \ll 1$, onde Fo é o número de Fourier [55-57], $a = \lambda/(\rho \cdot c_p)$ é a

difusividade térmica do material do eletrodo, λ é a condutividade térmica do material do eletrodo, ρ é a densidade do material do eletrodo, c_p é o calor específico do material do eletrodo, δ é a profundidade do material aquecido do eletrodo. Em outras palavras, podemos considerar que o arco aquece apenas uma fina camada de material δ do eletrodo sob a mancha, sendo desprezível a propagação de calor ao longo da superfície (coordenadas x e y). Isso significa que a profundidade de penetração do calor vale $\delta_{\max} = \sqrt{(4a\tau_{\max}/\pi)} \ll d$, ou seja, os

gradientes de temperatura na direção da coordenada z (direção perpendicular à superfície do eletrodo) são muito maiores em relação aos gradientes de temperatura na direção das coordenadas x e y .

As suposições do modelo mencionadas acima simplificam significativamente a solução das equações tridimensionais de condução de calor, o que permite obter imediatamente uma expressão analítica para a temperatura $T(z, \tau)$ de um ponto localizado sob a mancha do arco, resolvendo apenas a equação *unidimensional* da difusão de calor na direção z para a descrição do aquecimento do eletrodo dentro da mancha do arco sob a condição de contorno de segunda ordem, i.e. $q_0 = const$:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} \quad (\infty > z \geq 0, \tau_0 > \tau > 0) \quad (2.5)$$

com a condição inicial em $\tau = 0$,

$$T(z, 0) = T_0 = const \quad (2.6)$$

e condições de contorno em $z = 0$ e $z = \infty$, respectivamente,

$$q_0 = -\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial z}, \quad \frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0, \quad (2.7)$$

onde T_0 é a temperatura inicial da superfície do eletrodo. A solução desse problema é dada pela seguinte equação [14, 58, 59]

$$T(z, \tau) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad (2.8)$$

onde a função “ierfc” é definida como

$$\operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau}}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{z^2}{4a\tau}\right)\right] - \frac{z}{\sqrt{\pi a\tau}} \int_{z/(2\sqrt{a\tau})}^{\infty} \exp[-u^2] du.$$

Para qualquer ponto na superfície ($z = 0$) a equação (2.8) tem a seguinte forma mais simples:

$$T(0, \tau) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a\tau}{\pi}}. \quad (2.9)$$

De equação (2.9) obtém-se o tempo $\tau = \tau_0$ para a superfície do eletrodo atingir a temperatura de fusão do material $T(0, \tau_0) = T_f$:

$$\tau_0 = \frac{\pi}{4a} \left[\frac{(T_f - T_0)\lambda}{q_0} \right]^2. \quad (2.10)$$

Segundo o modelo [14], a macroerosão tem início no momento em que o tempo de residência τ_r alcançar o valor τ_0 , ou quando a temperatura de um ponto qualquer no eletrodo, sob a mancha do arco, atingir a temperatura de fusão T_f do material do eletrodo. Em seguida, consideramos que até o tempo $\tau < \tau_0$ o calor removido para o corpo do eletrodo por condução térmica é igual ao calor transferido pelo arco na mancha Q_0 . A partir de $\tau = \tau_0$, quando toda a superfície em $z = 0$ está na temperatura $T = T_f$ e a superfície começa a fundir, calcula-se a quantidade de calor removida do interior do corpo do eletrodo. Supondo que a camada fundida seja desprezível, resolve-se a equação de condução de calor sob a condição de contorno de primeira ordem:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} \quad (\infty > z \geq 0, \tau \geq \tau_0) \quad (2.11)$$

com a condição inicial que foi obtida anteriormente ($\tau = \tau_0$),

$$T(z, \tau_0) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau_0} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau_0}} \right) \quad (2.12)$$

e condição de contorno,

$$T(0, \tau) = T_f, \quad \frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0. \quad (2.13)$$

A solução desse problema tem a seguinte forma [57]:

$$q = \frac{\lambda(T_f - T_0)}{\sqrt{\pi a(\tau - \tau_0)}} - \frac{2q_0}{\pi} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} \right). \quad (2.14)$$

Utilizando a equação (2.10), podemos obter a expressão para a densidade de fluxo de calor que é removida para o interior do eletrodo q_r para tempo $\tau \geq \tau_0$:

$$q_r = \frac{2q_0}{\pi} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} \quad (2.15)$$

e $q_r = q_0$ para tempo $\tau_0 > \tau > 0$.

A mancha do arco, que se desloca na distância $l_0 = \tau_0 v$ na direção Y (vide Figura 2.1), pode, então, ser dividida em duas áreas, separadas pela linha **ABC**, uma área **AFCBA**, que não alcançou a temperatura T_f e a outra **ABCD**, que a alcançou, a qual vamos chamar de zona de fusão, cuja temperatura é igual a T_f em qualquer ponto dessa área. Obviamente, pelas mesmas razões acima, fora dos limites da mancha, consideramos a temperatura do eletrodo igual a T_0 (temperatura inicial). Admite-se, portanto, neste modelo simplificado, nas extremidades da mancha (na região da linha **ADC**) uma transição abrupta, de uma região do eletrodo com temperatura T_f para outra com temperatura T_0 . Podemos anotar que o valor de fluxo térmico removido ao interior do eletrodo dentro da área de fusão q_r varia em função do tempo τ ou distância l .

Para calcular o fluxo térmico integral removido para o interior do eletrodo Q_r pela área **ABCD** é necessário integrar a expressão (2.15), levando em consideração somente a área de fusão (**ABCD**), na seguinte maneira:

$$Q_r = \frac{2q_0}{\pi} \iint_{F_{ABCD}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} dF. \quad (2.16)$$

Para a integração os parâmetros τ , τ_0 e os limites de integração devem ser escritos em termos de x , y , l_0 e $r = d/2$ na seguinte forma (vide ponto arbitrário dentro de zona de fusão **P** na Figura 2.1):

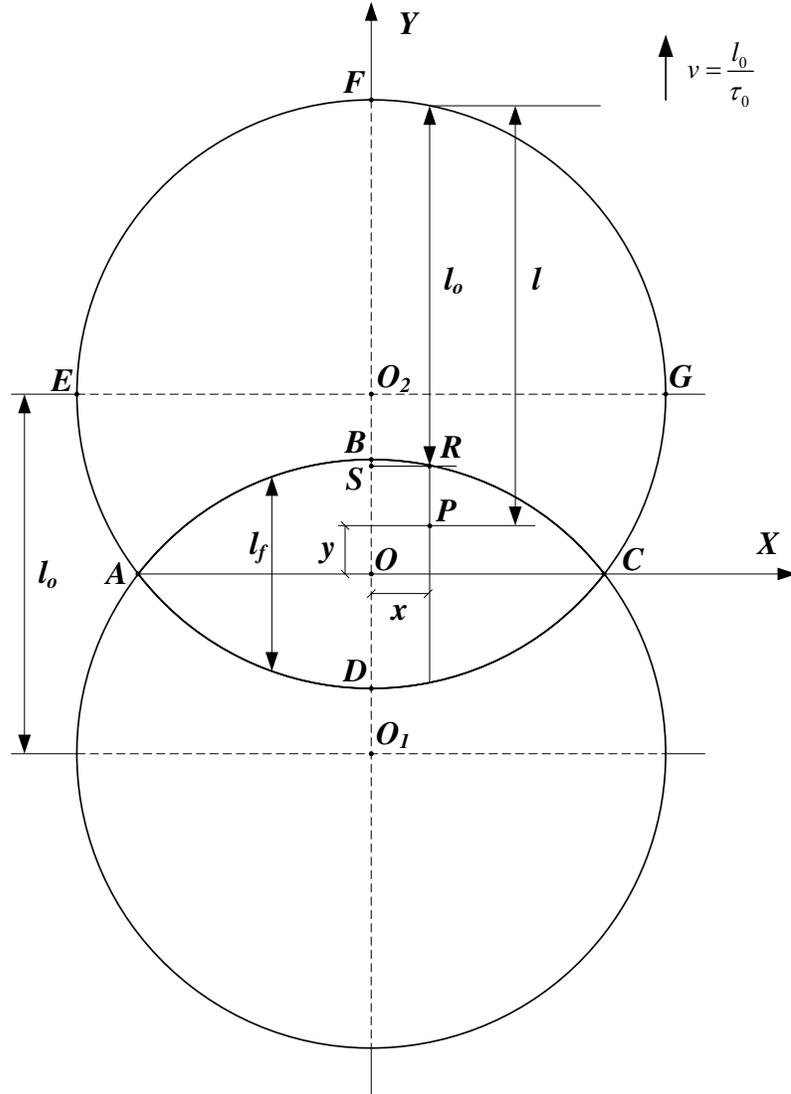


Figura 2.1 Esquema da mancha do arco para o modelo de movimento contínuo.

$$\begin{aligned}
 O_1O &= l_0/2; \quad OS = \sqrt{r^2 - x^2} - l_0/2; \\
 PR &= v(\tau - \tau_0) = \sqrt{r^2 - x^2} - l_0/2 - y; \quad OC = \sqrt{r^2 - l_0^2/4}
 \end{aligned}
 \tag{2.17}$$

Então, a equação (2.16) pode ser reescrita na seguinte forma

$$Q_r = \frac{4q_0}{\pi} \int_0^{\sqrt{r^2 - l_0^2/4}} dx \int_{-(\sqrt{r^2 - x^2} - l_0/2)}^{\sqrt{r^2 - x^2} - l_0/2} \tan^{-1} \frac{\sqrt{l_0}}{\sqrt{\sqrt{r^2 - x^2} - l_0/2 - y}} dy.
 \tag{2.18}$$

Resolvendo a última integral e simplificando temos

$$Q_r = \frac{8q_0 r^2 \beta \sqrt{f}}{\pi} \int_0^1 \sqrt{\gamma(p) - f} dp - 4q_0 r^2 \beta f + \frac{8q_0 r^2 \beta}{\pi} \int_0^1 \gamma(p) \tan^{-1} \frac{\sqrt{f}}{\sqrt{\gamma(p) - f}} dp, \quad (2.19)$$

onde os parâmetros são definidos:

$$f = l_0 / d; \quad \beta = \sqrt{1 - f^2}; \quad p = x / r \sqrt{1 - f^2}; \quad \gamma(p) = \sqrt{1 - p^2 (1 - f^2)}.$$

O parâmetro f pode ser definido como o grau de extensão da zona de fusão **ABCD**A (vide Figura 2.1), onde

$$f = \frac{l_0}{d} = \frac{\tau_0 v}{d} = \frac{\tau_0}{\tau_r}. \quad (2.20)$$

Usando as equações (2.3), (2.4), (2.10) e (2.20) é possível mostrar que o parâmetro f pode ser apresentado na seguinte forma [14]

$$f = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8aj^{1.5} U^2 I^{0.5}} = \frac{\pi^{1.5} \lambda^2 s T_f (1 - \theta)^2}{8aj^{1.5} U^2}, \quad (2.21)$$

onde θ é o parâmetro adimensional $\theta = T_0 / T_f$ e o parâmetro

$$s = \frac{v}{\sqrt{I}} \quad (2.22)$$

denominado velocidade normalizada.

O modelo considera que na área **AFCBA** (onde $T < T_f$), o calor integral Q_0 que entra pela mancha do arco é igual ao calor Q_r removido ou entregue para o interior do corpo do eletrodo, ou $Q_0 = Q_r$. Na área de fusão **ABCD**A (onde $T = T_f$) consideramos que a diferença $(Q_0 - Q_r) > 0$ é igual ao calor total de erosão Q_{er} , usado no processo de fusão do eletrodo ao longo da área **ABCD**A, i.e. [14],

$$Q_{er} = Q_0 - Q_r. \quad (2.23)$$

Tomando-se a hipótese de que a erosão do eletrodo origina-se na zona de fusão e de que a taxa de erosão de massa do eletrodo G ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) é proporcional ao calor de erosão Q_{er} [14], podemos definir

$$Q_{er} = h_{ef} G = h_{ef} g I, \quad (2.24)$$

onde I é a corrente elétrica; h_{ef} é denominada entalpia efetiva de erosão; G é a taxa da erosão em massa (kg/s); g é a erosão específica (kg/C). O parâmetro h_{ef} é um parâmetro integral, que inclui todos os processos físicos (aquecimento, fusão, vaporização, aquecimento e ionização do vapor, reações químicas homogêneas e heterogêneas, etc.) que acompanham a transformação do material na mancha do arco da fase sólida até a condição de plasma.

Então, para calcular o calor integral da erosão Q_{er} é necessário calcular o valor de Q_0 e Q_r . O valor de Q_r já foi calculado e está apresentado em sua forma final na expressão (2.19). O cálculo de Q_0 é mais trivial (supondo-se uniforme a densidade q_0 sobre toda a mancha, Q_0 pode ser obtido como proporcional à área de fusão **ABCD**):

$$Q_0 = IU \frac{F_{ABCD}}{\pi r^2} = \frac{2IU}{\pi r^2} \int_0^{\sqrt{r^2 - l_0^2/4}} l_f(x) dx = \frac{2IU}{\pi r^2} \int_0^{\sqrt{r^2 - l_0^2/4}} (2\sqrt{r^2 - x^2} - l_0) dx, \quad (2.25)$$

que depois de simplificado tem a seguinte forma

$$Q_0 = \frac{2IU}{\pi} (\sin^{-1} \beta - f \beta). \quad (2.26)$$

Utilizando os resultados, equações (2.19) e (2.26) podemos calcular o valor integral do calor da erosão Q_{er} [14]:

$$Q_{er} = UWI, \quad (2.27)$$

onde W , uma função do parâmetro f , é dada pela seguinte expressão:

$$W = \frac{2}{\pi} \left[\sin^{-1} \beta + f \beta - \frac{4}{\pi} \beta (\sqrt{f} w_1 + w_2) \right]. \quad (2.28)$$

Na equação (2.19) as funções w_1 e w_2 β são funções do parâmetro f :

$$\beta = \sqrt{1-f^2}, w_1 = \int_0^1 \sqrt{\gamma(p)-f} dp; w_2 = \int_0^1 \gamma(p) \tan^{-1} \frac{\sqrt{f}}{\sqrt{\gamma(p)-f}} dp. \quad (2.29)$$

A função W pode ser aproximada pela expressão em função do f [14]:

$$W \approx W' = 1 - f \left(\frac{7,13}{2,475 + f} + \frac{0,442}{0,04 + f} - 1,477 \right). \quad (2.30)$$

Utilizando-se as equações (2.24) e (2.27), obtém-se finalmente a expressão para a erosão específica na seguinte forma:

$$g = g_0 + \frac{UW}{h_{ef}}, \quad (2.31)$$

onde foi introduzido o termo de microerosão $g_0 = const$, necessário para a equação poder satisfazer os resultados experimentais. A expressão UW em (2.31) chamamos de Volt-equivalente do calor de erosão:

$$U_{er} = UW \quad (2.32)$$

ou utilizando (2.31)

$$U_{er} = (g - g_0) h_{ef}, \quad (2.33)$$

isto é, U_{er} é uma função linear de g .

A análise da função W na equação (2.28) mostra que $1 \geq W \geq 0$ para $0 \leq f \leq 1$. Então, assumindo que $W \equiv 0$ para $f > 1$, a erosão pode ser dividida em duas regiões em relação ao valor de f : região da microerosão (para $f > 1$) e macroerosão (para $0 \leq f \leq 1$). Vale lembrar mais uma vez, que o presente modelo é válido somente para $f \leq 1$, pois assumimos que a existência da zona de macrofusão é condição necessária para o começo do processo de erosão.

2.2 Modelo da Erosão para Movimento Descontínuo do Arco

Em geral, os pressupostos básicos do modelo descontínuo (ou em passos, ou pulos) são os mesmos do modelo contínuo. Supomos que a mancha se desloca *infinitamente* rápida entre pontos da superfície, distantes de um valor L , o passo do salto. Neste caso, o tempo de residência de um ponto na mancha será dado por

$$\tau_r = \frac{L}{v}, \quad (2.34)$$

onde v é a velocidade média do deslocamento da mancha do arco (que pode ser obtida através da frequência de rotação do arco elétrico). Agora, consideramos que, após passado o tempo τ_0 , a fusão ocorre simultaneamente em toda a área da mancha. Conseqüentemente, para calcular a remoção de calor por unidade de área da mancha (em Jm^{-2}), do momento do início da fusão τ_0 a um momento arbitrário de tempo τ_r , é necessário integrar a solução (2.15) em relação ao tempo (e não em espaço, como isso foi realizado no modelo de movimento contínuo), nos limites de τ_0 ao τ_r . Introduzimos a seguinte notação:

$$q_r|_{\tau_0}^{\tau_r} \equiv \frac{2q_0}{\pi} \int_{\tau_0}^{\tau_r} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} d\tau. \quad (2.35)$$

Resolvendo essa integral, temos

$$q_r|_{\tau_0}^{\tau_r} \equiv \frac{2q_0}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} (\tau_r - \tau_0) + \sqrt{\tau_0 (\tau_r - \tau_0)} - \tau_r \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_r - \tau_0}} \right]. \quad (2.36)$$

A densidade de calor removida (em Jm^{-2}) por unidade de área da mancha do arco, do começo do aquecimento, durante o período τ_r , incluindo o período $\tau < \tau_0$ é dada por

$$q_r|_0^{\tau_r} = q_0 \tau_0 + q_r|_{\tau_0}^{\tau_r}. \quad (2.37)$$

Substituindo (2.36) em (2.37) e dividindo o resultado por τ_r obtemos a média de remoção do calor no período τ_r por unidade de área da mancha do arco (em Wm^{-2}):

$$\bar{q}_r = q_0 \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\frac{\sqrt{\tau_0(\tau_r - \tau_0)}}{\tau_r} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_r - \tau_0}{\tau_0}} \right) \right]. \quad (2.38)$$

O calor integral médio removido durante tempo τ_r será $\bar{Q}_r = \bar{q}_r F$, onde F é a área da mancha. Então, usando a equação (2.38) e a definição $Q_0 = q_0 F$, obtemos:

$$\bar{Q}_r = Q_0 \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\sqrt{f_s(1-f_s)} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1-f_s}{f_s}} \right) \right], \quad (2.39)$$

onde introduzimos o parâmetro adimensional

$$f_s = \frac{\tau_0}{\tau_r}. \quad (2.40)$$

Supondo, como no modelo de movimento contínuo, que a diferença entre o calor total na mancha Q_0 e a remoção total de calor Q_r é o calor total gasto no processo da erosão Q_{er} , isto é, o calor gasto na fusão do material do eletrodo até sua transformação para o estado de plasma, tem-se:

$$Q_{er} = Q_0 - \bar{Q}_r. \quad (2.41)$$

Usando a equação (2.39) em (2.41) obtemos que o calor médio da erosão Q_{er} pode ser expresso da seguinte maneira:

$$Q_{er} = Q_0 W_s = IUW_s, \quad (2.42)$$

onde a energia adimensional descontínua da erosão W_s pode ser escrita na forma

$$W_s = \frac{2}{\pi} \left(\tan^{-1} \sqrt{\frac{1-f_s}{f_s}} - \sqrt{f_s(1-f_s)} \right). \quad (2.43)$$

Das equações (2.17), (2.31) e (2.32) obtém-se uma expressão simples para o valor da erosão específica:

$$g = g_0 + \frac{UW_s}{h_{ef}}, \quad (2.44)$$

onde o termo adicional g_0 (chamado microerosão) foi introduzido novamente para atender ao fato experimental de que, mesmo na ausência de macroerosão, quando $W_s = 0$, um valor mínimo de erosão $g = g_0$ é observado na prática. A expressão UW_s em (2.44), analogamente como para o caso de movimento contínuo, é o Volt-equivalente do calor de erosão:

$$U_{ers} = UW_s. \quad (2.45)$$

Observamos que

$$U_{ers} = (g - g_0)h_{ef}, \quad (2.46)$$

isto é, U_{ers} é uma função linear da taxa da erosão específica g .

Substituindo na expressão (2.40) τ_0 por (2.10), obtemos a seguinte expressão para o parâmetro f_s :

$$f_s = \frac{\pi}{4a\tau_r} \left[\frac{(T_f - T_0)\lambda}{jU} \right]^2. \quad (2.47)$$

Usando-se τ_r dado por (2.34), introduzindo o comprimento não-dimensional do passo

$$n = \frac{L}{d} \quad (2.48)$$

e lembrando que o diâmetro da mancha $d = 2\sqrt{I/\pi j}$ obtemos:

$$f_s = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8aj^{1.5} U^2 I^{0.5} n} \quad (2.49)$$

ou

$$f_s = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8 a j_s^{1.5} U^2 I^{0.5}}, \quad (2.50)$$

onde definimos j_s , a densidade eficaz (ou aparente) de corrente para o movimento descontínuo, em função do comprimento não-dimensional do passo n :

$$j_s = j n^{2/3}. \quad (2.51)$$

Comparando f com f_s temos

$$f_s = \frac{f}{n}. \quad (2.52)$$

Deveremos notar que com j para o caso de movimento contínuo e j_s para o caso de movimento descontínuo entendemos a densidade eficaz da mancha do arco, que não é exatamente os mesmos que a densidade real de corrente elétrica na mancha.

2.3 Análise dos Modelos da Erosão

A partir dos resultados apresentados acima podemos concluir que o modelo termofísico da erosão pode ser apresentado na forma resumida utilizando o sistema de equações (2.21), (2.28) e (2.31) para movimento contínuo e (2.50), (2.43) e (2.44) para movimento descontínuo. Então, os principais parâmetros necessários para o cálculo do valor específico da macroerosão (além da entalpia efetiva da macroerosão h_{ef} e o valor específico da microerosão g_0) são a corrente elétrica I , a velocidade da rotação do arco v , a temperatura da superfície do eletrodo T_0 , o equivalente em Volts do fluxo térmico na mancha do arco U (que substituiu no presente modelo o valor da queda de potencial na região próxima ao catodo ΔU_c), a densidade de corrente na mancha do arco j (ou j_s), o comprimento não-dimensional do passo n (somente para movimento descontínuo do arco) e constantes físicas que caracterizam o material do eletrodo: a difusividade térmica a , a condutividade térmica λ , a temperatura de fusão T_f . Os primeiros três parâmetros I , v e T_0 dependem do regime de funcionamento, os parâmetros a , λ e T_f

dependem do tipo do material escolhido para eletrodos e U com j dependem do tipo de gás plasmagênico, o material do eletrodo e, no caso de U , do valor do campo magnético externo. Também é preciso notar que a temperatura T_0 depende do regime de funcionamento (em outras palavras depende de I e v) e as constantes físicas do material do eletrodo a e λ , por sua vez, dependem da temperatura T_0 .

Os parâmetros h_{ef} e g_0 , de acordo com o modelo, podem ser obtidos somente a partir de dados experimentais. A entalpia efetiva da erosão h_{ef} entra na teoria térmica como uma constante que depende somente do material do eletrodo e do gás plasmagênico. O cálculo teórico preciso da h_{ef} é extremamente complicado por causa da grande quantidade de processos envolvidos no caso de erosão dos eletrodos frios. Mas a entalpia efetiva pode ser calculada na forma semi-empírica utilizando relações do modelo teórico ((2.33) ou (2.46)) e medidas de taxa de erosão g e equivalente em volts da erosão $U_{er} = UW$ para modo contínuo (ou $U_{ers} = UW_s$ para modo descontínuo), obtidas experimentalmente. Os últimos resultados obtidos em [60] mostram que valor experimental da entalpia efetiva para o conjunto ar e cobre são $h_{ef} \cong 46 \pm 2$ MJ/kg e $h_{efs} \cong 75 \pm 3$ MJ/kg para modo contínuo e descontínuo do movimento, respectivamente.

O valor específico da microerosão g_0 que foi introduzido no modelo também pode ser obtido a partir dos resultados experimentais. No trabalho [60], utilizando-se um sistema experimental *estacionário*, foi realizado um estudo detalhado da taxa da microerosão g_0 . Os resultados mostram que realmente a microerosão existe e pode ser aproximada em função de vários parâmetros: corrente elétrica I , temperatura de superfície do eletrodo T_0 e velocidade de rotação da mancha do arco v . Assim podemos concluir, que a taxa da microerosão g_0 não é mais uma constante, mas depende da corrente na região da microerosão.

O próximo parâmetro que deve ser determinado é o equivalente em Volts do fluxo térmico na mancha do arco U . Para obter U , através da fórmula (2.2), é necessário medir Q_0 . Aqui devemos distinguir dois tipos de fluxos térmicos que incidem sobre o eletrodo: um deles é o fluxo térmico Q_0 , proveniente da bainha do arco elétrico, ou chamado de fluxo térmico da mancha do arco e o outro é o fluxo térmico externo à bainha $Q - Q_0$ (sendo Q o fluxo total), proveniente de regiões afastadas do eletrodo como a coluna do arco, as paredes, o gás etc., e que

incidem sobre o eletrodo por processos de radiação e convecção. Esse último fluxo dependente da geometria do sistema, enquanto Q_0 depende apenas do tipo de gás e material do eletrodo. O método térmico, apresentado em [16], permite separar indiretamente o fluxo de calor Q_0 do fluxo de calor total do arco Q . O método é baseado na suposição de que a densidade de fluxo térmico externo (de radiação e convecção) diminui linearmente ao longo da direção do fluxo de gás. Esta suposição funciona bem em distâncias próximas do arco, e foi conferida experimentalmente em trabalhos publicados (vide [11, 55, 61]). Mudando-se a geometria do eletrodo, ou instalando-se calorímetros em diferentes distâncias do arco, pode-se isolar a componente constante Q_0 do fluxo total Q .

Utilizando essa metodologia, que foi aplicada para medidas de U em ar com eletrodos de cobre em [16, 60], foi obtida uma aproximação para o cálculo de U em função do campo magnético B :

$$U = 6.52 + 4.28B. \quad (2.53)$$

A relação (2.53) é necessária para determinação do último parâmetro fundamental do modelo termofísico da erosão – a densidade de corrente na mancha do arco j (ou j_s).

Veremos dos dados experimentais que a macroerosão ocorre para valores elevados da corrente. De acordo com parâmetro f a erosão pode ser dividida em duas regiões: região da microerosão (para $f > 1$) e macroerosão (para $0 \leq f \leq 1$). A situação intermediária de $f = 1$ é tomada como condição para o início da macroerosão, isto é, transição do regime da microerosão para macroerosão. Da condição $f = 1$ na fórmula (2.47) e reformulando a relação, pode-se calcular a densidade atual na mancha do arco:

$$j = \frac{\pi^{0.5} \lambda (T_f - T_0)}{2a^{0.5} \tau_r^{0.5} U} \quad (2.54)$$

ou

$$j = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^4 v^2 (T_f - T_0)^4}{a^2 U^4 I m^2} \right]^{1/3}. \quad (2.55)$$

Destas equações vemos que para determinar o valor verdadeiro de j para um movimento descontínuo, necessitamos saber τ_r ou n . Caso não se saiba n , ou fazemos $n=1$ na equação (2.55) para obter j ou usamos a fórmula (2.50) com $f_s = 1$ e obtemos a densidade atual aparente da corrente na mancha

$$j_s = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^4 v^2 (T_f - T_0)^4}{a^2 U^4 I} \right]^{1/3}. \quad (2.56)$$

O foco principal deste trabalho é o desenvolvimento e aplicação de uma nova metodologia para determinar a densidade da corrente na mancha do arco j utilizando uma *nova* técnica óptica-espectroscópica. No próximo sub-capítulo estamos apresentando as técnicas tradicionais para determinação de j junto com os pontos fundamentais da técnica desenvolvida neste trabalho.

2.4 Métodos de determinação da densidade de corrente

Uma das grandes vantagens do modelo térmico da erosão para eletrodos frios, além de fundamentar o cálculo da taxa da erosão, é o de permitir a determinação da densidade efetiva de corrente na mancha do arco j . Os métodos, oferecidos pelo modelo, devem ser comparados com as tremendas dificuldades técnicas de determinação desse parâmetro quando se usa o método dos autógrafos e o método óptico, baseados na medida do diâmetro d da mancha, dado pela equação

$$j = \frac{4I}{\pi d^2} \quad (2.57)$$

Por outro lado, o método térmico tem também a vantagem de levar em conta apenas as características integrais da mancha, do ponto de vista do efeito térmico do arco sobre o eletrodo. Como a erosão é um fenômeno térmico, a medida de j por esse método permite grande simplificação no estudo da erosão do eletrodo, tendo alguma semelhança com o método de autógrafos, pois ambos têm relação com a erosão do eletrodo. A diferença entre eles é que um se baseia numa certa teoria da erosão, enquanto o outro (método dos autógrafos) é um método

puramente experimental. No método térmico elimina-se o problema, ainda não resolvido, da incerteza na dimensão real do diâmetro da mancha d .

Assim, o diâmetro d que se obtém a partir do valor de j pela fórmula (2.57) é um diâmetro *eficaz* e não o diâmetro real da mancha, tanto mais divergente do diâmetro real quanto maior for n ou L no caso de movimento descontínuo da mancha (ver eq. (2.55)). Outra insuficiência no método térmico, evidentemente, reside na impossibilidade de revelar detalhes da estrutura interna da mancha, isto é, o método não descreve processos microscópicos. No modelo térmico a mancha é também suposta circular com distribuição de calor uniforme (veja Capítulo 2.1), sem levar em conta a sua microestrutura complexa. Como foi mostrado na literatura [34-38, 40-43], a mancha do arco tem estrutura bastante complexa, composta de micromanchas com densidade de corrente nas micromanchas da ordem de 10^{12} A/m², bem maior do que o valor médio na mancha, de cerca de 10^9 A/m². Há evidências de que as micromanchas individuais são mais importantes para o entendimento da *microerosão*, enquanto a *macroerosão* é um fenômeno relacionado com a mancha como um todo.

No presente capítulo apresentamos a metodologia de dois métodos distintos, baseados no modelo termofísico da erosão, para a determinação da densidade efetiva de corrente na mancha do arco elétrico: método estacionário e não-estacionário. Além disso, uma nova metodologia desenvolvida no presente trabalho para aperfeiçoar o método não-estacionário também será apresentada. O novo método foi aplicado para determinação da densidade de corrente j na mancha do arco e mostrou resultados excelentes que serão apresentados nos próximos capítulos.

2.4.1 Método não-estacionário

O método não-estacionário é aplicado num experimento não-estacionário: o eletrodo (neste caso, catodo) é montado numa instalação coaxial com campo magnético axial, sendo o catodo não-refrigerado. Registra-se a temperatura do catodo $T(\tau)$ em função do tempo (ver Figura 2.2). Como se vê nessa figura, durante um determinado tempo a temperatura do eletrodo sobe linearmente até um certo ponto, τ_{cr} , quando $T(\tau)$ sofre uma inflexão para baixo. Esse comportamento pode ser melhor visualizado também através da derivada $dT/d\tau$, que em τ_{cr} deixa de ser constante e sofre inflexão negativa. O momento τ_{cr} (isto é, os parâmetros do arco I ,

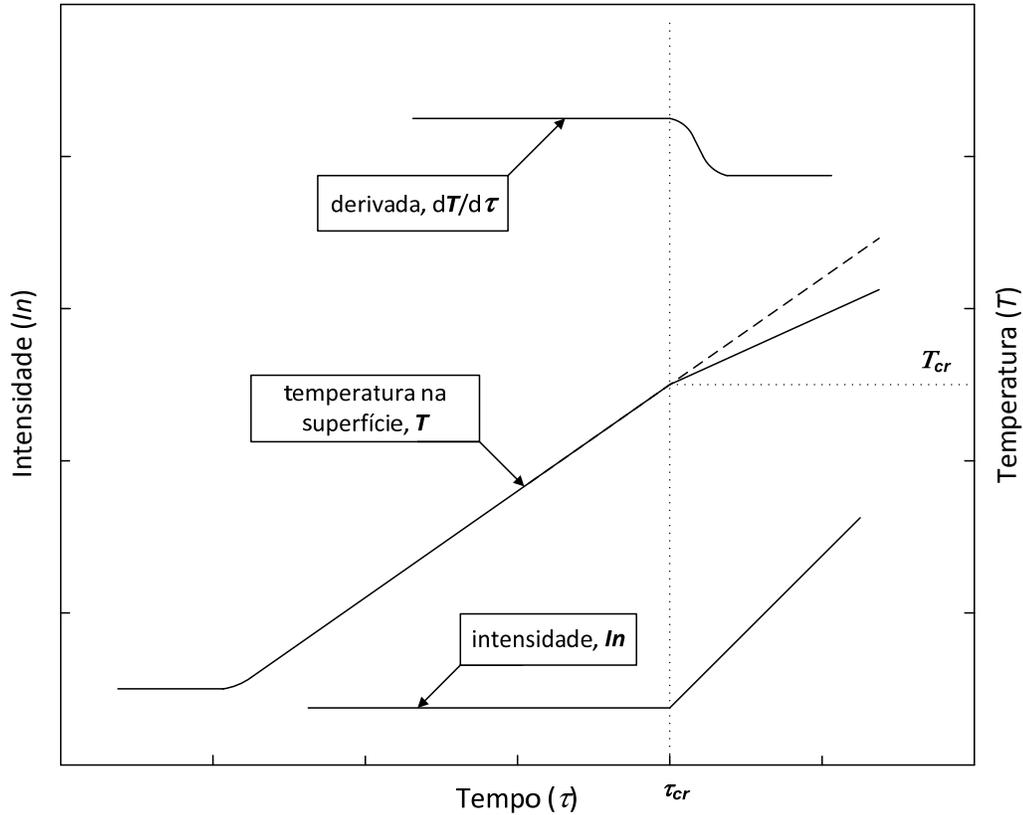


Figura 2.2 Ilustração da técnica de diagnóstico térmico-espectroscópica em experimento não-estacionário para obtenção da temperatura crítica $T_{cr} = T(\tau_{cr})$ de transição da micro- para a macroerosão.

ν , T no tempo crítico τ_{cr}), é utilizado para calcular j , através da equação (2.56). O ponto $T(\tau_{cr}) = T_{cr}$ é identificado como o ponto de início da macrofusão, que provoca a macroerosão (i.e. $f = 1$). Até τ_{cr} observa-se que a mancha do arco não deixa nenhuma pista da área fundida (pelo menos na fusão macroscópica, que pode ser identificada sem instrumentos especiais). De acordo com a teoria térmica da erosão, a ausência de pistas visíveis da macroerosão significa que o tempo de aquecimento do eletrodo sob a mancha do arco é menor do que o tempo necessário para a superfície atingir a temperatura de fusão ($\tau < \tau_0$). No catodo, sujeito a aquecimento durante um tempo $\tau > \tau_0$, quando a temperatura da superfície ultrapassa o valor crítico foram observados claramente regiões de macroerosão na superfície, que provocam *macrofusão* de material do eletrodo e, conseqüentemente, o aumento da intensidade da linha espectral de cobre na região próximo do eletrodo. Quando o tempo de aquecimento é bem maior (mais do que três

segundos, dependendo dos valores de corrente, campo magnético, etc.) foi observada uma quantidade imensa de áreas fundidas na superfície. Portanto, o ponto em que ocorre um desvio da curva $T(\tau)$ do regime regular do aquecimento do eletrodo corresponde, no modelo térmico da erosão, ao instante de tempo de residência $\tau_r = \tau_0 = \tau_{cr}$, onde τ_0 é o tempo necessário para a temperatura da superfície alcançar a temperatura de fusão.

Então a densidade efetiva de corrente j , de acordo com o modelo termofísico (veja equação (2.56)), pode ser determinada valendo-se de, além das constantes termofísicas do material do eletrodo (T_f, λ, a), da corrente do arco I , da velocidade do arco v , do equivalente em Volts do fluxo térmico na mancha do arco U e da temperatura da superfície do eletrodo T_0 no momento τ_{cr} da transição de micro- para macroerosão. Assim pode ser descrito o método básico (ou método térmico) da medida da densidade de corrente j na mancha do arco para o regime não-estacionário. Mas este método possui um inconveniente importante. Na prática, a curva da temperatura $T(\tau)$, devido ao movimento longitudinal da mancha do arco na superfície do eletrodo, tem comportamento mais complexo, ondulatório, não sendo exatamente uma reta. Como a inflexão da curva da temperatura no ponto crítico é quase imperceptível, fica muito difícil a detecção do ponto τ_{cr} , usando apenas a curva da temperatura $T(\tau)$.

Baseando-se nos resultados publicados na literatura [17] sobre a existência de forte correlação entre a taxa de erosão e a intensidade da linha espectral do material do eletrodo. No presente trabalho introduzimos um diagnóstico óptico-espectroscópico, modificando assim o método térmico e chamamos a nova técnica de método térmico-espectroscópico. A base do método térmico-espectroscópico não-estacionário para a medida de j consiste no registro simultâneo, em função do tempo, da temperatura $T(\tau)$ do eletrodo e da intensidade $In(\tau)$ de uma linha espectral do material do eletrodo (cobre): no primeiro passo o momento τ_{cr} é obtido com maior facilidade da curva da intensidade $I(\tau)$ e depois a temperatura crítica a partir da curva $T(\tau)$ utilizando τ_{cr} determinado anteriormente.

Na Figura 2.2. são apresentadas esquematicamente as curvas típicas da intensidade do feixe luminoso e da temperatura durante a experiência. Devido à correlação entre erosão e intensidade, esta curva apresenta duas regiões: a intensidade é constante até o tempo τ_{cr} quando começa abruptamente a subir. Até o ponto τ_{cr} a intensidade da linha espectral tem nível constante

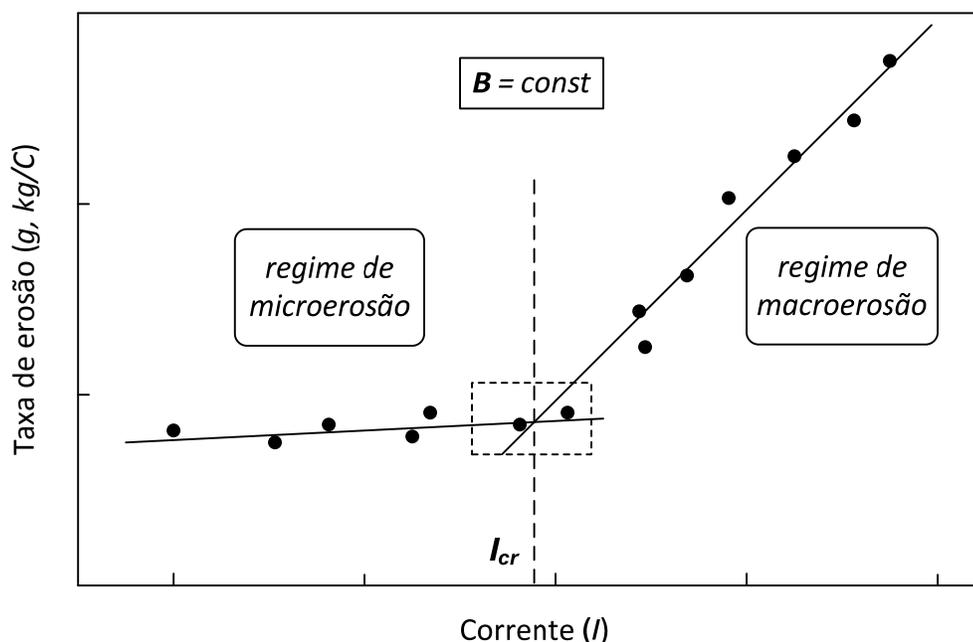


Figura 2.3 Ilustração da técnica de diagnóstico térmico em experimento estacionário para obtenção do ponto crítico $g_{cr} = g(I_{cr})$ de transição da micro- para a macroerosão.

(ou quase constante) por causa da ausência de macrofusão na superfície do eletrodo. Com o início de macroerosão ($\tau > \tau_{cr}$) a intensidade da linha espectral de cobre aumenta abruptamente. Portanto, o ponto em que ocorre um crescimento forte da curva de intensidade do feixe luminoso corresponde no modelo térmico da erosão ao instante de tempo de residência $\tau_r = \tau_0$ (i.e. $f = 1$). Assim, utilizando a eq. (2.56) pode ser obtida a densidade de corrente j .

2.4.2 Método estacionário

O método estacionário da medida da densidade corrente j na mancha do arco é baseado nas medidas da taxa de erosão g num sistema experimental estacionário, de longo tempo de operação com eletrodos refrigerados. Neste caso, a taxa de erosão pode ser medida através da diferença no peso do eletrodo antes e depois da experiência. Os ajustes lineares dos pontos experimentais (pontos pretos na Figura 2.3) da taxa de erosão versus corrente para um campo magnético constante sempre têm a forma esquemática da Figura 2.3. Observa-se claramente que

existem dois regimes diferentes de erosão. Num deles a taxa de erosão em função da corrente tem pequeno crescimento linear. Esse regime é identificado como o regime de microerosão que pode ser observado até uma corrente crítica I_{cr} . Com maior corrente, a erosão começa a crescer muito mais intensamente. Tal regime foi identificado como regime de macroerosão. Neste caso, na superfície do eletrodo podem ser visualmente observadas grandes áreas de material fundido. Ao contrário, no caso do regime de microerosão na superfície existem somente algumas pequenas trilhas deixadas pela mancha do arco. Portanto, utilizando os parâmetros da mancha no ponto de inflexão da curva $g(I)$ (parâmetros críticos, como I_{cr} , T_{cr} , v_{cr}) podemos obter a densidade de corrente na mancha de acordo com o modelo termofísico (de novo utilizando eq. (2.56)).

3. Instalação experimental

Para aplicação desta nova metodologia foi utilizada uma instalação experimental que pode ser dividida em três partes (o esquema da instalação experimental completa é mostrado na Figura 3.1). A primeira parte, o núcleo do aparato, é composto por um sistema coaxial de eletrodos de cobre, colocado entre o conjunto coaxial de solenóides. Para a alimentação dos eletrodos e solenóides foram utilizadas duas fontes de 90 kW e 15 kW respectivamente. A segunda parte, parte óptica, é formada por um sistema de coleta e transporte do sinal óptico que sai do conjunto de eletrodos e vai até o sistema de aquisição dos dados. Essa parte é constituída por dois conjuntos ópticos conectados entre si por uma fibra óptica, um espectrômetro duplo com instrumentação necessária recebe o sinal da fibra. A terceira parte é um sistema de controle e aquisição de dados experimentais. Esse elemento é composto por uma grande variedade de equipamentos da National InstrumentsTM de última geração: as placas de aquisição, as interfaces, os terminais para entrada e saída do sinal analógico ou digital, etc. Além disso, no software LabView[®] da National InstrumentsTM foram desenvolvidas vários modos de programação, que em função do objetivo do trabalho, permitem o funcionamento sincronizado entre tipos de equipamentos diferentes, o funcionamento com alta frequência, aplicação de filtros, etc. Apesar de apresentar pontos fracos (como, por exemplo, a ignição mecânica), o sistema experimental cumpriu perfeitamente a sua função – todos os objetivos do trabalho, estudo da velocidade e da densidade de corrente, foram atingidos.

Utilizando o sistema experimental, nesta tese estudamos apenas o catodo de cobre (catodo frio) sem refrigeração. Assim o regime de funcionamento é, obrigatoriamente, não-estacionário, ou seja, a temperatura do catodo $T(t)$ aumenta linearmente com o tempo. O tempo de operação então é da ordem de 1,5-2,5 segundos dependendo da corrente e do campo magnético. Para gerar o movimento de rotação do arco entre os eletrodos coaxiais foi utilizado um campo magnético externo produzido por dois solenóides.

Os componentes principais do sistema experimental são:

- a) sistema de eletrodos;
- b) sistema de ignição do arco elétrico;

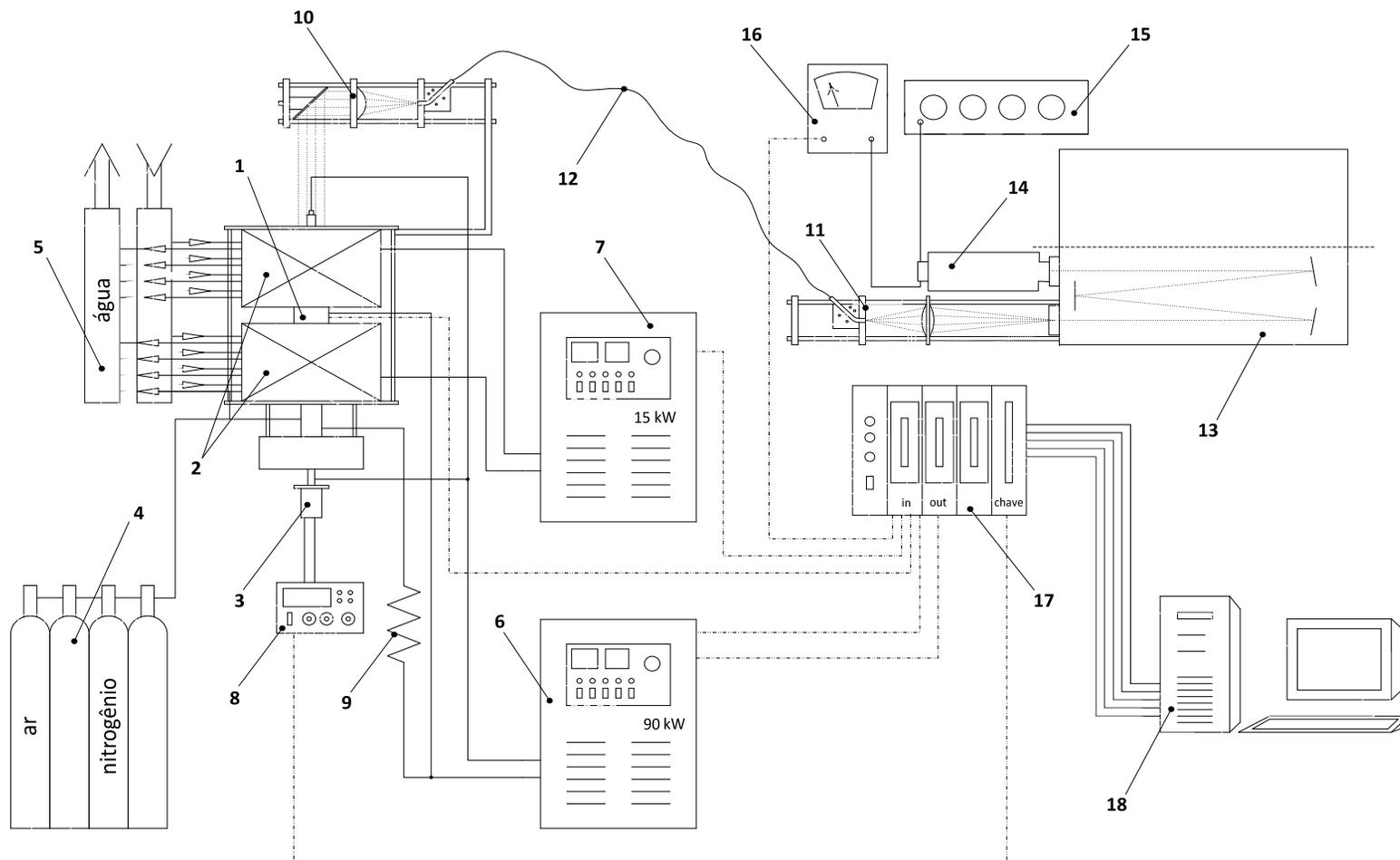


Figura 3.1 Sistema experimental: 1 – sistema de eletrodos; 2 – sistema magnético; 3 – sistema de ignição; 4 – sistema de gás; 5 – sistema de refrigeração para os solenóides; 6 – fonte para o arco elétrico; 7 – fonte para os solenóides; 8 – fonte para o sistema de ignição; 9 – resistência; 10, 11 – conjuntos ópticos; 12 – fibra óptica; 13 – espectrômetro; 14 – fotomultiplicadora; 15 – fonte de energia para a fotomultiplicadora; 16 – eletrômetro; 17 – sistema de comunicação; 18 – computador.

- c) sistema magnético;
- d) fontes de energia para o arco elétrico, para o sistema magnético e para a ignição;
- e) sistema de gás plasmagênico (ar e nitrogênio);
- f) sistema óptico-espectroscópico;
- g) sistema de controle, extração de dados e comunicação;
- h) sistema de medida da temperatura do eletrodo;
- i) sistema de medida da velocidade de rotação do arco.

3.1 Sistema de eletrodos

O núcleo do sistema experimental (Figura 3.2) são os eletrodos coaxiais, situados entre o conjunto de solenóides. Tal sistema (Figura 3.2b) é composto de três tipos de eletrodos: o catodo aterrado (1) – alvo do estudo – é o eletrodo externo com diâmetro interior e exterior medindo 40 mm e 50 mm, respectivamente. Este é elétrica e termicamente isolado das demais partes do sistema experimental; o anodo (2) – eletrodo interno com diâmetro externo de 34 mm, que é refrigerado à água pois diminui sua influência nos processos de erosão; eletrodo auxiliar (3), que serve para iniciar o arco mecanicamente, nessa experiência não podem ser usadas alta tensão e alta frequência para a ignição, pois danificariam o sistema de aquisição de dados experimentais que está conectado com a superfície do catodo através de termopares. Nesta configuração a distância entre eletrodos mede 3 mm. No catodo, que foi feito de cobre comercial (comum) na forma de anéis estreitos com espessuras de 2-3 mm, são instalados termopares tipo “cromel-alumel”, para a medida da temperatura do eletrodo. O princípio do método de medida da temperatura é descrito na seção 3.8. A pequena espessura do catodo diminui o deslocamento *longitudinal* excessivo do arco ao longo do eletrodo durante a rotação do arco, o que normalmente acontece devido ao arraste do arco pelo fluxo axial de gás.

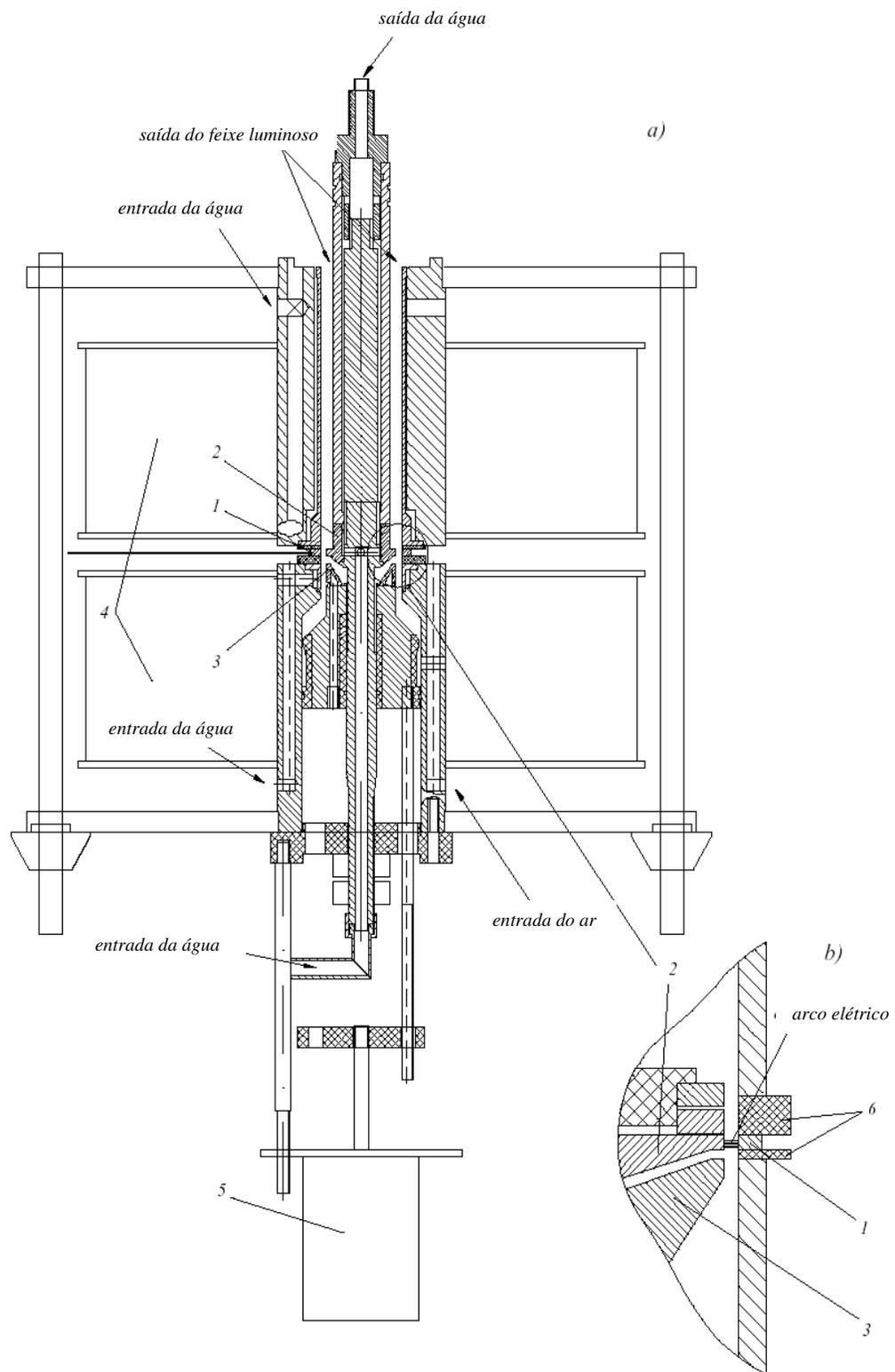


Figura 3.2: Núcleo do sistema experimental: a) sistema de eletrodos com ignição mecânica montado dentro do sistema magnético; b) sistema de eletrodos: 1 – catodo; 2 – anodo; 3 – catodo auxiliar; 4 – sistema magnético (solenóides); 5 – ignição magnética; 6 – isolamento.

3.2 Sistema de ignição do arco elétrico

Como já foi mencionado, para iniciar o arco elétrico foi utilizado um sistema de ignição mecânico. O sistema de ignição do arco elétrico consiste em quatro elementos: um catodo auxiliar (3) (veja Figura 3.2b); um eletroímã com núcleo móvel; um sistema de gás auxiliar e uma resistência. O núcleo do eletroímã é unido rigidamente com o catodo auxiliar (3), que é conectado com o catodo principal (1) através de uma resistência (item 9 na Figura 3.1) para limitar a corrente do arco auxiliar na faixa de 20-30 A. Por comando do computador a tensão é fornecida ao eletroímã e o núcleo se move para cima (por 3-5 mm) junto com o catodo auxiliar. Assim, inicialmente os eletrodos, catodo principal e auxiliar, entram em contato, formando um circuito elétrico. Logo depois, por outro comando do computador, eles se afastam, abrindo o circuito elétrico, iniciando o arco auxiliar de corrente, limitado pela resistência. O arco auxiliar automaticamente transfere-se para o arco principal no "gap" entre o catodo (1) e o anodo (2) devido ao efeito hidrodinâmico de um pequeno fluxo de gás ($\approx 10\%$ do fluxo total) entre o eletrodo auxiliar (3) e o anodo (2) e, também, pela diminuição abrupta na resistência do circuito principal. Como o arco principal e o auxiliar têm as características volt-ampère descendentes e são conectados num circuito paralelo, o arco auxiliar logo se apaga, pois exige maior tensão (por causa da resistência auxiliar). Assim, somente o arco principal, conectado diretamente à fonte, continua a existir. Para alimentar o eletroímã usa-se uma fonte de energia Tektronix PS-280 DC. O tempo total de funcionamento do sistema de ignição mecânica para uma experiência não supera 0,2-0,5 s. Através de uma conexão com o microcomputador, a fonte é controlada pela programação implementada no software LabView[®].

3.3 Sistema magnético

O arco principal move-se azimutalmente no "gap", entre catodo (1) e anodo (2), devido à força de Lorentz produzida pela interação da corrente do arco com o campo magnético externo e uniforme nesta região. O campo magnético é produzido pelo sistema magnético, que consiste de dois solenóides instalados coaxialmente com o sistema de eletrodos e distantes 15 mm (gap), entre si, na direção axial. A distância entre os solenóides pode variar até 22 mm sem modificação essencial na configuração geométrica do campo magnético (sem perda da uniformização do

campo no gap). Esse espaço entre solenóides também possibilita o acesso livre aos eletrodos, aos fios dos termopares e a cabos de alimentação de energia elétrica. Cada solenóide consiste de seis secções (cada secção de duas camadas axiais, cada camada de 12 espiras radiais). As secções são conectadas em série ao circuito elétrico, e em paralelo ao sistema hidráulico para refrigerá-las. Na construção dos solenóides foram utilizados tubos de secção quadrada feitos de cobre perfurado. Cada secção produz um campo magnético no eixo de 1.538×10^{-4} Tesla por Ampère. O campo máximo de 0,4 T é obtido para corrente de 400 A. Para testes do campo magnético e da calibração do sistema de extração de dados foi usado o gaussímetro MG-3D da “Walker Scientific Inc”. Os testes do sistema magnético mostram que a variação máxima do campo não excede 1-2% para a distância máxima entre solenóides, que é de 22 mm. Para resfriar os solenóides foram montadas linhas em paralelo de distribuição de água com controle de refrigeração. Cada seção dos solenóides (número total 12) tem sua própria entrada e saída. Essa ligação em paralelo foi feita a fim de diminuir a resistência hidráulica. O sistema de controle da refrigeração constitui-se de dois manômetros iguais. Também foi instalado um sistema de segurança para controle da temperatura da água de refrigeração, usando termopares, ligados diretamente ao sistema de extração (aquisição) de dados e controle. Através da diferença entre as temperaturas na saída e entrada o processo pode ser terminado automaticamente pelo comando do computador.

3.4 Fontes de energia para o arco elétrico e para o sistema magnético

Como fonte de energia para o arco elétrico foi usada uma fonte de corrente DC tiristorizada, projetada no laboratório, desenvolvida especialmente para tochas de plasma com potência de até 90 kW, estabilizada até 500 A. Essa fonte necessitou de um sistema de resistências de “ballast” (quatro resistências de 0.2Ω , refrigeradas à água, e ligadas em paralelo) para se adequar ao arco da experiência da erosão – por exemplo, em uma tocha o arco tem 15 cm de comprimento (tensão 300 V), enquanto na erosão temos apenas alguns milímetros (tensão cerca de 50 V). Uma conexão com o computador permite controlar a fonte durante todo seu funcionamento, podendo ligá-la ou desligá-la conforme conveniência do experimento. Além disso, o valor da corrente também é definido através do computador. A fonte pode operar em

quatro faixas: 500 V/180 A; 360 V/250 A; 250 V/360 A; 180 V/500 A. Nas experiências foram usadas as duas últimas. A alimentação é em 440 V trifásica, 110 kVA. A potência de saída é de 90 kW DC, o ripple é de 1.6 % e o $\cos \varphi$ é de 0.85.

Como fonte de energia para os solenóides, que geram o campo magnético no espaço entre os eletrodos, foi projetada uma fonte DC tiristorizada de potência de 15 kW. O gabarito do gabinete de fonte é de 1430 x 800 x 800 mm. A característica notável da fonte é o baixo ripple (0,1%) para não induzir tensões altas nos termopares dos eletrodos pelo campo magnético variável. Na fonte estão disponíveis quatro faixas operacionais: 150V/100A; 8V/20A; 8V/100A; 33V/400A. Nas experiências foi usada somente a última faixa. O controle do funcionamento permite: realimentação em corrente, acionamento remoto e controle externo (com sinal na saída de 0 até 10V). A medida de ondulação (ripple) foi feita através da ligação da fonte diretamente na carga líquida (resistor “puro”). Nesse caso podemos considerar a ondulação atual de corrente igual à ondulação de voltagem medida. Para faixa operacional utilizada foi obtido o ripple na faixa de 0.1 %.

3.5 Sistema de gás plasmagênico

Para os experimentos foram utilizados dois tipos de gás – ar e nitrogênio. Também foi montado um sistema para mudança rápida do tipo de gás. O ar para os experimentos foi fornecido por um compressor sem qualquer purificação prévia, além de filtros comuns de água. Portanto, a qualidade do ar fica mais próxima das condições de funcionamento na indústria. O nitrogênio foi fornecido por um cilindro industrial. Para a medida da vazão destes dois gases foram usados rotâmetros de alta precisão e para a medida da pressão – manômetros.

3.6 Sistema óptico-espectroscópico

A parte óptica do sistema experimental consiste em dois conjuntos distintos (Figuras 3.3, 3.4), tendo uma fibra óptica conectando-os: conjunto de coleta de sinal óptico do gap entre os eletrodos e o conjunto óptico de acoplamento ao espectrômetro. O primeiro conjunto coleta o sinal óptico que sai da região entre os eletrodos e focaliza-o na entrada da fibra óptica

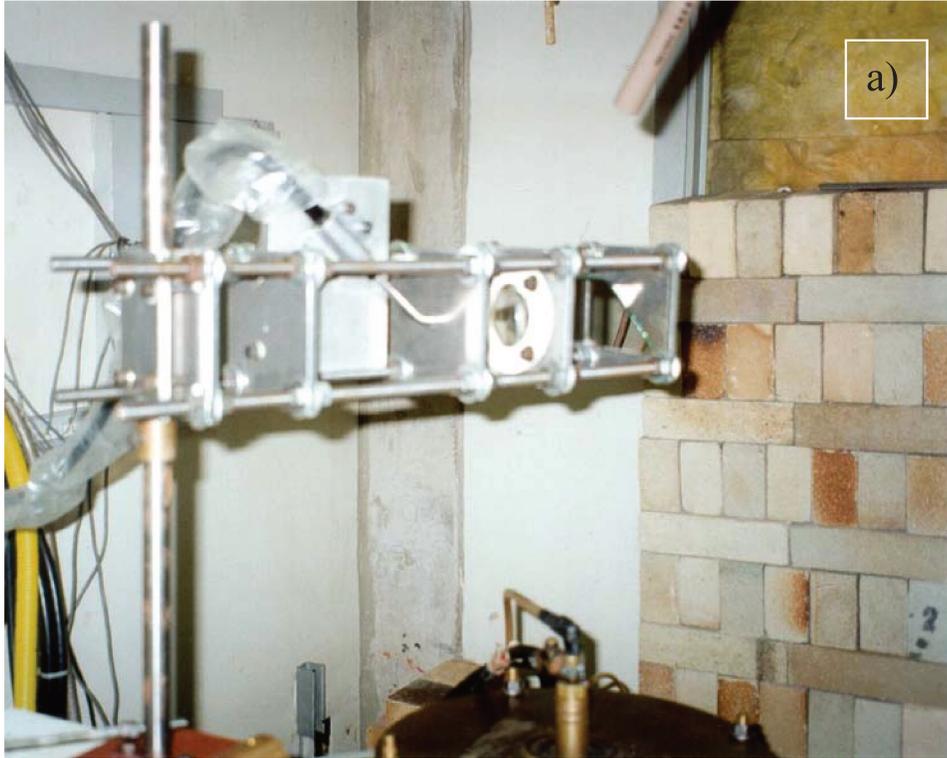


Figura 3.3: a) Foto do sistema de coleta de sinal óptico do gap entre os eletrodos; b) foto do sistema óptico de acoplamento com o espectrômetro.

(Figuras 3.3a, 3.4a). O conjunto óptico de acoplamento conecta a saída da fibra óptica à fenda de entrada do espectrômetro (Figuras 3.3a, 3.4b). O sinal do espectrômetro é registrado pela fotomultiplicadora e amplificado pelo eletrômetro. O feixe luminoso que sai da região entre os eletrodos é produzido pelo arco em rotação. Portanto o sinal do espectrômetro apresenta varredura temporal, cada ponto no tempo correspondendo a um ponto no espaço da circunferência do gap entre os eletrodos.

O conjunto de coleta do sinal óptico (Figuras 3.3a, 3.4a) consiste em um espelho comum de forma quadrada de tamanho de 100 x 100 mm, lente condensadora de diâmetro de 60 mm e distância focal de 80 mm e suporte para fibra óptica, com entrada da fibra no foco da lente. A parte superior dos tubos verticais de suporte do sistema de eletrodos também se constitui como parte desse conjunto óptico de coleta de luz, funcionando como diafragma, isto é, limitando o feixe de luz coletado a um feixe colimado (feixe paralelo de luz). Esse feixe incide no espelho a 45° , que dirige o feixe colimado à lente, a qual focaliza a luz na entrada de 5 mm de diâmetro da fibra. O espelho, a lente e o suporte foram colocados dentro de uma montagem especial com a possibilidade de ajuste de distâncias entre os componentes mencionados (somente na direção X, veja Figura 3.4a).

O conjunto óptico de coleta foi inicialmente alinhado, utilizando-se para isso um laser de He-Ne, ajustado e fixado de modo que o foco da lente ficasse exatamente na face da entrada da fibra óptica. Depois, este conjunto foi instalado acima dos solenóides em um suporte rotatório que permite acesso livre ao sistema de eletrodos possibilitando ainda sua desmontagem, não desalinhando o conjunto óptico do gap entre os eletrodos. O alinhamento (focalização da luz na entrada da fibra) do sistema de coleta de sinal óptico no local da experiência foi feito usando-se um sistema de 5 micro-lâmpadas colocadas no plano formado pelo gap entre os eletrodos dentro do sistema magnético.

Uma pequena particularidade desse sistema de coleta de sinal óptico é que o cabo de força do anodo atravessa a luz colimada que sai da região entre eletrodos produzindo uma sombra, correspondente ao diâmetro do cabo, no sistema óptico. Essa sombra aparece como um mínimo periódico de sinal na saída da fotomultiplicadora. Esse fato permite obter a velocidade de rotação do arco elétrico, utilizando o sinal da intensidade (para detalhes ver seção 3.9.2).

O conjunto óptico de acoplamento ao espectrômetro (Figuras 3.3b, 3.4b), consiste de uma lente condensadora (diâmetro de 55 mm e distância focal de 300 mm) e um suporte para fibra

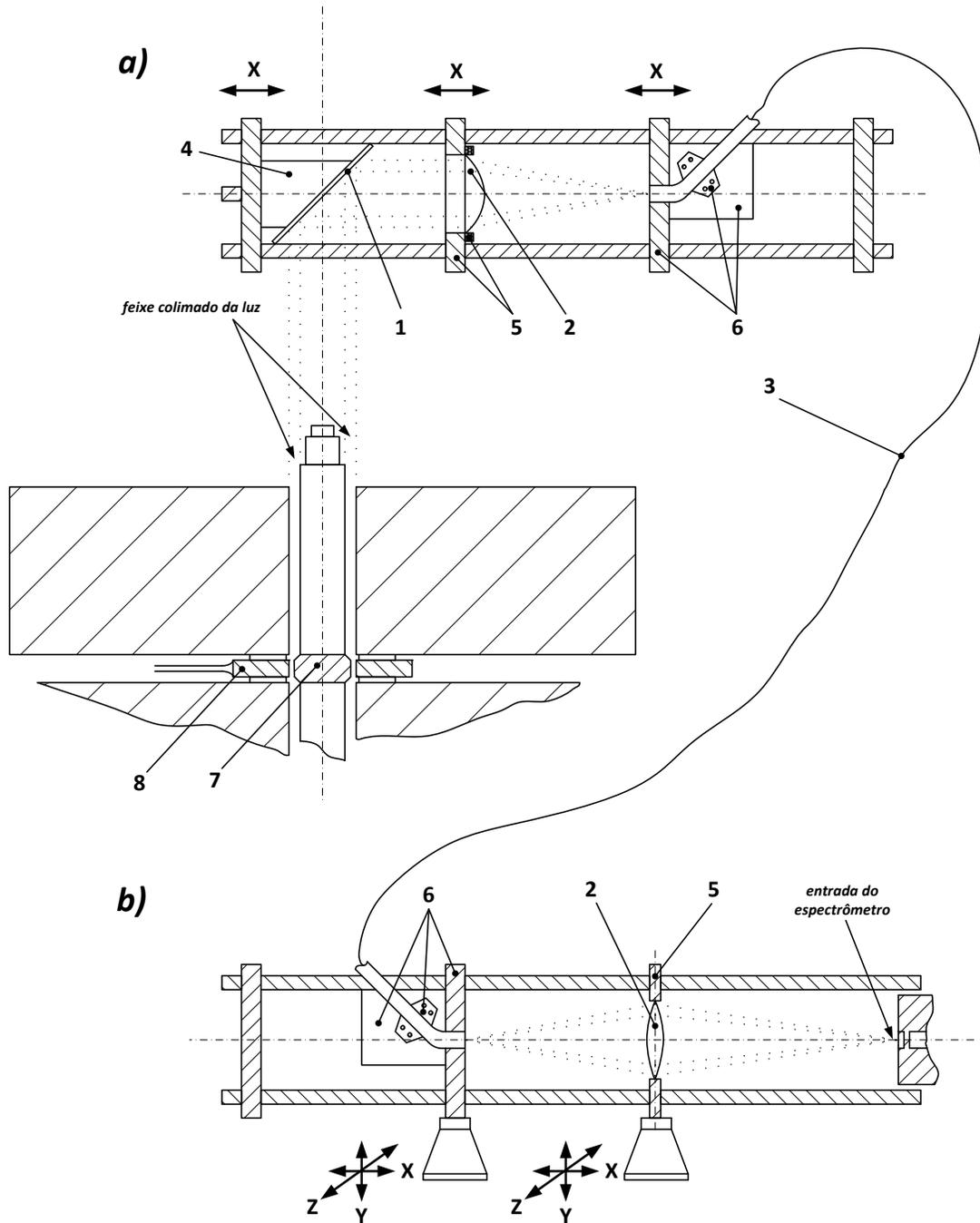


Figura 3.4: a) Sistema de coleta do sinal óptico do gap entre os eletrodos; b) sistema óptico de acoplamento com o espectrômetro: 1 – espelho; 2 – lentes; 3 – fibra óptica; 4 – suporte do espelho; 5 – suportes das lentes; 6 – suportes da fibra óptica; 7 – anodo; 8 – catodo.

óptica. A lente e a fibra óptica foram colocadas em suportes separados com possibilidade de ajuste nas três direções X, Y e Z para simplificar a realização do alinhamento do sistema. O

conjunto óptico de acoplamento ao espectrômetro também foi previamente alinhado, ajustado e fixado através de um laser de He-Ne e um vidro fosco de modo a realizar o casamento óptico da saída da fibra com o espectrômetro: o feixe luminoso da saída da fibra óptica, depois de focalizado na fenda de entrada do espectrômetro, ilumina toda a superfície do espelho de entrada do espectrômetro provendo, assim, a máxima resolução do aparelho. O alinhamento de todas as partes ópticas foi realizado repetidas vezes ao longo do trabalho.

O sistema óptico-espectroscópico consiste em:

- espectrômetro duplo tipo Czerny-Turner “SPEX-1401” com comprimento de 0,85 m, rede de difração de 100 mm x 100 mm, 1200 linhas/mm, blaze em 5000 Å, dispersão linear no visível de 4.85 Å/mm em primeira ordem;
- “bundle” de fibra óptica de diâmetro 5 mm e comprimento 3 m;
- fotomultiplicadora RCA-C31034 com a sensibilidade luminosa de anodo 210 A/lm e de catodo 440 uA/lm;
- fonte de energia DC para fotomultiplicadora de alta tensão Keithley Instruments com tensão máxima na saída de 3100 Volts;
- eletrômetro Keithley Instruments 610C com coeficiente de ganho na saída até 3000 e ruído na faixa de 3% no fundo de escala (para coeficiente de ganho máximo);
- condicionador de sinais da National Instruments SCXI-1124;
- computador.

Para testes preliminares do sistema óptico utilizando espectrômetro, foram obtidos espectros de lâmpada teste de argônio (*Oriel Argon Spectral Lamp*) e da lâmpada de teste de cobre (*Photron Copper Coded Hollow Cathode Lamp*). Esses espectros foram comparados com os fornecidos pelos fabricantes das lâmpadas, concordando plenamente com estes, o que confirmou o perfeito estado de funcionamento da parte óptico-espectroscópica do sistema experimental. Ao mesmo tempo, para separar a intensidade da linha espectral de cobre do feixe luminoso integral, o espectrômetro foi ajustado e fixado num comprimento de onda constante de 5218 Å – linha de Cu I (linha atômica, transição $4p^2P^0 - 4d^2D$, 6.19 eV [39]). A escolha deste comprimento de onda deve-se às seguintes razões: a linha espectral com comprimento de onda de 5218 Å é a linha mais forte do cobre no espectro de emissão do arco elétrico com eletrodos de cobre [39]; presença na literatura de resultados experimentais das medidas espectroscópicas da

erosão dos eletrodos para esse comprimento de onda [17] e ausência de linhas espectrais fortes de gases (oxigênio, nitrogênio etc.) nessa região do espectro.

3.7 Sistema de controle, comunicação e extração de dados

O sistema de extração (aquisição) de dados e controle do trabalho consiste de um microcomputador (processador Intel Pentium IV, RAM 512 MB, frequência 2.4 GHz), hardware e software LabView® da National Instruments™. Os dados experimentais – temperatura de catodo, corrente, tensão total no arco elétrico, campo magnético e intensidade do feixe luminoso (na saída do eletrômetro) – foram gravados em tempo real diretamente no disco rígido do computador durante a experiência.

O LabView® da National Instruments™ é um software gráfico utilizado para implementar a comunicação entre o microcomputador e o sistema experimental. No modo programado, o LabView® opera utilizando diagramas de blocos (denominados VI – instrumento virtual) já existentes em sua biblioteca e fornecidos com o programa, ou então utilizando-se de novos diagramas em blocos criados e definidos pelo usuário.

O hardware utilizado ao longo do trabalho é composto por:

- a) uma placa “Plug-And-Play” de interface ISA “AT-MIO-16E-10” de velocidade 100.000 aquisições por segundo;
- b) duas placas “Plug-And-Play” de interface PCI “NI-PCI-MIO-16E-1” de velocidade 1.250.000 aquisições por segundo;
- c) uma placa “Plug-And-Play” de interface PCI “PCI-6115” de velocidade até 5.000.000 aquisições por segundo;
- d) um cabo especial para sincronização de funcionamento de duas placas separadas (RTSI Bus Cable for System Timing and Synchronization);
- e) uma interface de comunicação “SCXI-1000” Chassis (Signal Conditioning eXtention for Instrumentation) com possibilidade de uso de quatros terminais ao mesmo tempo;
- f) quatro terminais (com acessórios apropriados) instalados na interface “SCXI-1000” para controle do sistema e aquisição das medidas: SCXI-1120 (com acessório SCXI-1328) – condicionador de sinal (entrada analógica), SCXI-1124 (com acessório SCXI-1325) –

saída analógica, SCXI-1160 (com acessório SCXI-1324) – relés eletrônico para correntes baixas, SCXI-1161 (sem acessório) – relés mecânicos para correntes altas;

- g) uma interface de comunicação “SCB-68” para conexão direta dos sinais com a entrada da placa;
- h) dois cabos isolados “SH-68-EP” de 68 pinos para conexão da interface com a placa.

Todas as partes do sistema de aquisição e controle foram conectadas de acordo com o esquema apresentado na Figura 3.1. Todos os terminais têm oito canais isolados. Os canais de entrada analógica (AI) têm amplificadores separados para diferentes coeficientes de ganho. Isso permite medir sinais baixos da ordem de mV com erro de alguns μV . Além disso, as placas possuem seus próprios recursos para amplificação de sinais. A temperatura dentro dos terminais é controlada e pode ser medida através de termistores, instalados dentro da interface.

O programa para automatização da experiência é composto de duas partes principais que funcionam em tempos consecutivos, a primeira parte é formada pelo tempo de extração de dados e, também, pelo controle do sistema experimental, esta parte é significativamente mais rápida do que a segunda constituída pelo tempo de tratamento dos dados experimentais (cálculos, transformações, aplicação dos filtros etc.). Devido à necessidade de medir a frequência de rotação do arco, o valor do Scan Rate (número dos dados experimentais adquiridos por um segundo) dos canais deve ser maior do que a frequência de rotação do arco. Para satisfazer o teorema de Nyquist o Scan Rate foi mantido em 10000 aquisições por segundo, pois a frequência de rotação do arco para campos magnéticos altos não ultrapassou 3000 Hz. Apesar do fato de que as características das placas permitem aquisição com frequência duas ordens maiores, a característica do terminal SCXI-1120 (entrada analógica) limita a frequência máxima por canal ao valor de 10000 aquisições por segundo. O tempo necessário para o aquecimento da superfície do eletrodo até a temperatura de fusão (o tempo de funcionamento da primeira parte do programa) é da ordem de 1-2,5 s e depende da corrente e do campo magnético. O arquivo final, com os resultados obtidos do sistema experimental da parte de aquisição dos dados, tem tamanho de 1.5-2.0 MB (Megabytes). A segunda parte, que é o tratamento dos dados, exige mais tempo, da ordem de até 10-15 segundos.

A primeira parte do programa – programa para automatização da experiência tem três versões (estão apresentadas na Figura 3.5-3.6). A primeira versão (Figura 3.5) foi criada para o controle do sistema e aquisição dos dados por uma placa de menor velocidade

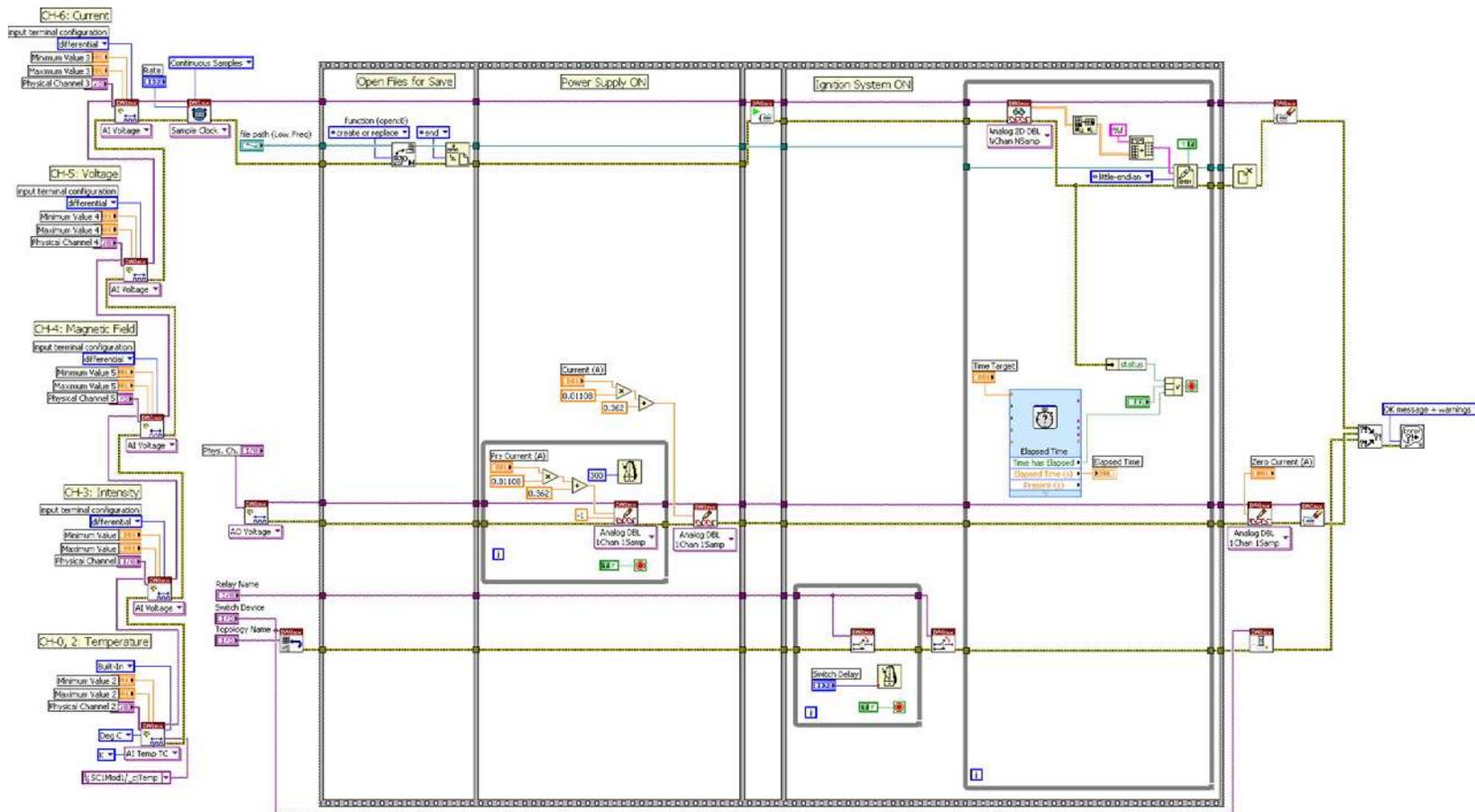


Figura 3.5 Código da primeira parte do programa LabView: aquisição dos dados experimentais (versão 1).

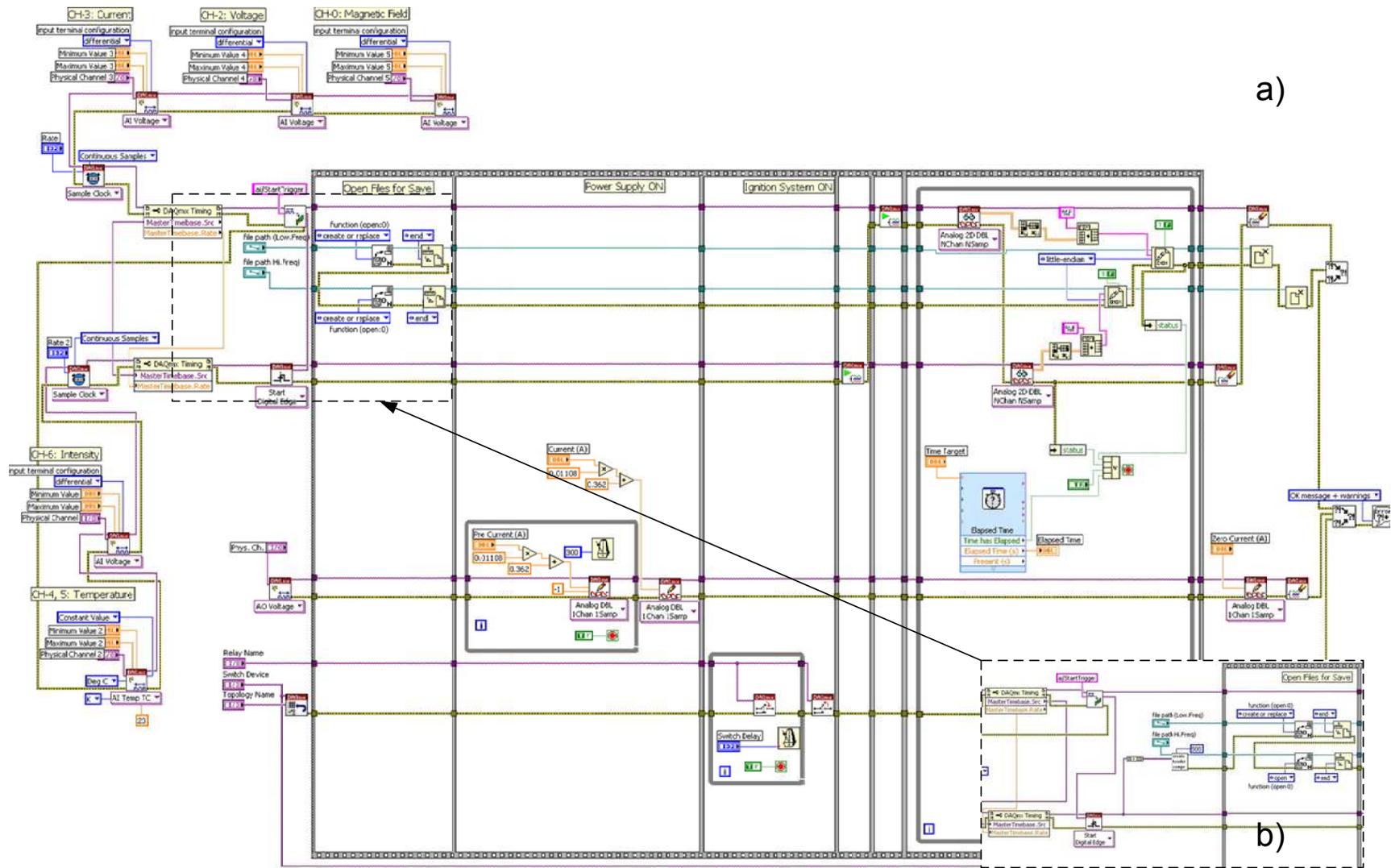


Figura 3.6 Código da primeira parte do programa LabView: aquisição dos dados experimentais (versão 2 e versão 3 (somente o bloco de compressão)).

(“AT-MIO-16E-10”), a segunda versão foi desenvolvida para funcionamento simultâneo de duas placas com classes diferentes (pois a placa “MIO-16E-1” apresenta classe “E” e a placa “PCI-6115” classe “M” de National InstrumentsTM). Dentro dessa versão foi introduzido um bloco de sincronização de funcionamento entre estas duas placas (Figura 3.6a). Os testes de funcionamento mostraram que a sincronização entre estas placas estabeleceu-se de acordo com a previsão. A terceira versão (versão mais avançada) permite o funcionamento de duas placas de mesma classe ou de classes diferentes. Além disso, dentro do programa foi introduzido mais um bloco – o bloco de compressão dos dados (Figura 3.6b). Essa função permite aumentar a velocidade máxima de aquisição das medidas sem aumento na velocidade do computador. Utilizando a última versão do programa durante os experimentos foi atingida velocidade de 3.000.000 aquisições por segundo pela placa “PCI-6115”.

As três versões têm algoritmos idênticos de funcionamento (apesar das diferenças mencionadas acima). No início são feitas definições importantes para a aquisição de dados e controle do sistema experimental. O programa define as operações para entrada/saída analógica (Analog Input/Output) e entrada/saída digital (DIO - Digital Input/Output), define a especificação de tarefas básicas (i.e., devices, channels, ports, buffer size, port width), carrega as condições iniciais para a tarefa de aquisição de dados, aloca memória intermediária, e devolve os números de identificação (ID number) das tarefas para utilização posterior nos instrumentos virtuais do DAQmx (Data Acquisition). Quando todas as configurações estão preparadas, o programa faz a iniciação do processo de aquisição dos dados e do controle do funcionamento do sistema experimental. Ao mesmo tempo os blocos adicionais (bloco de sincronização e bloco de compressão dos dados) também recebem as condições iniciais para seu funcionamento.

A seguir uma determinada seqüência de etapas programadas é realizada: 1) o programa cria e prepara um arquivo no disco rígido para coleta rápida de toda informação experimental; 2) através da saída analógica transmite para a fonte principal o valor de corrente definido previamente; 3) através da saída digital inicia o funcionamento do sistema da ignição mecânica do arco elétrico (ligando e desligando o relé mecânico). A aquisição dos dados começa no mesmo instante que a ignição do arco elétrico. Durante o experimento, os parâmetros experimentais (tensão, corrente, campo magnético, temperatura, intensidade etc.) são enviados à memória intermediária de tamanho definido pelo usuário (“buffer memory”). Quando a temperatura da superfície do catodo ou o tempo de funcionamento do sistema atingem seus limites (definidos na

configuração inicial) o programa manda um comando para interromper o arco elétrico, desligando a fonte, e terminando a aquisição de dados. Todos os dados recebidos são guardados preliminarmente em um arquivo eletrônico no disco rígido do computador. O formato do arquivo tem a mesma estrutura para as três versões do programa de coleta de dados, todavia para o tratamento dos resultados foi criada uma única versão do programa.

Nesta segunda parte do programa os dados experimentais são dispostos para tratamento: transformação dos números obtidos em unidades físicas (utilizando-se das constantes de calibração, obtidas experimentalmente), filtragem, transformada de Fourier, cálculo da densidade de fluxo térmico e a densidade de corrente na mancha do arco. Para determinação da corrente no circuito elétrico do sistema experimental foi utilizado um shunt (50 mV/1 kA), e para determinação da tensão foi utilizado um circuito tipo “divisor de tensão” (com $R_1 = 1.0 \text{ k}\Omega$ e $R_2 = 1.5 \text{ M}\Omega$).

O programa consiste, principalmente, nos seguintes instrumentos virtuais (veja Figura 3.7):

- o instrumento virtual “GET DATA” para transformar os números obtidos em volts durante a experiência em unidades físicas – °C para temperatura, Tesla para campo magnético, Ampère para corrente elétrica – usando constantes de calibração, obtidas anteriormente através de um procedimento especial;
- o instrumento virtual “CH-0,1,2,3” para tratamento (filtragem, transformada de Fourier) dos sinais obtidos pelos termopares, apresentando a dependência $T_{term}(\tau)$ graficamente para cada termopar separadamente;
- o instrumento virtual “CH-4,5,6,7” para tratamento dos sinais de intensidade de feixe luminoso, de campo magnético, de corrente elétrica e tensão, apresentando as dependências deles no tempo graficamente;
- o instrumento virtual “CALC” para calcular, usando os parâmetros calculados nos instrumentos virtuais indicados acima e nas equações do modelo termofísico, a densidade de fluxo térmico e a densidade de corrente da mancha do arco;

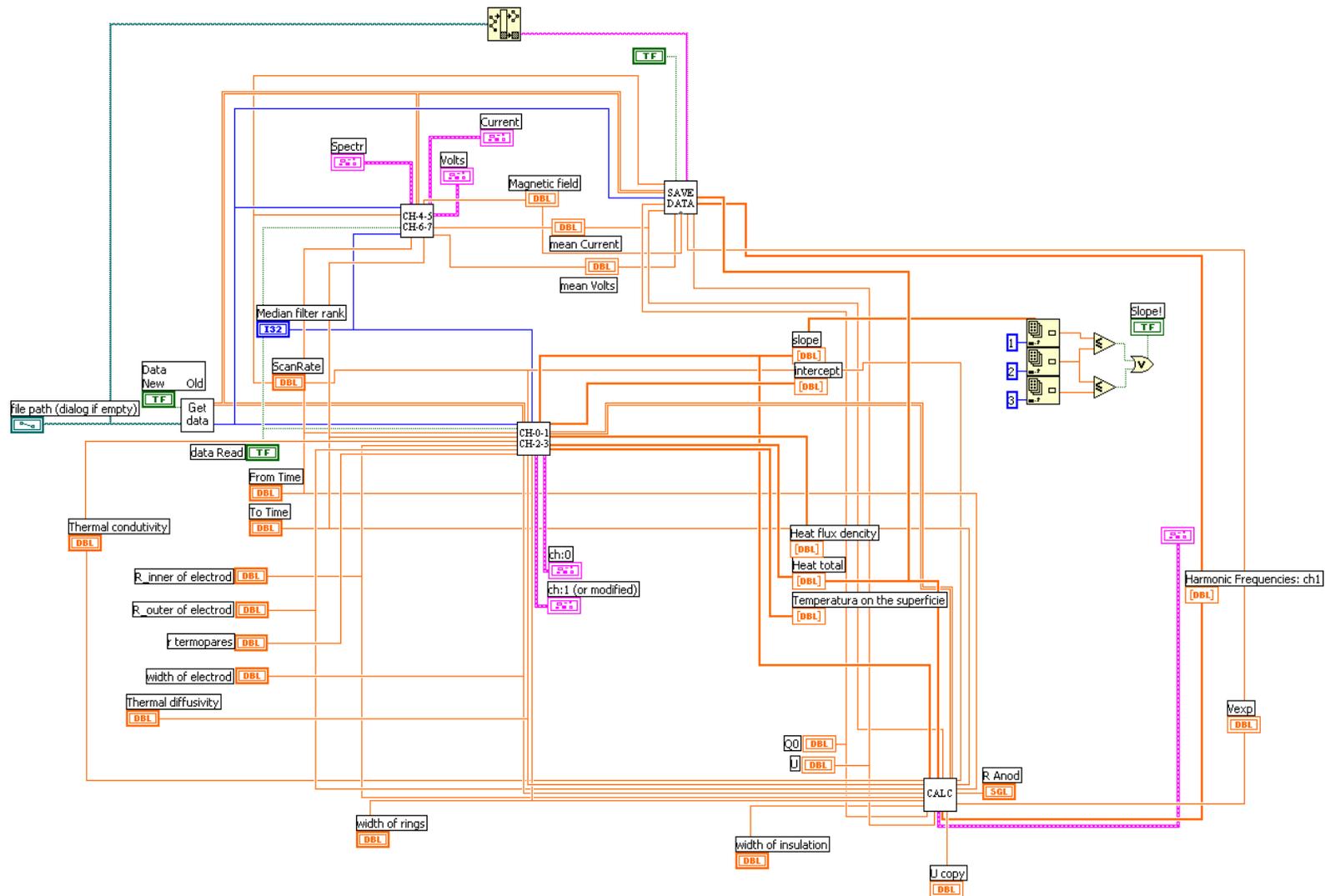


Figura 3.7 Código da segunda parte do programa experimental: tratamento dos dados experimentais.

- o instrumento virtual “SAVE DATA” para guardar os dados experimentais e valores calculados no arquivo eletrônico no formato “*.dat” no disco rígido do computador que possibilita o tratamento conveniente dos dados em outros programas adicionais (por exemplo, OriginLab Origin®).

3.8 Sistema de medida de temperatura

A medida da temperatura do eletrodo foi feita através de termopares, registrando-se a temperatura em função do tempo. Para isso, nas faces laterais do anel-catodo foram instalados termopares tipo cromel-alumel (de 0,2 mm de diâmetro) à pequena distância da superfície interna do eletrodo (~ 1.5 mm) (ver Figura 3.8). Os termopares foram colocados em pequenos furos no anel e levemente prensados, para se ter um bom contato térmico com o anel. Para diminuir a influência dos deslocamentos axiais do arco de baixa frequência, os anéis foram feitos com espessura de 2-3 mm, a mínima possível.

Supondo que o eletrodo possa ser aproximado por um cilindro oco infinitamente longo, com uma distribuição uniforme de temperatura inicial $T(r, 0) = T_0 = const$ e a superfície interna submetida a uma densidade de fluxo de calor constante q , a evolução em função do tempo τ da

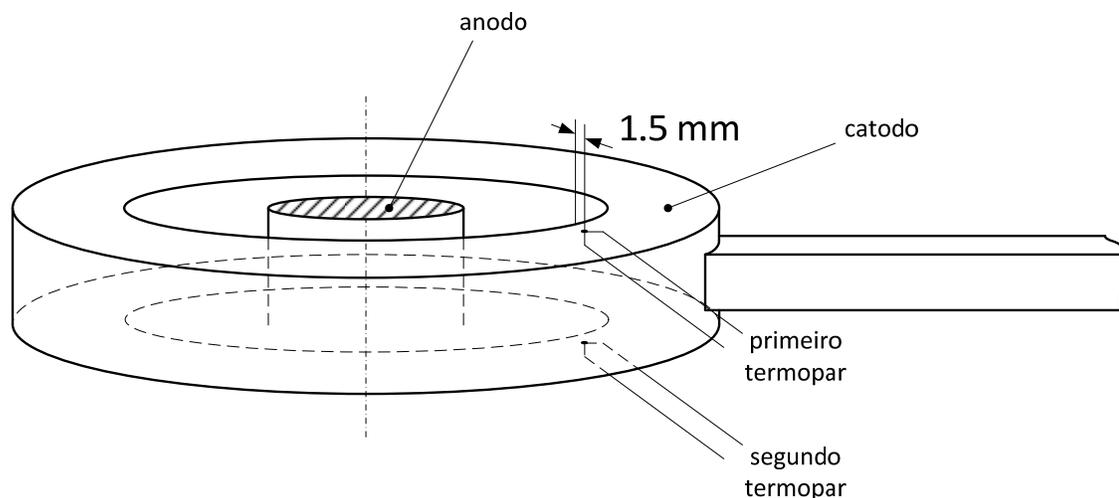


Figura 3.8. Instalação dos termopares no catodo.

temperatura $T(r, \tau)$ num ponto r dentro do eletrodo pode ser calculada usando a equação derivada em [59, 62] para o problema não-estacionário:

$$\begin{aligned}
T(r, \tau) - T_0 = & \frac{q}{\lambda} R_1 \left\{ \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left[2 \frac{a\tau}{R_1^2} - \frac{1}{4} \left(1 - 2 \frac{r^2}{R_1^2} \right) - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{R_2^2}{R_1^2} \left(\ln \frac{r}{R_1} + \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \ln \frac{R_1}{R_2} + \frac{3}{4} \right) \right] + \right. \\
& + \pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sigma_n} \frac{J_1(\sigma_n) J_1 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right)}{J_1^2(\sigma_n) - J_1^2 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right)} \left[J_0 \left(\sigma_n \frac{r}{R_1} \right) Y_1 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right) - \right. \\
& \left. \left. - Y_0 \left(\sigma_n \frac{r}{R_1} \right) J_1 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right) \right] \exp \left(-\sigma_n^2 \frac{a\tau}{R_1^2} \right) \right\}, \tag{3.1}
\end{aligned}$$

onde R_1 e R_2 são os raios da superfície interna e externa do eletrodo, respectivamente, e r é a posição do termopar, J_i e Y_i são funções de Bessel de primeiro e segundo tipo, respectivamente, de ordem i ; os parâmetros $\sigma_n = \mu_n R_1$ são as raízes da equação característica $J_1(\mu_n R_1) Y_1(\mu_n R_2) = Y_1(\mu_n R_1) J_1(\mu_n R_2)$.

A análise da equação (3.1) mostra que no início do aquecimento a temperatura T do anel em função do tempo sobe não-linearmente, até um certo tempo τ' . Quando o tempo de aquecimento é suficientemente longo, mais do que τ' , a influência da somatória da equação (3.1) no resultado final é insignificante, pois o termo exponencial tende a se anular. Portanto, a dependência $T(\tau)$ tem forma linear, e este regime chama-se regime *regular* de aquecimento [59]. A fim de diminuir a influência da parte não-linear nos cálculos de T , foram considerados pontos da curva $T(\tau)$ para tempos $\tau > 0,2$ s. Com o intuito de determinar a temperatura na superfície do eletrodo $T(R_1)$ para o regime regular, valemo-nos da eq. (3.1). Primeiro escrevemo-la para a posição superficial ($r = R_1$)

$$T(R_1, \tau) - T_0 = \frac{q}{\lambda} R_1 \left\{ \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left[2 \frac{a\tau}{R_1^2} + \frac{1}{4} - \frac{R_2^2}{R_1^2} \left(\frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \ln \frac{R_1}{R_2} + \frac{3}{4} \right) \right] \right\}, \quad (3.2)$$

então subtraímos desta a mesma equação (3.1) agora reescrita para uma posição arbitrária r (posição do termopar)

$$T(r, \tau) - T_0 = \frac{q}{\lambda} R_1 \left\{ \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left[2 \frac{a\tau}{R_1^2} - \frac{1}{4} \left(1 - 2 \frac{r^2}{R_1^2} \right) - \frac{R_2^2}{R_1^2} \left(\ln \frac{r}{R_1} + \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \ln \frac{R_1}{R_2} + \frac{3}{4} \right) \right] \right\} \quad (3.3)$$

e como resultado obtemos a temperatura na superfície do eletrodo:

$$T(R_1, \tau) - T(r, \tau) = \frac{q}{2\lambda} \frac{R_1}{R_2^2 - R_1^2} \left(2R_2^2 \ln \frac{r}{R_1} - r^2 + R_1^2 \right) \quad (3.4)$$

ou na forma:

$$T(R_1) = T(r) + \frac{q}{2\lambda} \frac{R_1}{R_2^2 - R_1^2} \left(2R_2^2 \ln \frac{r}{R_1} - r^2 + R_1^2 \right). \quad (3.5)$$

Derivando a equação (3.1) em relação ao tempo τ , obtemos a expressão para o cálculo da densidade de fluxo de calor q na superfície do anel:

$$q = \frac{\lambda}{a} \frac{R_2^2 - R_1^2}{2R_1} \frac{dT}{d\tau} = K \frac{dT}{d\tau}. \quad (3.6)$$

Esta equação permite calcular o valor de q , utilizando a taxa de crescimento da temperatura $dT/d\tau$ medida com o termopar. Podemos ver que a equação (3.6) não depende da posição do termopar em r , o que permite instalá-lo em qualquer ponto do anel. Substituindo q , obtido de (3.6) e da temperatura medida $T(r)$, em (3.5), obtém-se o valor da temperatura $T(R_1)$ na superfície do eletrodo.

3.9 Sistema de medida da velocidade de rotação do arco

Normalmente, a velocidade de rotação do arco é medida usando-se o método óptico, através de um foto-diodo. Nesse caso é registrada a frequência com a qual surgem decréscimos na intensidade da radiação, emitida pelo arco elétrico de um certo ponto do espaço entre os eletrodos. Neste trabalho a velocidade de rotação do arco foi medida de duas maneiras diferentes: (1) utilizando-se um sensor magnético, construído com os próprios fios do termopar, e (2) utilizando um shutter (interrupção) do sinal óptico.

3.9.1 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor magnético

O sensor magnético é constituído pelos fios do termopar, montado em contato direto com o eletrodo externo e afastado 1,5-2,0 mm da superfície interna do eletrodo. No ponto de acoplamento da mancha do arco com o eletrodo externo, a corrente do arco se redistribui em dois fluxos (duas direções), como está mostrado na Figura 3.9. Cada corrente gera seu próprio campo magnético cujo sentido e direção depende da direção e sentido da corrente. No ponto do acoplamento com o arco o vetor campo magnético \vec{B} muda de sentido. Essa variação brusca do sentido de \vec{B} , (i.e. dB/dt) na área subentendida pelos fios do termopar induz uma ddp pulsada nos fios do termopar, cada vez que o arco passar nas proximidades do mesmo. Como a mancha do arco tem dimensão suficientemente pequena (não supera 1 mm^2) em comparação com o eletrodo (diâmetro de 40 mm, em nosso caso) a velocidade da mudança do fluxo do campo magnético alcança um alto valor, o qual é capaz de criar tensão induzida, suficiente para ser registrada pelo sistema de aquisição dos dados.

Sabendo-se a frequência f de rotação obtém-se a velocidade do arco $v = \pi Df$, onde D é o diâmetro da superfície interna do eletrodo. A amplitude do sinal registrado pelo detector magnético depende da derivada dB/dt que, por sua vez, depende de velocidade de rotação do arco. Isso significa que uma maior amplitude do sinal corresponde a uma maior velocidade do arco.

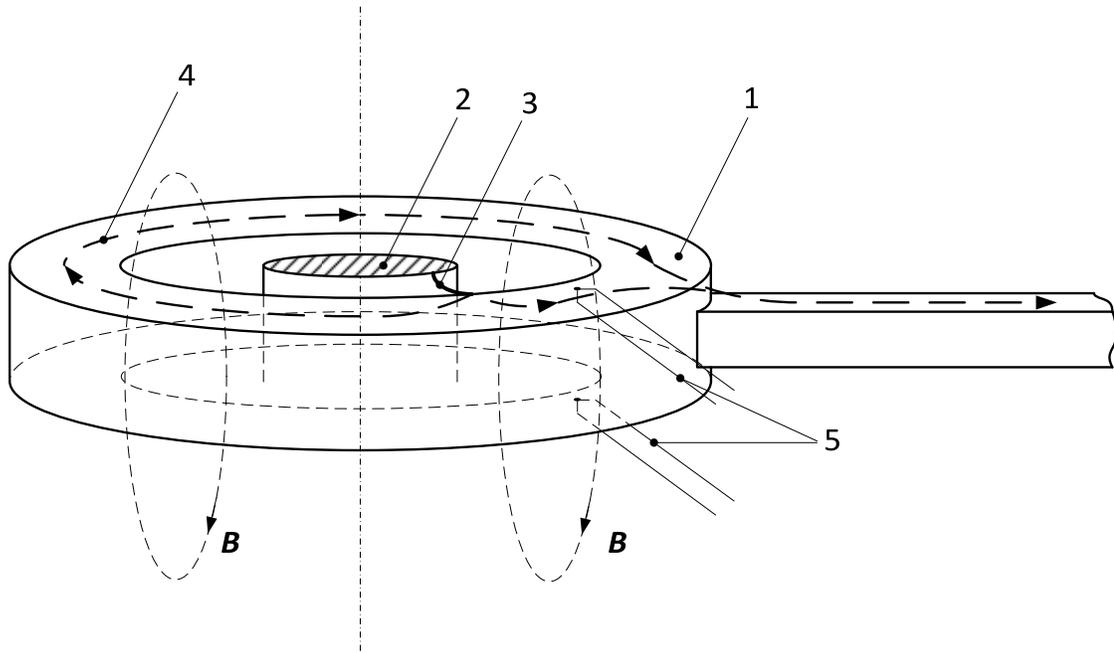


Figura 3.9 Princípio de funcionamento do detector magnético: 1 – catodo; 2 – anodo; 3 – arco elétrico; 4 – corrente; 5 – termopares.

3.9.2 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor óptico

A medida da velocidade do arco através do sistema óptico foi feita utilizando o “shutter” provocado pela interrupção do sinal pelo cabo de corrente (ver Figura 3.10). Portanto, durante um certo intervalo de tempo, quando o arco elétrico passa pelo setor invisível para o sistema óptico, podemos detectar um mínimo no sinal da intensidade da linha espectral do feixe luminoso. Este mínimo vai aparecer com frequência igual à frequência de rotação do arco permitindo obter a frequência de rotação e, conseqüentemente, a velocidade do arco elétrico. A metodologia detalhada que foi utilizada para determinação da velocidade do arco através do sinal óptico e da temperatura será descrita nos próximos capítulos.

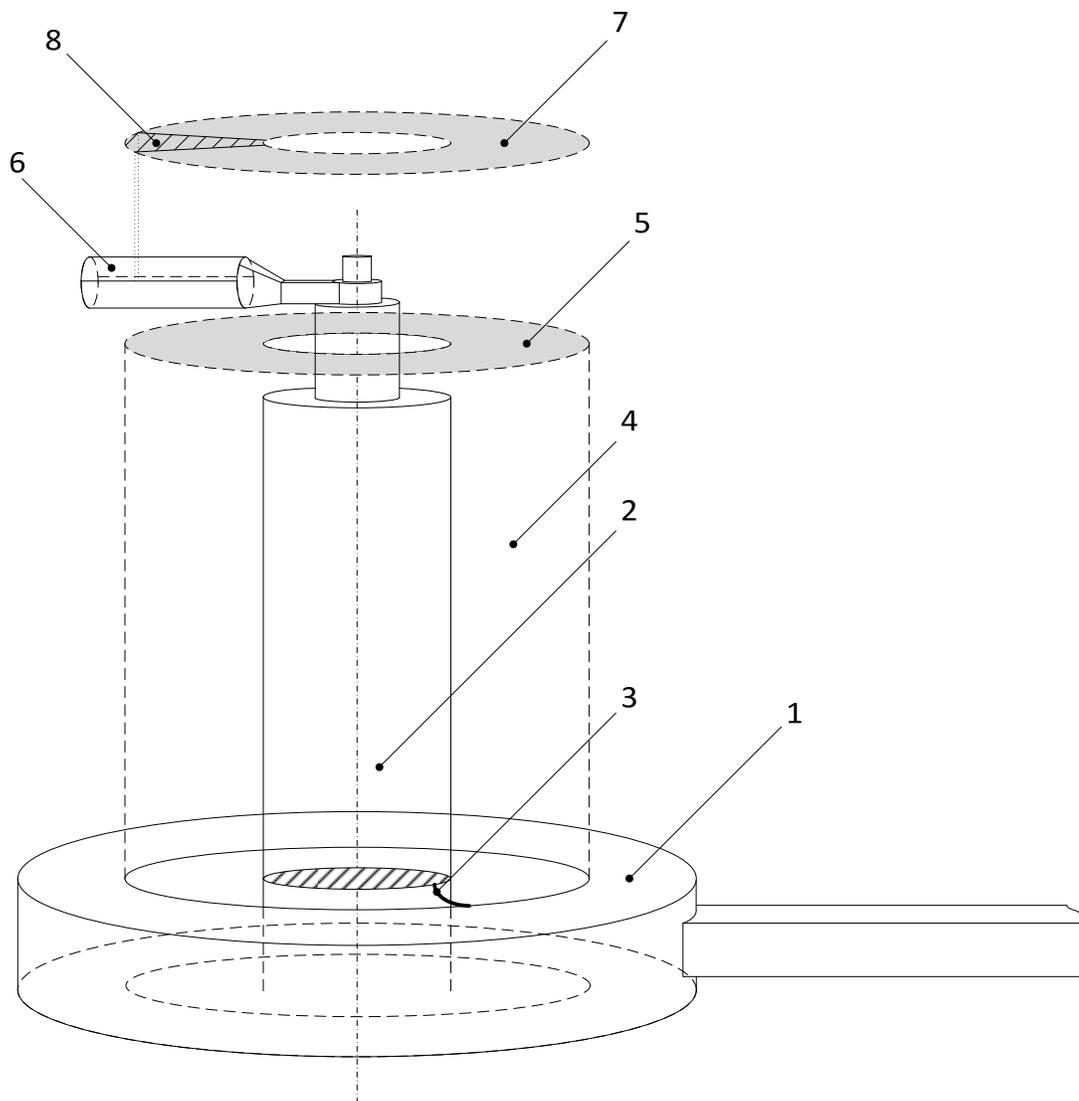


Figura 3.10 Detalhe do sistema de coleta de sinal óptico do gap entre os eletrodos, para determinação da velocidade de rotação do arco através do sistema óptico, onde se vê o cabo que interrompe o feixe de luz: 1 – catodo; 2 – anodo; 3 – arco elétrico; 4 – feixe luminoso saindo do gap entre eletrodos; 5 – imagem formada pelo feixe luminoso na saída do sistema de solenóides; 6 – obstáculo para o feixe de luz (cabo de corrente para o anodo); 7 – imagem formada pelo feixe luminoso na superfície do espelho; 8 – setor do anel pelo qual o arco não pode ser detectado.

4. Resultados e Análise

No presente capítulo apresentamos os principais resultados experimentais da tese. Os resultados baseiam-se em 192 experimentos (110 com ar e 82 com nitrogênio). Devido às dificuldades experimentais foram utilizados para detecção do ponto crítico (ou ponto de transição) quase que 80% das tentativas (153 de 192). Ressaltamos que aproximadamente 20% dos experimentos foram descartados por causa de defeitos do sistema experimental: a ignição mecânica não permitiu a definição exata do tempo do experimento; a pequena espessura do eletrodo e a presença da isolação (térmica e elétrica) no sistema dos eletrodos introduziram ruído significativo no sinal da intensidade, dificultando a detecção do ponto crítico, etc.

Comparando com a detecção térmica convencional do mesmo ponto crítico, valendo-se apenas da tentativa de se observar o ponto de inflexão da curva de evolução temporal da temperatura medida com o termopar (veja Capítulo 2.4.1), seriam aproveitáveis apenas cerca de 10 % das tentativas. Isso se deve ao fato de que a mencionada curva da temperatura (que, em princípio, num regime regular de aquecimento do eletrodo, até o ponto crítico, deveria ser uma reta ascendente) apresenta modulação por diversas fontes de ruído, o que na prática mascara a presença do ponto crítico e impede sua detecção.

Faz-se necessário esclarecer que nos nossos experimentos trabalhamos com arcos elétricos intensos (da ordem de 150-400 A), ao mesmo tempo em que o sistema de aquisição detecta sinais de temperatura de miliVolts, medidos com termopares situados dentro do corpo do eletrodo e a apenas uns poucos milímetros da mancha do arco.

Iniciamos o capítulo com os resultados das medidas da temperatura T da superfície do catodo e da intensidade In da linha do cobre para experimentos realizados em ar e nitrogênio. Em seguida apresentamos os resultados das medidas da velocidade v de rotação do arco e a análise do comportamento da velocidade ao longo do experimento. Essas medidas nos permitiram calcular a densidade efetiva de corrente na mancha do arco j em função do campo magnético aplicado para ar e nitrogênio separadamente. O capítulo termina com uma análise dos resultados obtidos.

4.1 Medida da temperatura

A Figura 4.1a mostra os sinais típicos, sem tratamento, da evolução temporal da temperatura de um termopar, instalado numa das faces do catodo. Esse sinal foi obtido pela metodologia descrita em detalhes no capítulo 3.8. A subida lenta da temperatura do catodo é modulada por picos (um sinal mais fraco, de frequência mais alta – cerca de alguns kHz), mostrado em detalhes na Figura 4.1b. Esse sinal de mais alta frequência é induzido pelo arco ao passar perto do termopar. De acordo com a explicação dada no capítulo 3.9.1, esse sinal contém informação sobre a frequência de rotação da mancha do arco, o que permite medir a velocidade de rotação do arco de acordo com a metodologia descrita em detalhes no capítulo 4.3.

As Figuras 4.2a e b mostram os sinais de dois termopares instalados em faces opostas do catodo e a Figura 4.2c mostra o sinal médio calculado com o software Origin[®] da Microcal Corporation. O conjunto dos dois termopares foi montado de tal maneira que as tensões induzidas pelo movimento de arco tenham sinais opostos (como foi descrito no capítulo 3.8, Figura 3.7), cancelando-se mutuamente ou diminuindo bastante a intensidade dos picos. A Figura 4.2d mostra o sinal médio da temperatura depois da filtragem. Foi usado o filtro de Transformada Rápida de Fourier do Origin[®]. Dessa maneira foram removidas as componentes do sinal com frequência maior do que $1/(n\Delta\tau)$, onde n é o número dos pontos considerados no tempo e $\Delta\tau$ é o tempo entre a aquisição de dois pontos experimentais subsequentes ($\Delta\tau = 1/\text{ScanRate}$). No tratamento dos dados experimentais foram usados $n = 100$ e $\Delta\tau = 1/\text{ScanRate} = 10^{-4}$ s (ou 10000 aquisições por segundo).

A Figura 4.2d (repetida em 4.3) ilustra o método de extração do ponto crítico τ_{cr} , de transição da micro- para a macroerosão pelo método térmico. Percebe-se que é muito difícil extrair esse ponto de inflexão da temperatura usando apenas o método térmico. Mesmo com o uso da derivada (Figura 4.3, curva **b**) permanece essa dificuldade. Como se vê (Figura 4.3, curva **c**), do sinal da linha de cobre esse ponto pode ser obtido de forma bem mais fácil (momento do tempo de τ_{cr} espectroscópico).

A experiência de outros autores [60] com grande número de sinais de temperatura mostrou que os sinais dos termopares apresentam uma complexidade bem maior do que o mostrado nas Figuras 4.2. Observam-se, além do “pick-up” de indução do arco no loop dos fios

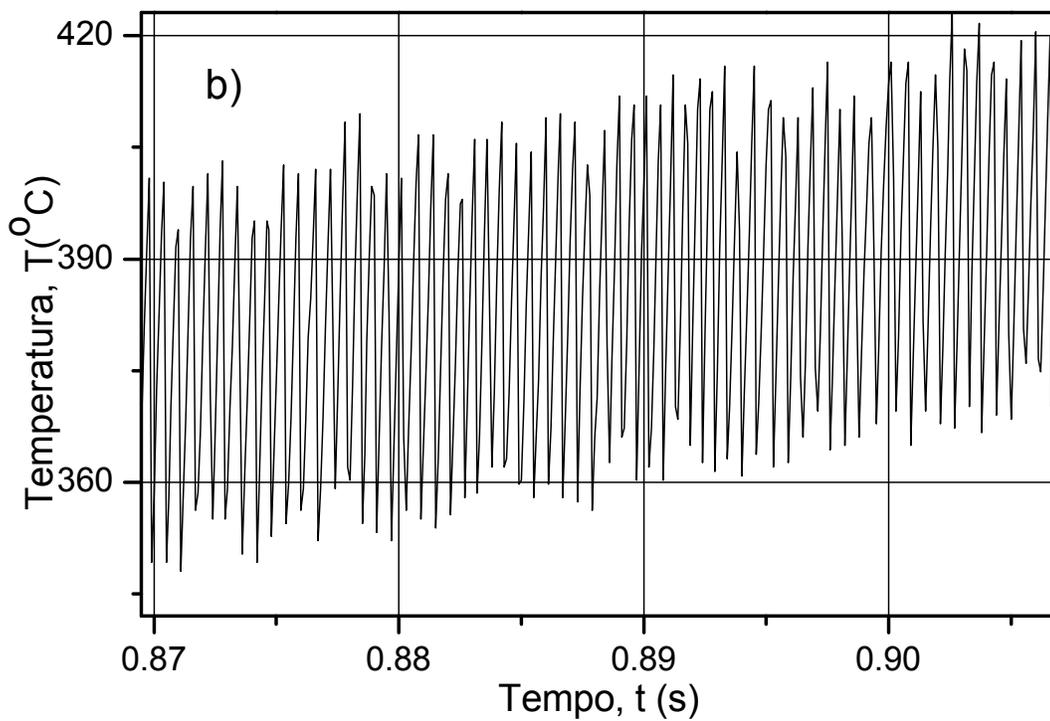
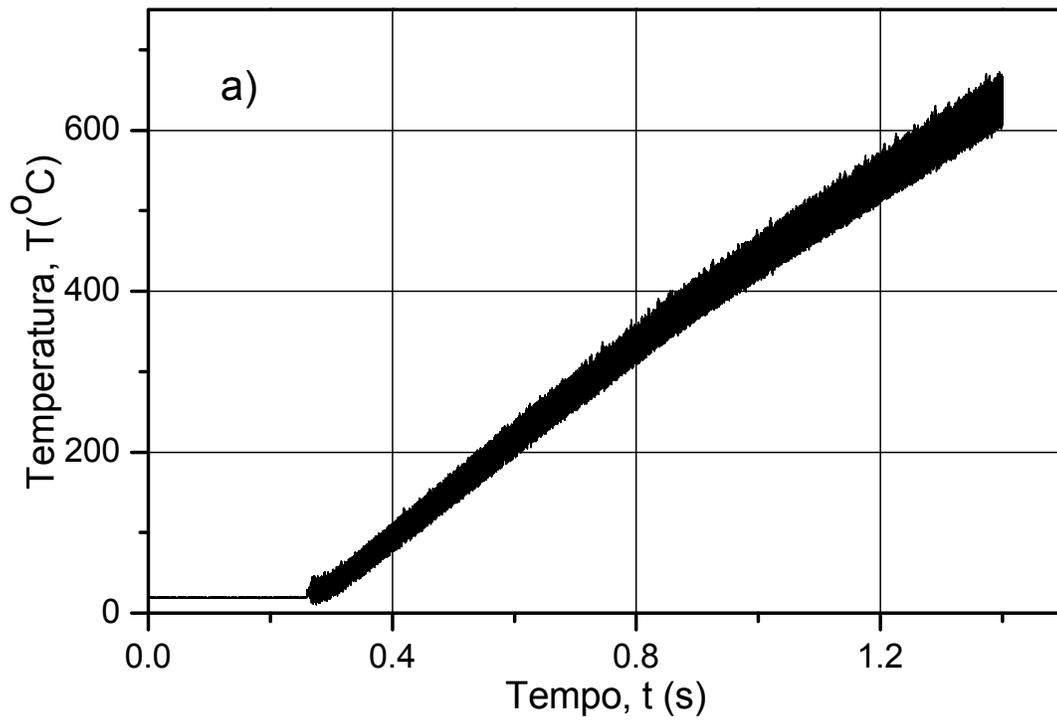


Figura 4.1 a) Sinal típico da temperatura do eletrodo, obtido com um termopar; b) detalhe do mesmo sinal ampliado.

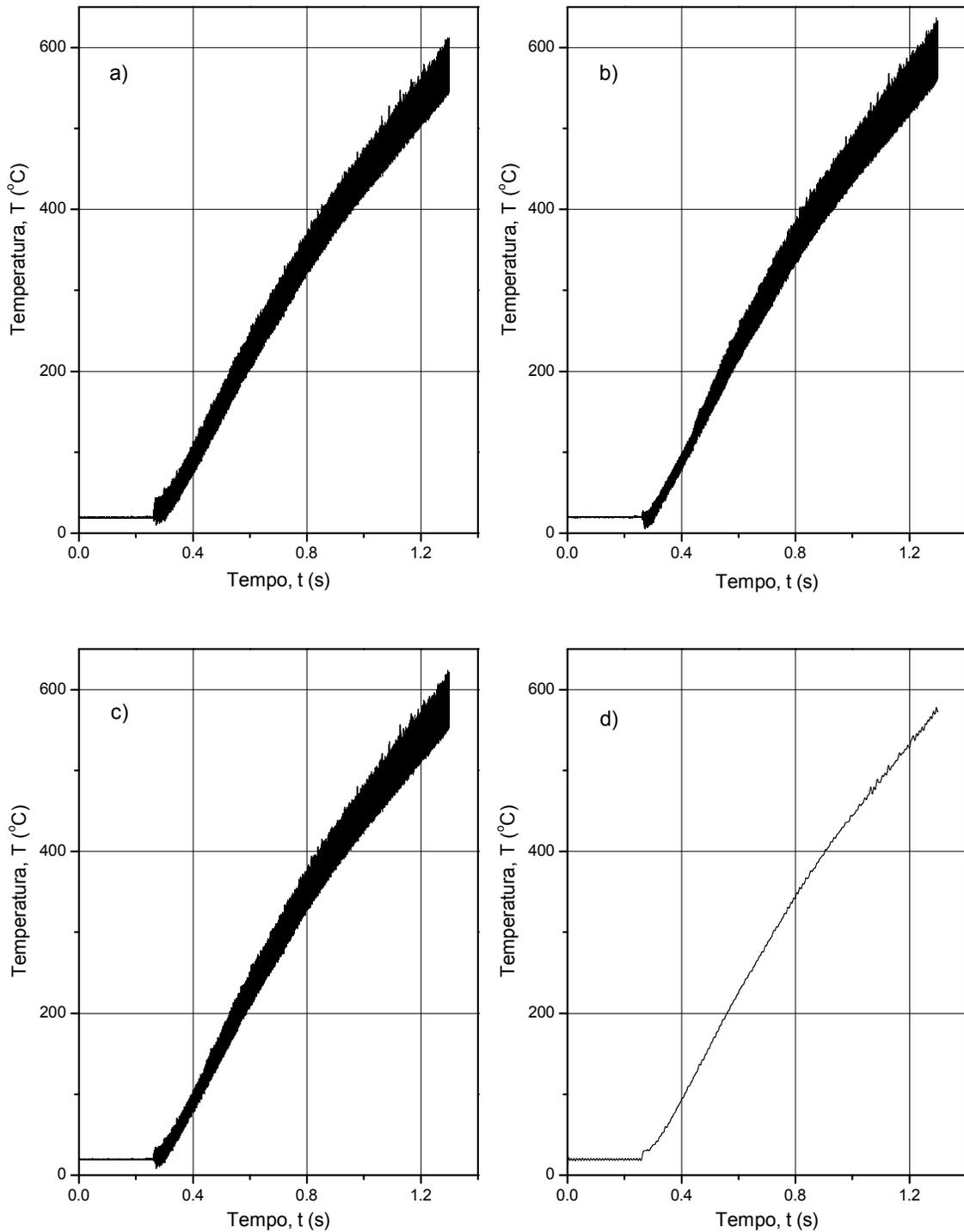


Figura 4.2 Usando o algoritmo de tratamento do sinal da temperatura: a) e b) curvas da temperatura, obtidas dos sinais de dois termopares instalados em faces opostas do mesmo catodo; c) sinal médio dos dois termopares; d) sinal médio da temperatura do catodo após filtragem FFT.

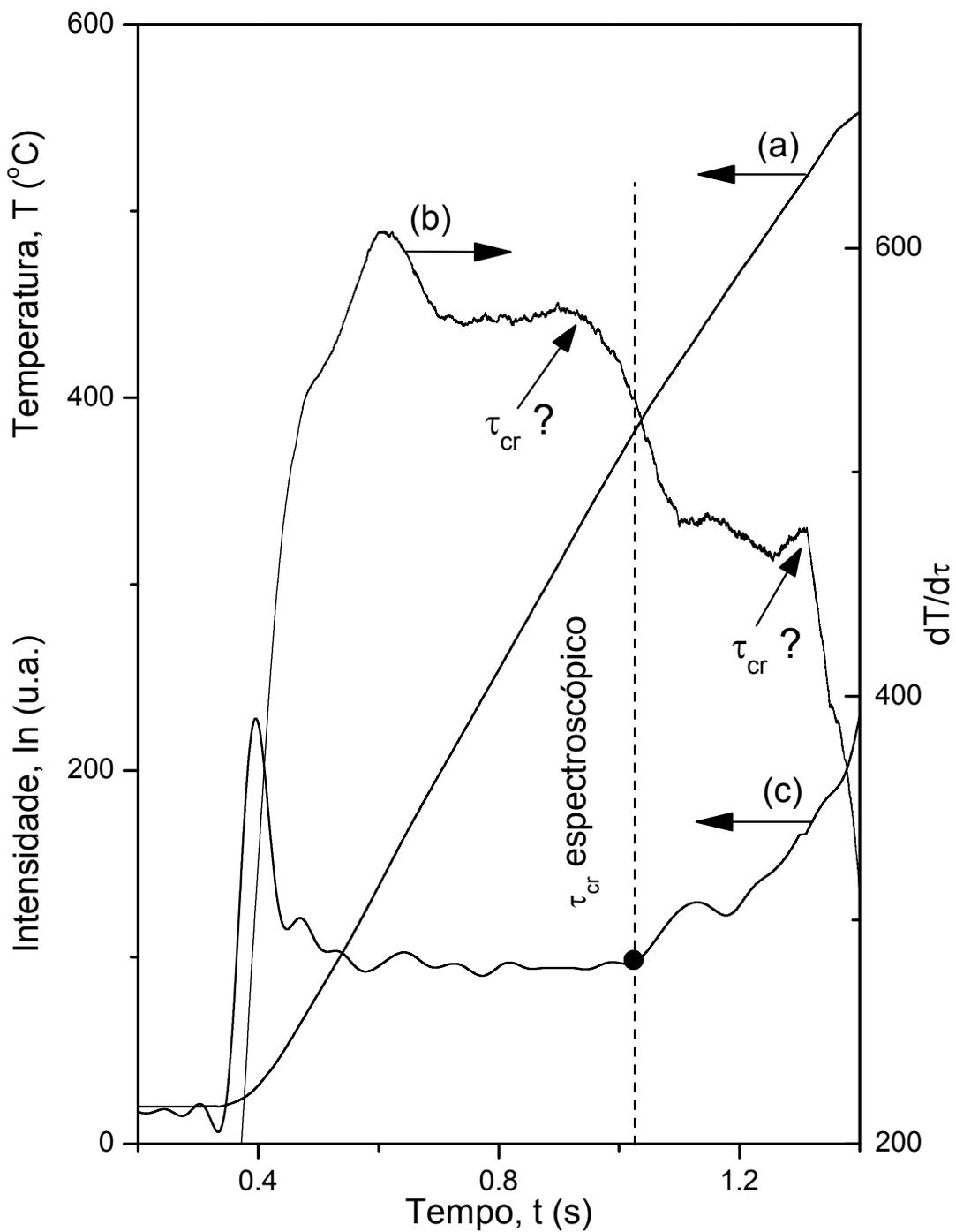


Figura 4.3 A figura ilustra a dificuldade de determinação do ponto crítico pelo método térmico. Na figura são mostrados: a) o sinal filtrado da curva da temperatura; b) a derivada do sinal (a); c) a intensidade da linha espectral do cobre.

do termopar, grandes oscilações devido ao ruído do arco, movimento longitudinal do arco ao longo da superfície do eletrodo e um sinal de baixa frequência na faixa de 180 Hz, que deve ser proveniente da fonte, e que pode ser visto nas oscilações da amplitude dos picos. Destas, a perturbação maior é a constituída pelas oscilações longitudinais do arco, que podem ser detectadas observando separadamente cada sinal de dois termopares opostos, que apresentam fases opostas. A espessura mínima possível de 2 mm para o catodo diminui um pouco esse tipo de perturbação, mas não a elimina como um todo. Essa é a maior justificativa para o desenvolvimento e utilização do presente método térmico-espectroscópico, pois fica muito difícil detectar o ponto crítico a partir apenas dos sinais dos termopares. Entretanto, a temperatura no ponto crítico tem que ser obtida, evidentemente, do sinal do termopar, sendo o momento do tempo crítico τ_{cr} obtido do sinal da intensidade da linha do cobre. Daí a denominação de método termo-espectroscópico.

4.2 Medida da intensidade da linha do cobre

A linha de cobre utilizada nos experimentos foi a de comprimento de onda 5218 Å. O sistema experimental para a medida da intensidade da linha de cobre em função do tempo está descrito no Capítulo 3.6. Apesar da semelhança no processo de tratamento do sinal da intensidade para o ar e para o nitrogênio, estamos apresentando os resultados em capítulos separados para enfatizar a diferença relevante entre eles.

4.2.1 Medida da intensidade da linha de cobre para o ar

Os sinais típicos da intensidade, para parâmetros operacionais diversos do sistema experimental, são apresentados nas Figuras 4.4. Como podemos ver nessas figuras, o sinal da intensidade do feixe luminoso revela a evidente existência de três regiões ao longo do tempo, independentemente dos parâmetros operacionais (Figura 4.5):

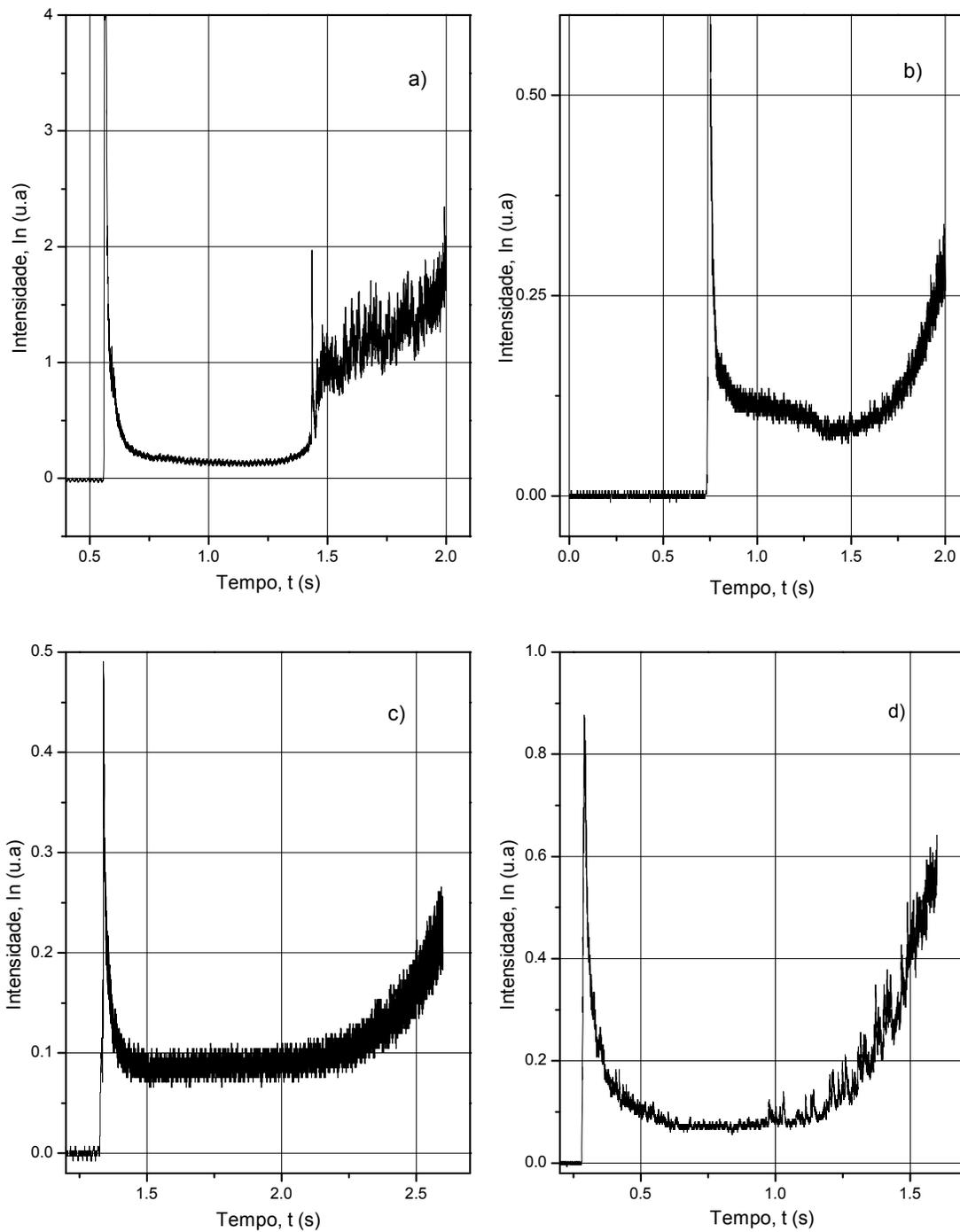


Figura 4.4 Exemplos típicos do sinal da intensidade da linha do cobre para os seguintes parâmetros operacionais do arco elétrico *no ar*: a) $I = 300$ A, $B = 0.047$ T; b) $I = 200$ A, $B = 0.063$ T; c) $I = 200$ A, $B = 0.032$ T; d) $I = 200$ A, $B = 0.15$ T

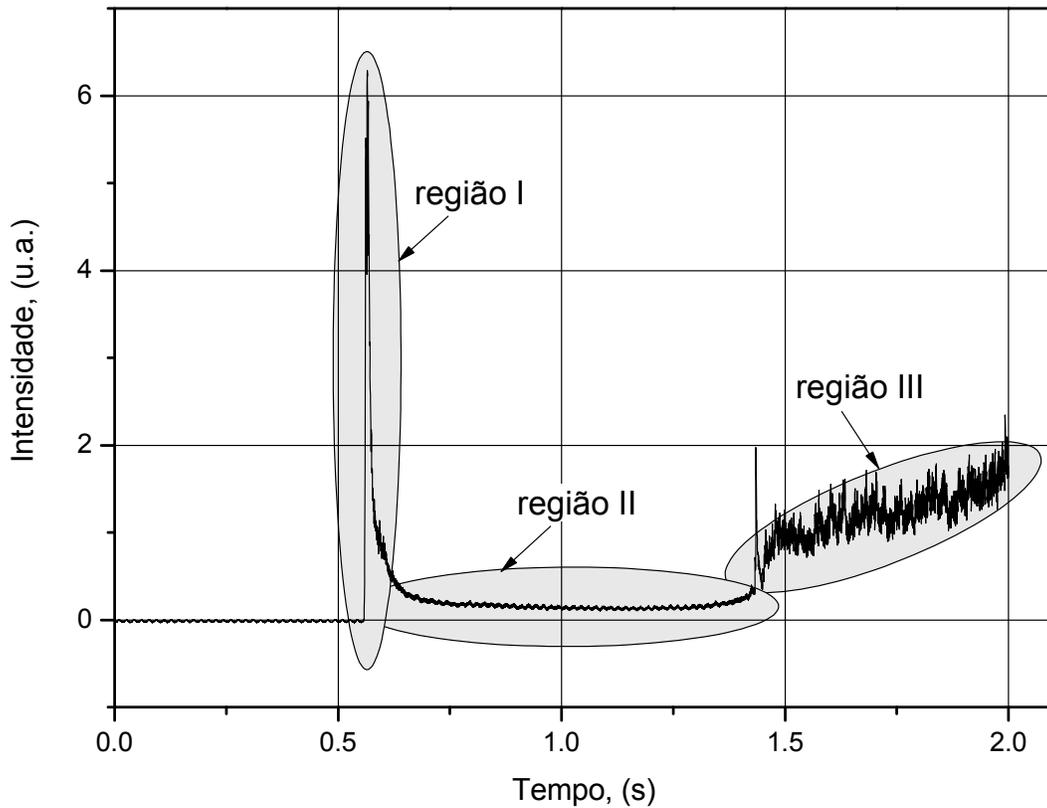


Figura 4.5 As três regiões diferentes no sinal da intensidade da linha do cobre para arco elétrico em ar.

- primeira região: região com um máximo pronunciado, que corresponde ao momento da ignição do arco no começo da experiência. A amplitude desse pico depende (a) dos parâmetros operacionais do sistema experimental e (b) da dimensão da fenda na entrada do espectrômetro;
- segunda região: região com intensidade constante ou quase constante, que corresponde à microerosão ($\tau_r < \tau_0$): a temperatura da superfície do eletrodo (contaminada ou não por óxidos) é suficientemente baixa para não haver macroerosão. A microerosão deve corresponder a processos de evaporação ou sublimação da superfície. As camadas de óxidos no eletrodo influem apenas indiretamente no processo de erosão do catodo, tornando menor a mobilidade do arco sobre a superfície. Em outras palavras, influenciando na velocidade da mancha do arco, o que por sua vez influi no processo de destruição do

metal no sentido de aumentá-la. Como exemplo, na Figura 4.6 estão apresentadas curvas do sinal da intensidade para duas experiências consecutivas, mantendo-se os demais parâmetros constantes. Como resultado da experiência anterior (Figura 4.6a), a superfície do catodo já está mais contaminada, o que influi na forma do sinal na experiência seguinte (especialmente na zona da transferência da micro- para a macroerosão, Figura 4.6b).

- região de aumento abrupto da intensidade do feixe luminoso, que corresponde à macroerosão, isto é, a destruição da superfície do eletrodo por ter alcançado e ultrapassado a temperatura de fusão sob a mancha do arco (corresponde a $\tau_r > \tau_0$) com aumento de concentração de vapores de cobre no gap entre eletrodos. A velocidade de crescimento do sinal nessa região depende de fatores operacionais (campo magnético B ; corrente I ; tensão U) e das condições de superfície.

A transição de um sinal aproximadamente constante (microerosão) para um abrupto aumento da intensidade da linha do cobre (macroerosão) é a informação que mais se destaca dessas figuras, permitindo-nos determinar, com relativa facilidade, o momento crítico τ_{cr} de transição da micro- para a macroerosão. A comparação das Figuras espectrais 4.4-4.6 com as Figuras térmicas 4.1-4.2, onde ambas contêm a mesma informação do ponto crítico, é amplamente favorável às Figuras 4.4-4.6, pela grande facilidade de se determinar o ponto crítico destas últimas. Portanto, o método espectroscópico apresenta muito mais sensibilidade que o método térmico na determinação do ponto crítico.

A Figura 4.7b mostra o sinal da intensidade depois da filtragem do sinal original (Figura 4.7a). Para suavizar a curva da intensidade e eliminar o ruído (análogo ao caso da medida da temperatura) foi usado o filtro de Transformada Rápida de Fourier do software Origin[®] da Microcal Corporation. Dessa maneira foram removidas as componentes do sinal com frequência maior do que $1/(n\Delta\tau)$, onde n é o número de pontos considerados no tempo e $\Delta\tau$ é o tempo entre a aquisição de dois pontos experimentais subsequentes ($\Delta\tau = 1/\text{ScanRate}$). No tratamento dos dados experimentais foram usados $n = 100$ e $\Delta\tau = 1/\text{ScanRate} = 10^{-4}$ s. Os gráficos da intensidade antes e depois do tratamento são mostrados na Figura 4.7. Como podemos ver, o ruído no sinal da intensidade, usando-se este método de filtragem, não pode ser totalmente eliminado, mas pode ser significativamente reduzido para se determinar o ponto no sinal de

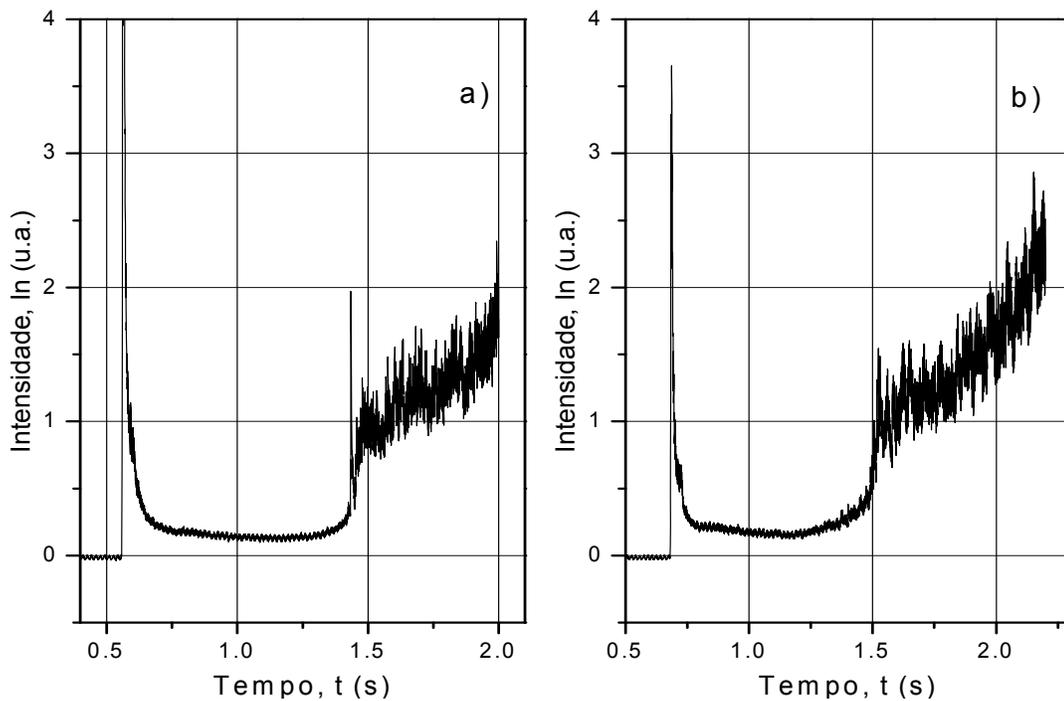


Figura 4.6 Intensidade da linha do cobre para duas experiências consecutivas, mantendo-se os outros parâmetros constantes ($I = 300$ A, $B = 0.047$ T).

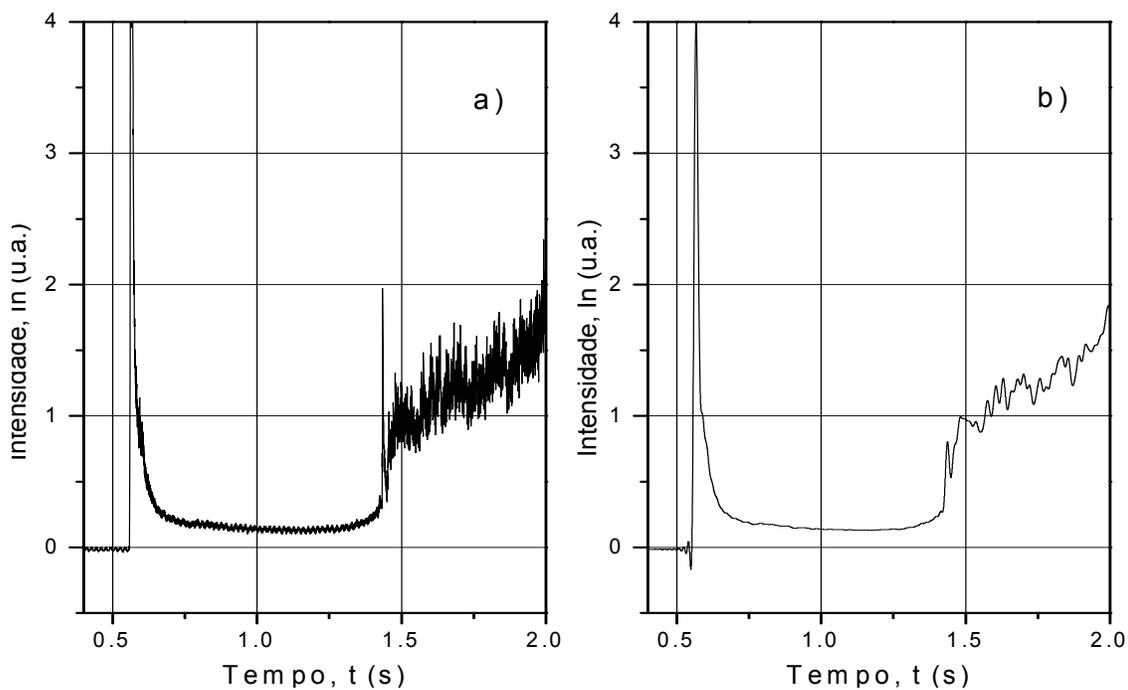


Figura 4.7 Exemplo típico de processamento do sinal da intensidade: a) curva da intensidade obtida na saída de eletrômetro; b) curva da intensidade após filtragem FFT.

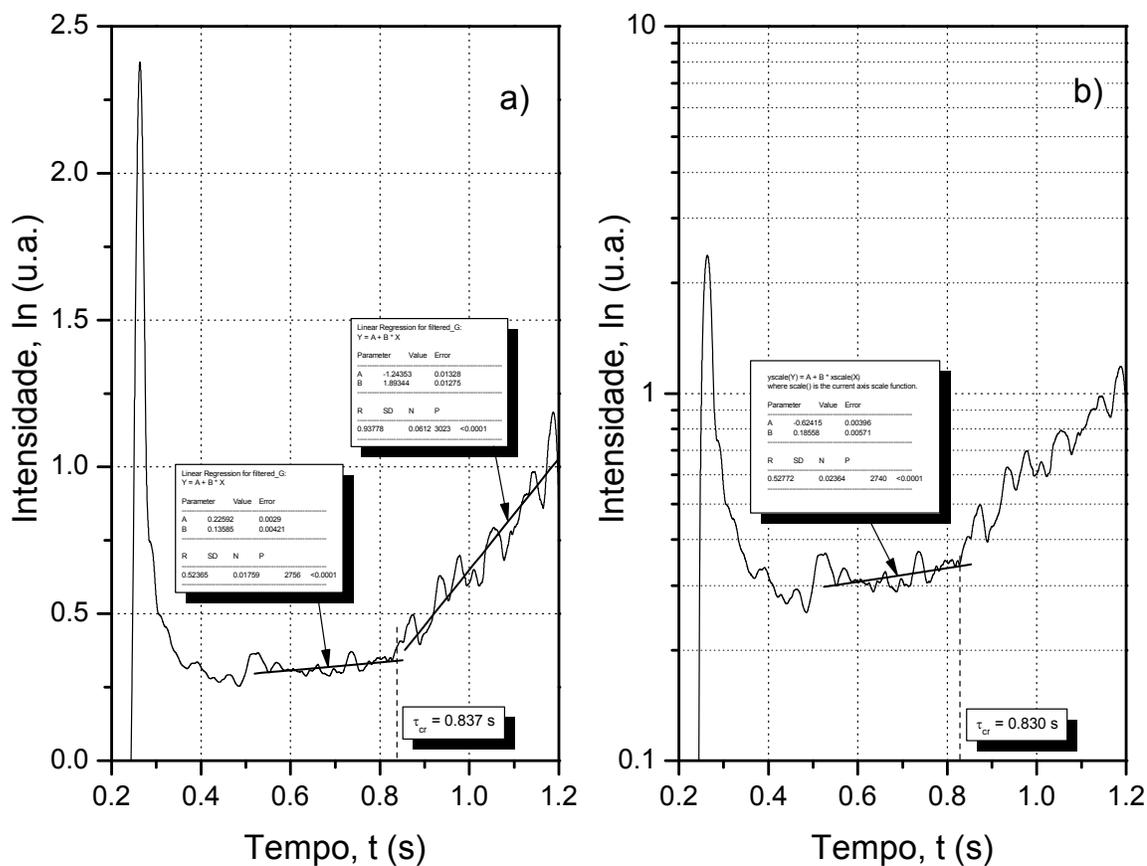


Figura 4.8 Diferentes metodologias para obtenção do tempo crítico: a) utilizando o sinal original da intensidade In depois da filtragem e dois ajustes lineares; b) utilizando o mesmo sinal em escala logarítmica.

aumento abrupto na intensidade com clareza, ponto este que corresponde a transição do processo de microerosão para o processo de macroerosão na superfície de eletrodo.

Na Figura 4.8 são apresentadas as duas metodologias utilizadas para a obtenção do tempo crítico através do sinal da intensidade depois da filtragem. No primeiro método faz-se um gráfico da intensidade In versus tempo com aplicação de dois ajustes lineares na região II e na região III respectivamente. O ponto de intersecção de duas retas é utilizado para determinar o tempo crítico (Figuras 4.8a). No segundo método faz-se o gráfico do logaritmo da intensidade In versus tempo. O ponto crítico corresponde ao começo de aumento abrupto de sinal da intensidade que as vezes é mais visível com a utilização da escala logarítmica (Figuras 4.8b). Os resultados obtidos com os dois métodos para o mesmo experimento diferem muito pouco: $\tau_{cr} = 0.84$ e 0.83 s ,

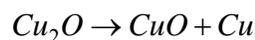
respectivamente. Ambos os métodos descritos, estendidos às demais medidas, lograram o mesmo resultado de τ_{cr} , mas a escolha do método depende da forma do sinal de intensidade na região de transição.

Analogamente à temperatura, o sinal da intensidade da linha do cobre tem grandes oscilações devido à instabilidade do movimento do arco elétrico, paradas do arco (o que pode produzir picos mais fortes e mais largos), ruído da rede elétrica externa, movimento longitudinal do arco ao longo da superfície do eletrodo e outros processos na região entre eletrodos.

4.2.2 Medida da intensidade da linha do cobre para o nitrogênio

Os sinais típicos da intensidade, para parâmetros operacionais diversos do sistema experimental para nitrogênio, são apresentados nas Figuras 4.9. Como podemos ver nessas figuras, o sinal da intensidade do feixe luminoso revela a evidente existência de quatro regiões ao longo do tempo, independentemente dos parâmetros operacionais (Figura 4.10):

- primeira região: região com um máximo pronunciado, que corresponde ao momento da ignição do arco no começo da experiência. A amplitude desse pico depende também dos parâmetros operacionais e da dimensão da fenda na entrada do espectrômetro;
- segunda região: região com intensidade constante ou quase constante, que corresponde à microerosão ($\tau_r < \tau_0$): a temperatura da superfície do eletrodo é suficientemente baixa para não haver macroerosão do material do eletrodo ($\leq 300\text{ }^\circ\text{C}$, Figura 4.10). Durante a formação de camadas finas e condutivas, um dos mais prováveis mecanismos é a redistribuição do óxido Cu_2O para a forma CuO mais cobre, tendo a seguinte forma:



De outro lado, precisamos mencionar que na superfície do eletrodo antes do experimento podem ser formadas camadas de óxido residual (como Cu_2O , CuO). Sabemos da literatura [24, 25] que Cu_2O é mais estável a temperaturas mais baixas e CuO a temperaturas maiores que $250\text{--}300\text{ }^\circ\text{C}$. Mas na região II a temperatura da superfície ainda não alcançou esse valor, portanto essa região pode estar relacionada provavelmente

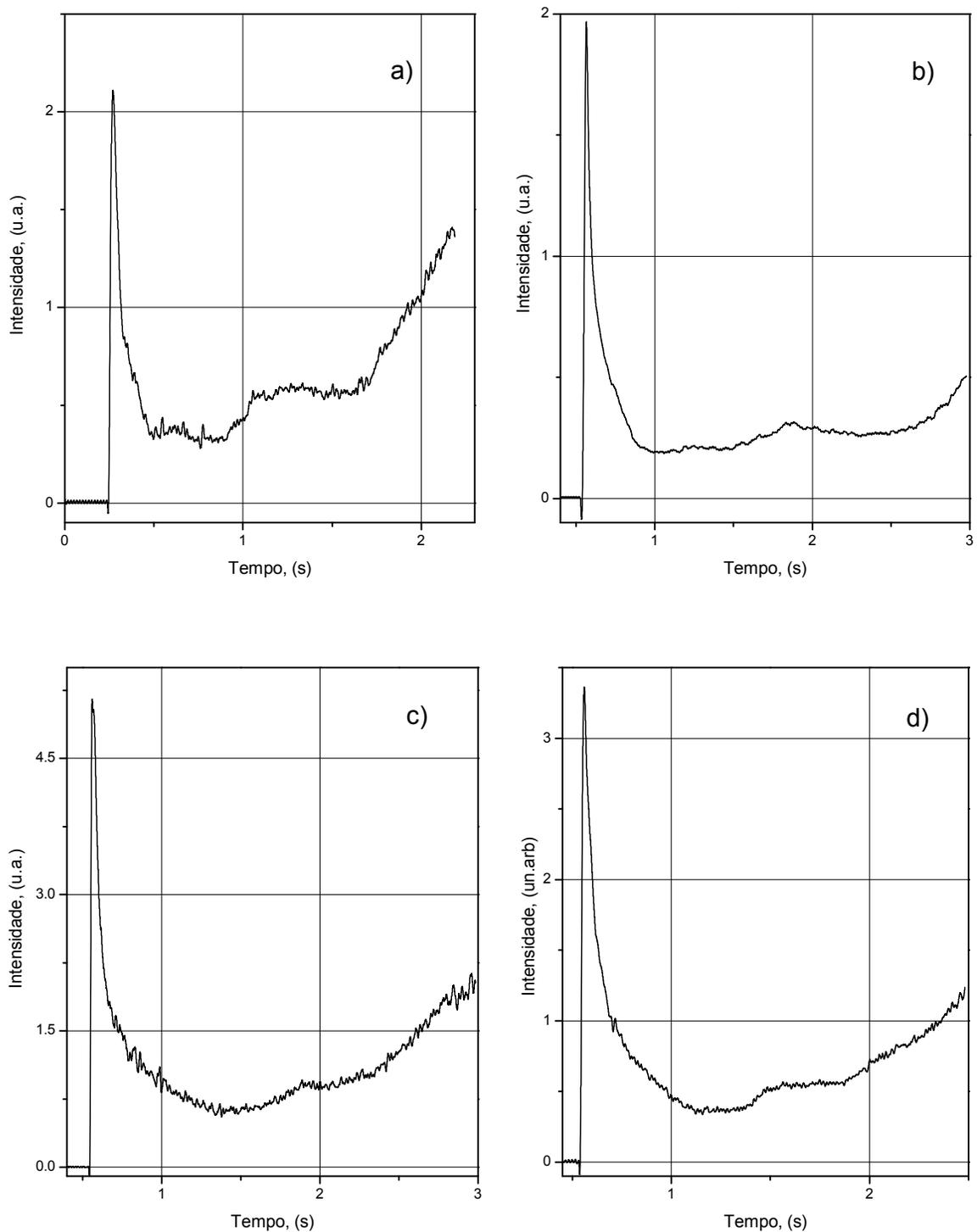


Figura 4.9 Exemplos típicos do sinal da intensidade da linha do cobre (depois de filtragem) com nitrogênio com os seguintes parâmetros operacionais do arco elétrico: a) $I = 200 \text{ A}$, $B = 0.235 \text{ T}$; b) $I = 200 \text{ A}$, $B = 0.294 \text{ T}$; c) $I = 200 \text{ A}$, $B = 0.086 \text{ T}$; d) $I = 200 \text{ A}$, $B = 0.174 \text{ T}$

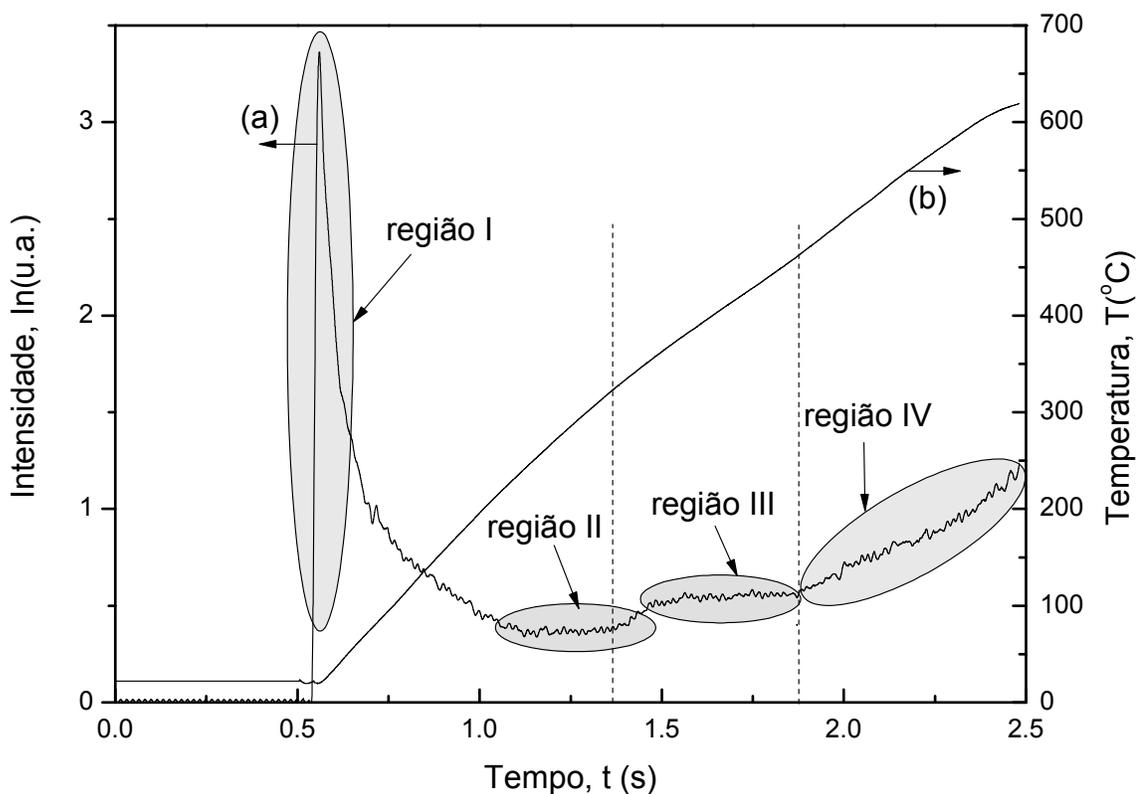


Figura 4.10 As quatro regiões diferentes no sinal da intensidade da linha do cobre para arco elétrico com nitrogênio: (a) – sinal de intensidade, (b) – sinal de temperatura.

com o processo de microerosão na superfície do eletrodo contaminada com Cu_2O residual;

- terceira região: região com intensidade constante ou quase constante, mas com maior amplitude que a região anterior. Nessa região a temperatura da superfície supera o valor de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, que não é suficiente ainda para o começo do processo de macroerosão na superfície do eletrodo. Todavia, essa temperatura é suficientemente alta para a realização da seguinte reação química $Cu_2O \rightarrow CuO + Cu$, pois a forma CuO de óxido é a forma mais estável nessas condições. O pequeno aumento – “bump” – no sinal da intensidade no momento quando a temperatura atinge $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ pode ser provocado exatamente por resultado dessa reação. Então essa região III pode estar provavelmente relacionada com o

processo de microerosão na superfície do eletrodo que está contaminada agora com CuO residual;

- quarta região: região com aumento abrupto e constante da intensidade do feixe luminoso, que ocorre quando a temperatura alcança valores altos, de $500-600\text{ }^{\circ}C$, dependendo da corrente e do campo magnético. Agora a temperatura da superfície é suficientemente alta para se fazer a correspondência desta região com o processo de macroerosão na superfície do eletrodo.

De acordo com o gráfico da intensidade podemos definir dois pontos de transição: o primeiro é entre a região II e a região III, e o segundo – entre a região III e a região IV. O primeiro ponto encontra-se entre duas regiões com intensidade constante (entre “dois patamares”), enquanto que o segundo ponto separa duas regiões de caráter diferente: região III com sinal constante e região IV onde a intensidade tem forte aumento. Levando em conta toda a informação mencionada acima (junto com a informação obtida com ar) podemos concluir que o segundo ponto de transição corresponde ao tempo crítico ($\tau_r = \tau_0$) definido pelo modelo térmico de erosão. Mas a análise, os cálculos e o tratamento dos dados e dos parâmetros obtidos posteriormente, como densidade de corrente j , velocidade do arco v etc., foram realizados levando em conta os dois pontos de transição. A idéia é comparar os resultados para cada escolha com a previsão tanto experimental quanto teórica, confirmando que o segundo ponto de transição realmente é aquele que caracteriza a transição de micro- para macroerosão. Para distinguir os dois pontos, a transição entre região II e região III foi denominada como ponto crítico 1 e a transição entre região III e região IV como ponto crítico 2. Também deveremos mencionar que a separação entre a região II e a região III deixa de ser relevante ao longo de experimentos consecutivos. Portanto o número dos experimentos realizados com um catodo é no máximo quatro. O procedimento para determinação de dois pontos críticos através do sinal da intensidade tem certa semelhança com o método utilizado para ar e está apresentado na Figura 4.11.

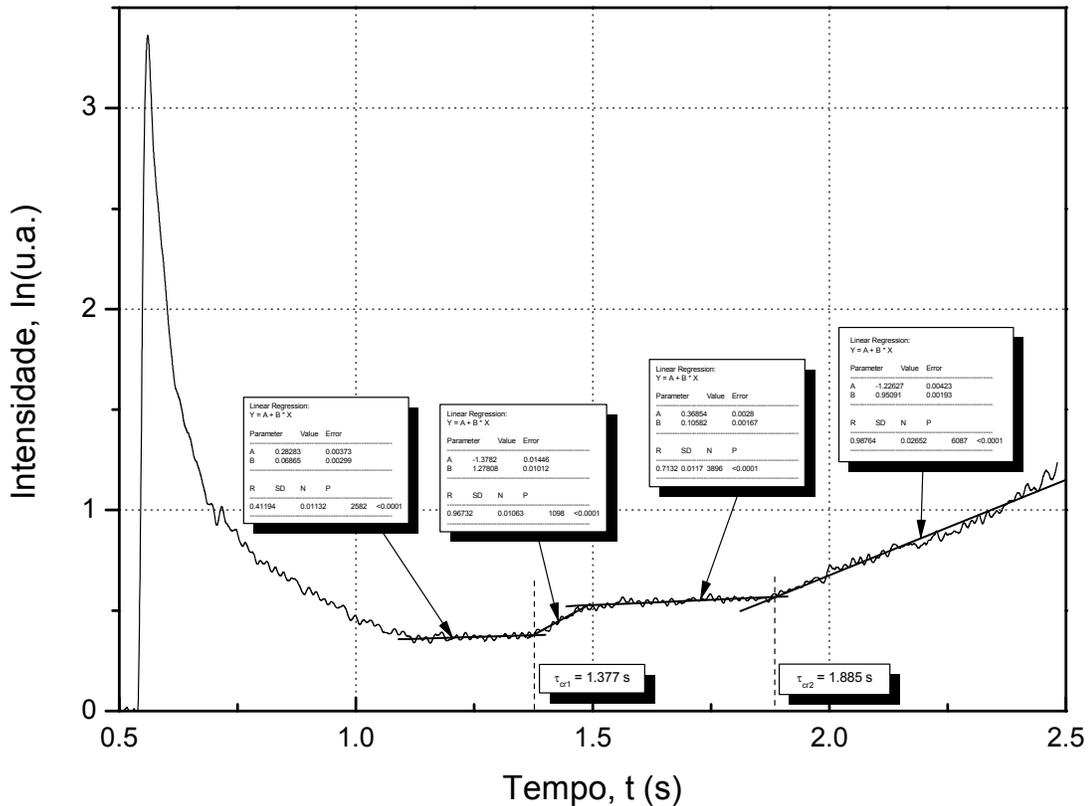


Figura 4.11 Metodologia para obtenção dos dois pontos críticos para experimentos com nitrogênio.

4.3 Medida da velocidade de rotação do arco e dos parâmetros relacionados com a velocidade

Na presente seção vamos apresentar as duas metodologias para a determinação da velocidade de rotação do arco utilizando sensor magnético e sensor óptico. As duas metodologias não dependem do gás plasmagênico e apresentam resultados idênticos. Além disso, apresentamos os métodos para medidas de (a) valor mais provável da frequência de rotação f_c e da (b) largura de distribuição de frequências w para cada região definida a partir do sinal da intensidade (duas regiões para ar e três regiões para nitrogênio).

A frequência f e, conseqüentemente, a velocidade v de rotação do arco pode ser obtida através da Transformada de Fourier do sinal do detector magnético, de acordo com a metodologia

descrita no capítulo 3.9.1. A Figura 4.12 mostra o procedimento típico para tratamento do sinal da temperatura (detector magnético) para a determinação da velocidade de rotação do arco para o experimento realizado com ar. Na Figura 4.12a, parte superior, é apresentado o sinal original do termopar e, na parte inferior, o mesmo sinal sem as frequências menores que 300 Hz (depois da aplicação de um filtro tipo “cut-off”). Tal procedimento permite remover as diferentes fontes de sinal de baixa frequência e, principalmente, a variação lenta da temperatura na superfície do eletrodo que não é necessária para as medidas de velocidade e foi realizado na forma automática em software LabVIEW durante a coleta dos dados experimentais. Essa metodologia de remover $f < 300$ Hz mostrou ser importante para a obtenção de uma Transformada de Fourier mais limpa e nítida. A transformada de Fourier de um sinal do sensor magnético para todo intervalo de tempo de uma experiência (incluindo região de microerosão (II) e macroerosão (III) para ar) é apresentada na Figura 4.12b. Vemos claramente na figura dois picos (1105 e 1412 Hz) separados de 307 Hz. Isso induz a suspeita de que esses picos sejam provenientes, um da micro- e o outro da macroerosão. Com efeito, as Figuras 4.12c e 4.12d foram obtidas fazendo-se essa separação: o sinal no tempo na Figura 4.12a foi primeiro separado em *dois* intervalos de tempo de acordo com o sinal da intensidade, um para $\tau < \tau_{cr}$ e a outro para $\tau > \tau_{cr}$. As Transformadas Fourier de cada intervalo são apresentadas nas Figuras 4.12c e 4.12d, respectivamente, confirmando a suspeita acima, dando para a microerosão a frequência de 1411 Hz e para a macroerosão 1084 Hz ($v_{micro} = 177 \text{ ms}^{-1}$ e $v_{macro} = 136 \text{ ms}^{-1}$). Vemos que a velocidade de rotação do arco no regime de microerosão é sempre maior que aquela no regime de macroerosão, neste caso, 23,2 %. Além disso, os picos apresentam também certa dispersão, mostrando que a velocidade não é um parâmetro constante.

Como alternativa, a medida da velocidade do arco pode ser feita através do sensor óptico, utilizando o filtro “cut-off” de frequências baixas e Transformação Rápida de Fourier do sinal original da intensidade (para detalhes ver Capítulo 3.9.2) da mesma maneira que foi utilizada para o sensor magnético. Na Figura 4.13 estamos apresentando a comparação qualitativa das duas metodologias. Como mostram os resultados, as medidas para ambos os métodos, detector magnético e sensor óptico, concordam completamente.

Além disso, através da aplicação da distribuição de Gauss à Transformada Rápida de Fourier no sinal da intensidade, foram obtidos: (a) o valor da mais provável frequência de rotação (ou velocidade) e (b) a largura da distribuição de frequências (ou velocidades) como apresentado

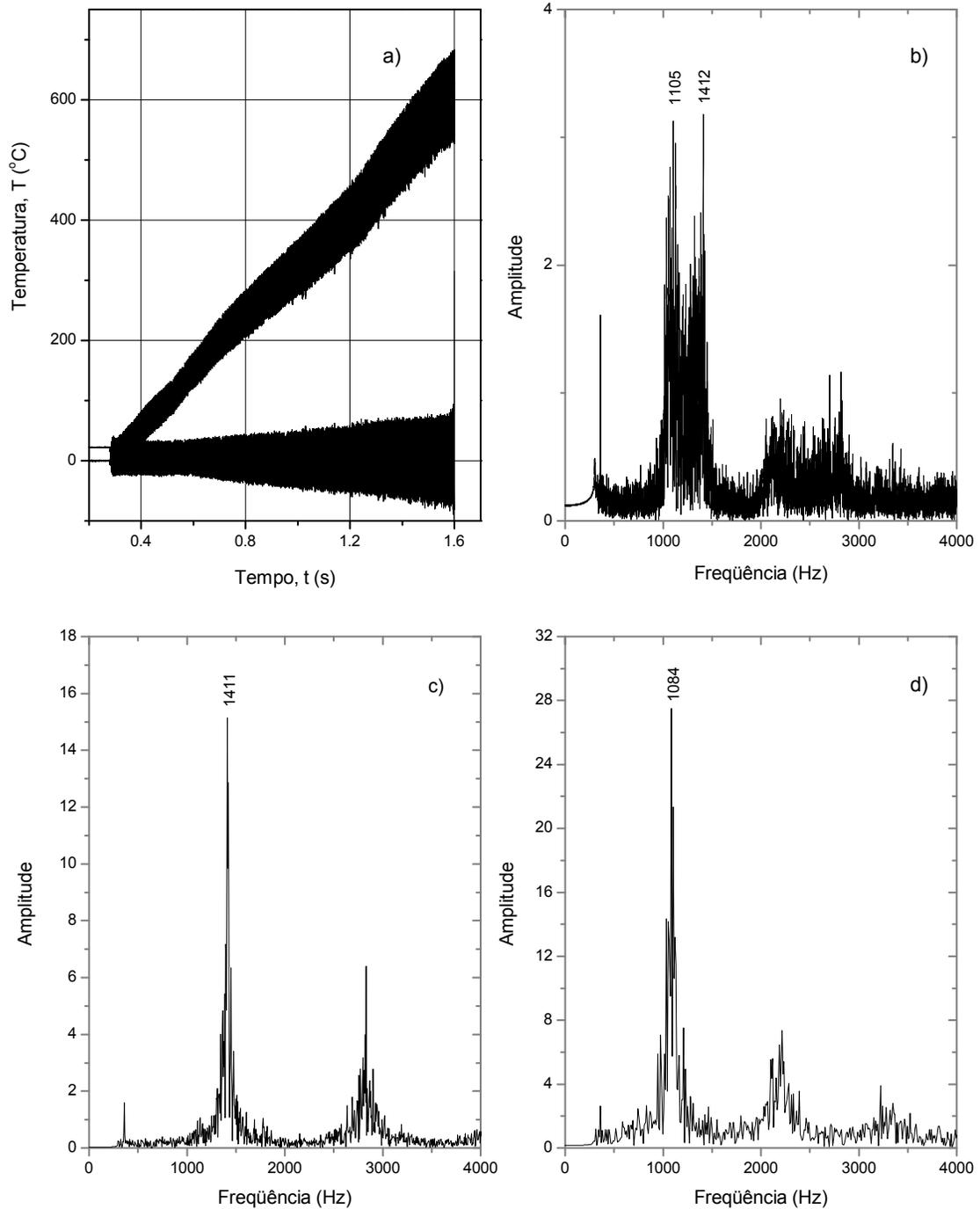


Figura 4.12: a) (em cima) Sinal da temperatura de um termopar; a) (em baixo) idem, após a filtragem “cut-off” das freqüências $f < 300$ Hz; b) FFT do sinal da temperatura, obtido para todo o intervalo de tempo da experiência com *ar*; c) FFT do sinal da temperatura, obtido apenas para a microerosão ou até tempo crítico; d) idem, obtido apenas para a macroerosão ou depois do tempo crítico.

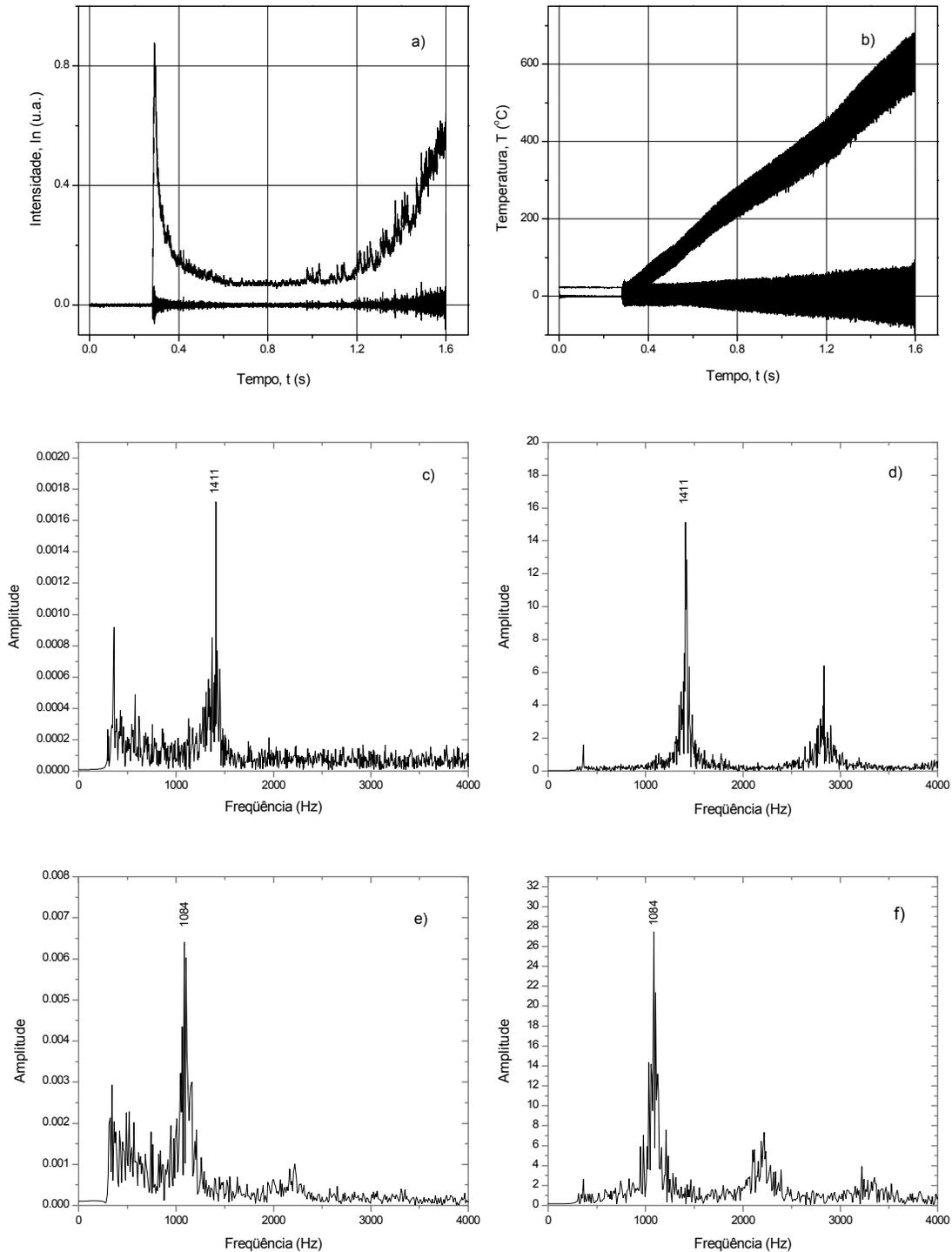


Figura 4.13 Medida da velocidade usando dois métodos diferentes (óptico e magnético): a) (em cima) sinal original da intensidade da linha do cobre para *ar*; a) (em baixo) idem, depois do filtro “cut-off” para eliminação de $f < 300$ Hz; b) (em cima) sinal original da temperatura (sensor magnético); b) (em baixo) idem, depois do filtro “cut-off” para eliminação de $f < 300$ Hz; c) e e) FFT do sinal filtrado da intensidade da linha do cobre para microerosão e macroerosão, respectivamente; d) e f) FFT do sinal filtrado do sensor magnético para microerosão e macroerosão, respectivamente.

na Figura 4.14. Novamente essas medidas foram realizadas individualmente para cada região determinada de acordo com o sinal da intensidade. Isso permite o estudo mais detalhado da dependência com o campo magnético externo da velocidade e da largura de distribuição de velocidade. A utilização do valor da frequência mais provável pode diminuir bastante o erro no resultado da medida da velocidade do arco. Durante a grande maioria dos experimentos para a medida da velocidade e parâmetros relacionados à ela (a frequência mais provável e a largura da distribuição) foi utilizado exatamente *o sinal da intensidade*, deixando a relação temporal da temperatura (sensor magnético) somente para o uso nos casos duvidosos.

O mesmo procedimento descrito acima foi aplicado para experimentos com nitrogênio, uma única diferença se faz presente – cada relação temporal da temperatura obtida durante os experimentos, de acordo com o sinal da intensidade, já foi dividida em *três* intervalos (para

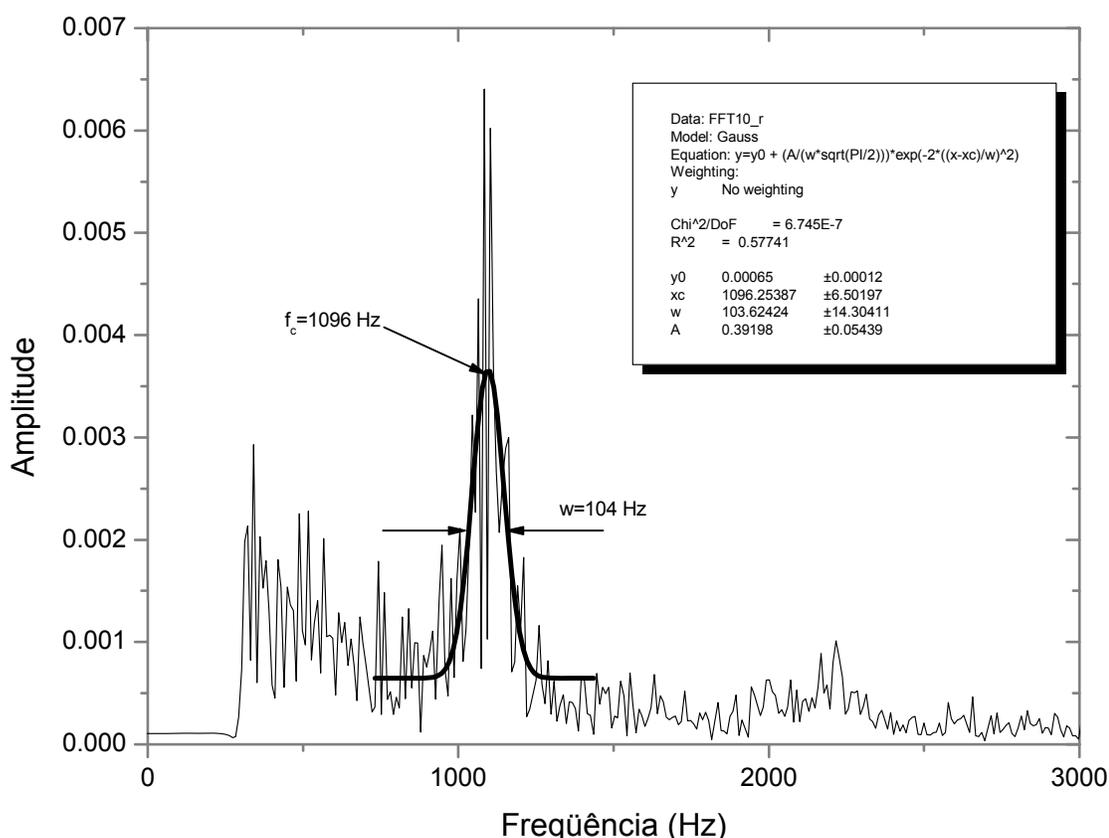


Figura 4.14 Sinal com linha fina: FFT de um típico sinal filtrado da intensidade da linha do cobre; sinal com linha grossa: ajuste de gaussiana para obtenção do valor mais provável da frequência de rotação e da largura de distribuição de frequências.

regiões II, III e IV). A frequência de rotação (e velocidade) foi determinada individualmente para cada intervalo para futura comparação e análise dos resultados.

4.4 Análise da medida da velocidade de rotação do arco para ar

Neste subcapítulo, fazemos uma análise dos resultados da medida da velocidade de rotação do arco v , tendo por base os gráficos desse parâmetro versus o campo magnético B . Com base em 83 experimentos realizados com ar, no intervalo de 0.017-0.304 T, nas mesmas condições experimentais (velocidade axial de gás plasmagênico (ar) constante de $G = 2.35 \text{ ms}^{-1}$, corrente constante de $I = 200 \text{ A}$), nas Figuras 4.15a e 4.15b, mostramos os gráficos de v versus B para intervalo da micro- e a macroerosão, respectivamente. No ajuste foi utilizada a função $v = aB^b$. Essa função foi escolhida, tendo em vista o estudo mais detalhado da velocidade feito em [50], que apresenta a seguinte função para a velocidade:

$$v = 78I^{4/9} B^{0.6} \rho^{-8/9} \varphi^{-1/3}, \quad (4.1)$$

onde I é a corrente, B é a intensidade do campo magnético, ρ é a densidade do gás em frente do arco, $\varphi = 1/(1 + v_a) + v_a$ é um parâmetro axial, onde v_a é a velocidade axial do gás.

Os valores do coeficiente b obtidos são $b = 0.57$ para a microerosão e $b = 0.59$ para a macroerosão, dando uma média de $b = 0.58$ muito próxima de $b = 0.60$, o que confere com a fórmula acima. É importante observar que na literatura [31, 48-50, 60] os autores não fizeram a separação dos dados experimentais para a micro- e macroerosão, como estamos fazendo aqui.

Como vimos no capítulo anterior, $f_{micro} > f_{macro}$ ou $v_{micro} > v_{macro}$, sendo a diferença entre essas frequências em média da ordem de 10-15%. Para evidenciar melhor essa diferença apresentamos na Figura 4.16 um gráfico de $(v_{micro} - v_{macro})/v_{macro} = \Delta v/v_{micro}$ versus B . Apesar da grande dispersão na Figura 4.16, é fato notório que todos os pontos estão acima de zero, ou seja, $v_{micro} > v_{macro}$ (dentro de um intervalo de até 30%). Como podemos ver para experimentos realizados com ar, a velocidade de rotação do arco para a microerosão é *sempre* maior do que àquela da macroerosão.

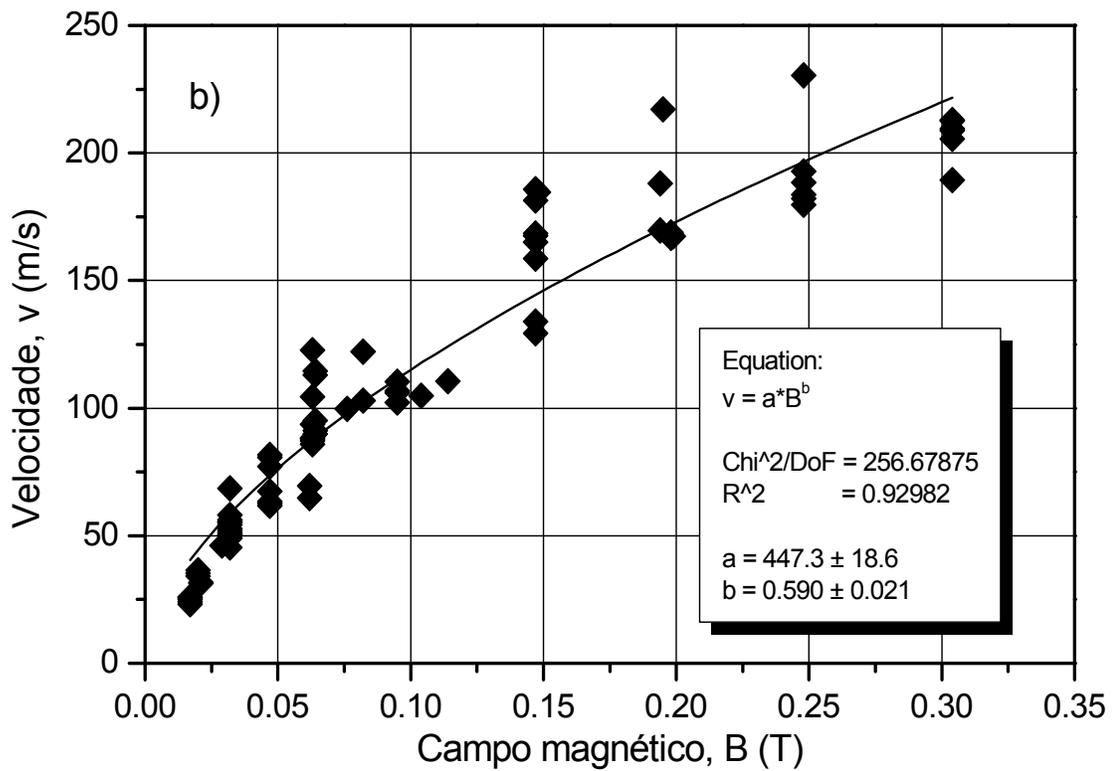
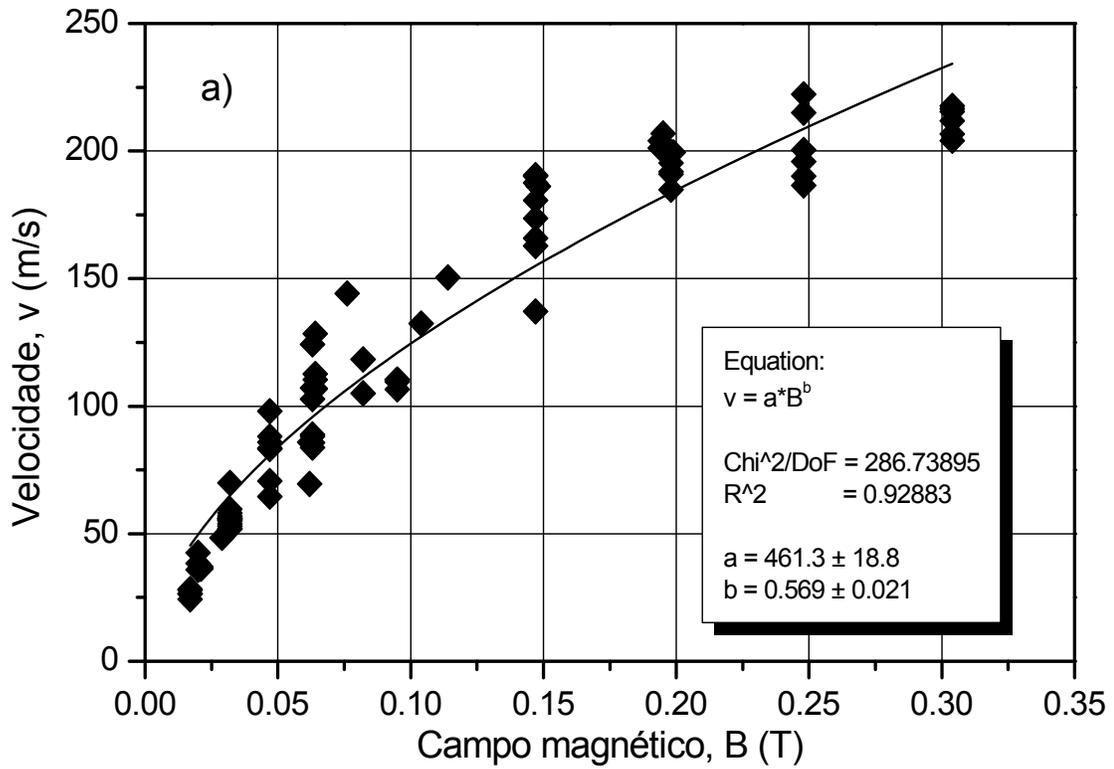


Figura 4.15 Velocidade do arco v versus campo magnético B para ar: a) microerosão; b) macroerosão. Os pontos: dados experimentais; a linha cheia: melhor ajuste aos pontos (função potência).

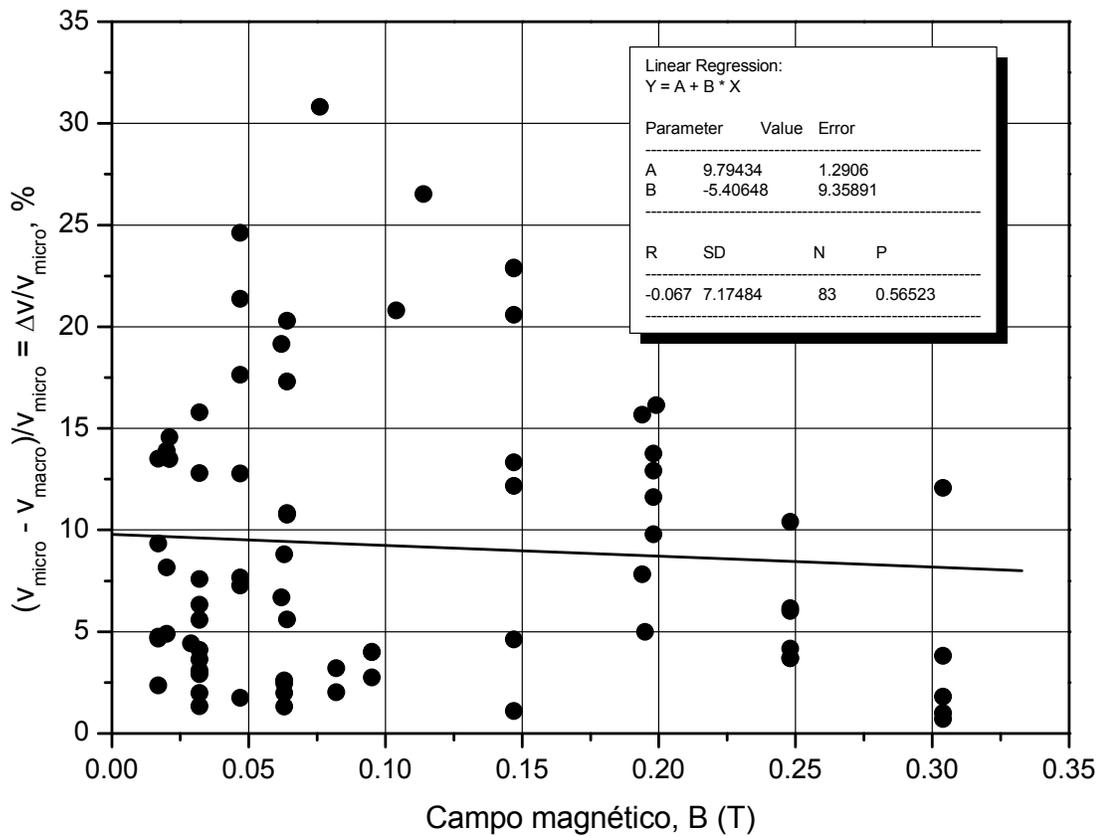


Figura 4.16 Gráfico de $\Delta v / v_{micro}$ versus campo magnético B . Os pontos: dados experimentais, a linha cheia: melhor ajuste linear.

Em vários trabalhos [18, 45] foi proposto a idéia da existência de uma “resistência superficial” ou “força de arraste superficial” (“surface drag force”) ao movimento do arco. Assim, as condições da superfície (ou a intensidade do processo da erosão) influenciariam no movimento da mancha: na macroerosão, a força de superfície seria maior, diminuindo a velocidade da mancha em comparação com microerosão. Para explicação desse aumento da força de superfície na macroerosão pode ser utilizado um fenômeno chamado “jatos catódicos”, que seriam mais intensos ou só existiriam na macroerosão. Os jatos catódicos explicariam também a grande dispersão observada para valores baixos de B .

Nas tochas de plasma, com estabilização do arco por vórtice de gás, tanto com campo magnético, quanto sem, utilizando filmagem rápida, foi observado em [12, 63] que, com o aumento de corrente, a partir de determinado valor (ponto crítico τ_{cr}), o catodo passa a emitir

intensos jatos catódicos. Esses jatos contribuiriam para o aumento da concentração de vapor de cobre, juntamente com o vapor produzido normalmente pela macroerosão. Ou seja, levando em conta os resultados em [12, 63], pode-se supor a hipótese de que a macroerosão seria sempre acompanhada pelos jatos catódicos, que proveriam a tal força de arraste superficial ao movimento do arco. Além disso, devido aos jatos catódicos, a mancha tenderia a permanecer mais tempo no ponto que emitiu o jato, pois o vapor metálico no gás, levemente ionizado, “prenderia” a mancha do arco no ponto de ejeção, aumentando a força superficial e fazendo o arco pular de um ponto ao outro, diminuindo assim a mobilidade da mancha. Em outras palavras, a macroerosão (explicada pelo modelo termofísico) estaria acompanhada pelos jatos catódicos e por um modo de movimentação do arco descontínuo, com paradas freqüentes. Experimentalmente isso pode ser verificado através da comparação do regime de movimento do arco antes e depois do início da macrofusão com os resultados das medidas espectroscópicas.

Aqui é preciso realçar que os autores em [12, 63] erroneamente explicaram o aumento brusco da erosão, não através do argumento termofísico, desconhecido deles, mas como sendo devido à perturbação do vórtice de gás pelos jatos mencionados. Os nossos experimentos, conduzidos numa instalação coaxial com rotação magnética do arco, *sem aplicação do vórtice de gás*, mostraram que o crescimento abrupto da taxa de erosão com o aumento da corrente é um fenômeno térmico, pois o vórtice de gás não foi utilizado. Isso permitiu concluir que o aumento da erosão no ponto crítico não é devido à perturbação do vórtice. Os jatos catódicos apenas seriam favorecidos pela macroerosão (explicada pelo modelo termofísico). Daí surge uma pergunta: quê mecanismo seria esse de produzir jatos catódicos na macroerosão? Essa pergunta pode servir para objeto de pesquisa futura. A diferença entre velocidades v_{micro} e v_{macro} pode então ser explicada através dos jatos catódicos na macroerosão, influenciando na mobilidade da mancha do arco.

Vemos, portanto que (Figura 4.16), a velocidade de rotação do arco no caso de microerosão sempre é maior do que no caso de macroerosão. A diferença entre ambos os regimes diminui com o aumento do campo magnético. No caso dos campos magnéticos menos intensos, o regime de movimento da mancha do arco elétrico é governado pelo aparecimento de jatos catódicos. Portanto, a influência da força de resistência superficial no movimento da mancha é mais significativa em baixos campos e provoca uma diferença mais forte nas velocidades. Por

outro lado, no caso dos campos magnéticos intensos, a força magnética externa começa a ser o fator dominante.

Para analisar melhor o comportamento da velocidade, um gráfico da dispersão (largura da distribuição de Gauss da velocidade dividida pelo valor mais provável da velocidade) é apresentado na Figura 4.17. De acordo com o gráfico, o valor adimensional da largura da distribuição da velocidade do arco para microerosão cresce com o aumento da força do campo magnético externo (observação: no final do gráfico podemos observar uma diminuição da distribuição, mas para comprovar essa tendência no futuro precisamos de resultados para campos magnéticos de maior intensidade). Essa relação da distribuição com o campo magnético para microerosão tem caráter estável e dependência exponencial definida com coeficiente de correlação $R = 0.89$ (ver Figura 4.17). Inesperadamente, o aumento do campo magnético e/ou os outros processos na superfície do eletrodo provocam a instabilidade no movimento da mancha, assim ampliando a largura da distribuição de Gauss. O comportamento esperado, diminuição de largura com aumento do campo não foi observado. Muito provavelmente os processos na superfície (jatos catódicos, formação e destruição das camadas de óxidos e outros, por enquanto desconhecidos) são responsáveis por esse comportamento.

Para a macroerosão a distribuição da largura adimensional mostra um leve crescimento para campos magnéticos menos intensos (para $B < 0.15\text{ T}$) até valores ainda mais altos em comparação à microerosão. Os intensos processos de macroerosão na superfície acompanhados pela variedade dos outros processos junto com valores relativamente pequenos do campo magnético explicam esse comportamento. Para campos magnéticos médios e mais intensos a distribuição estabiliza-se e até começa a diminuir de forma esperada, pois o campo magnético nesta região começa a configurar a força dominante. A dispersão geral dos pontos experimentais para macroerosão não pode ser aproximada de forma semelhante a da microerosão (coeficiente da correlação $R = 0.29$) devido à influência desestabilizadora dos processos superficiais (jatos de pouca mobilidade, processos químicos etc.) que determinam uma deterioração forte da regularidade do movimento do arco para campos magnéticos menos intensos.

Precisamos notar que para campos magnéticos mais intensos ambas as distribuições aproximam-se, quando as forças eletromagnéticas consideravelmente prevalecem sobre forças de resistência superficial do eletrodo. É muito provável que com o aumento futuro do campo magnético (para $B > 0.30\text{ T}$) as distribuições vão diminuir como foi esperado. Claramente, o

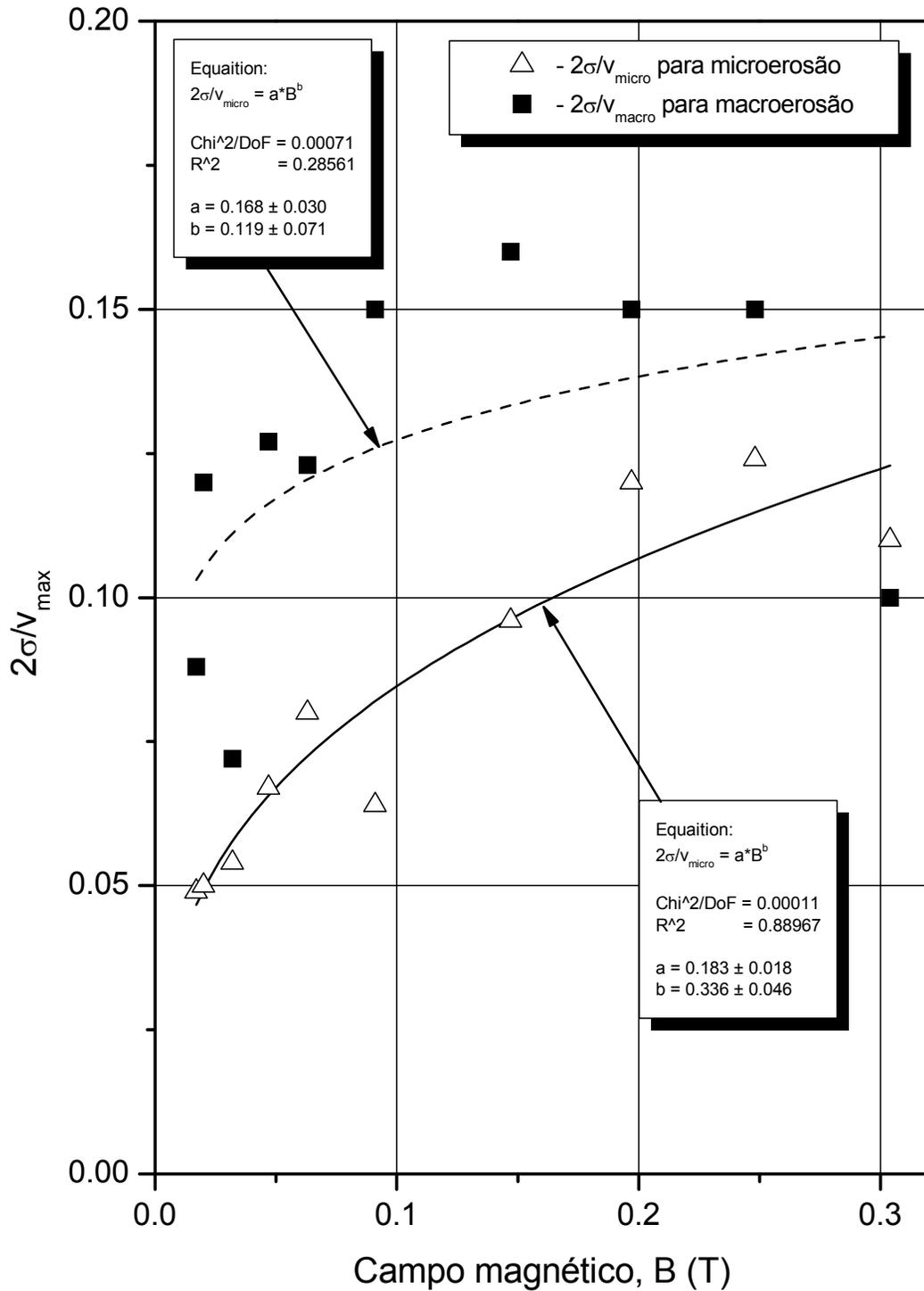


Figura 4.17 Razão entre a largura da distribuição de Gauss da velocidade 2σ e a velocidade máxima da distribuição para as condições de micro e macroerosão para ar. Os pontos: dados experimentais medidos para cada valor de campo magnético; linha cheia: melhor ajuste tipo lei de potência.

estudo mais detalhado do comportamento da distribuição da velocidade da mancha do arco elétrico para ar requer mais dados experimentais para que se possa entender melhor o fenômeno.

4.5 Análise da medida da velocidade de rotação do arco para nitrogênio

Neste capítulo, de forma semelhante à anterior, fazemos uma análise dos resultados da medida da velocidade de rotação do arco v versus o campo magnético B para nitrogênio. Com base em 60 experimentos realizados, no intervalo de 0.055-0.330 T, nas mesmas condições experimentais (velocidade axial de gás plasmagênico (nitrogênio) constante de $G = 2.00 \text{ ms}^{-1}$, corrente constante de $I = 200 \text{ A}$), na Figuras 4.18, mostramos o gráficos de v versus B . No gráfico são apresentados conjuntamente três grupos de pontos e ajustes correspondentes separados de acordo com a região onde as velocidades foram medidas (veja Figura 4.10). Em geral, os resultados para o nitrogênio mostraram que a diferença entre as velocidades de micro- e macroerosão é menor em relação à obtida no ar, e esses resultados são apresentados juntos. Novamente para o ajuste foi utilizada a função de potência $v = aB^b$. O valor do coeficiente b varia de $b = 0.61$ para a região II até $b = 0.65$ para a região IV que são próximas de $b = 0.60$ (que foi medido para arco elétrico com ar) o que confere com a fórmula (4.1). Isso mostra que para o nitrogênio, independente do intervalo do tempo (região), a velocidade pode ser *aproximada* pela relação (4.1).

Como foi apresentado no capítulo anterior podemos comparar a velocidade para diferentes intervalos de tempo no mesmo experimento. Foram analisados 40 experimentos onde os dois pontos de transição foram observados na forma mais nítida. Na Figura 4.19a vamos observar a diferença entre a velocidade v_{II} (na região II) e a velocidade v_{III} (na região III) em função do campo magnético B . Analisando o gráfico podemos fazer as seguintes conclusões: a) a velocidade na região III é sempre maior ou igual do que a na região II; b) essa diferença é relativamente pequena e não supera o valor de 5%; c) a diferença citada não depende do valor do campo magnético externo B . Levando em consideração essa informação e os resultados obtidos para o ar podemos confirmar que o instante de tempo denominado como ponto crítico

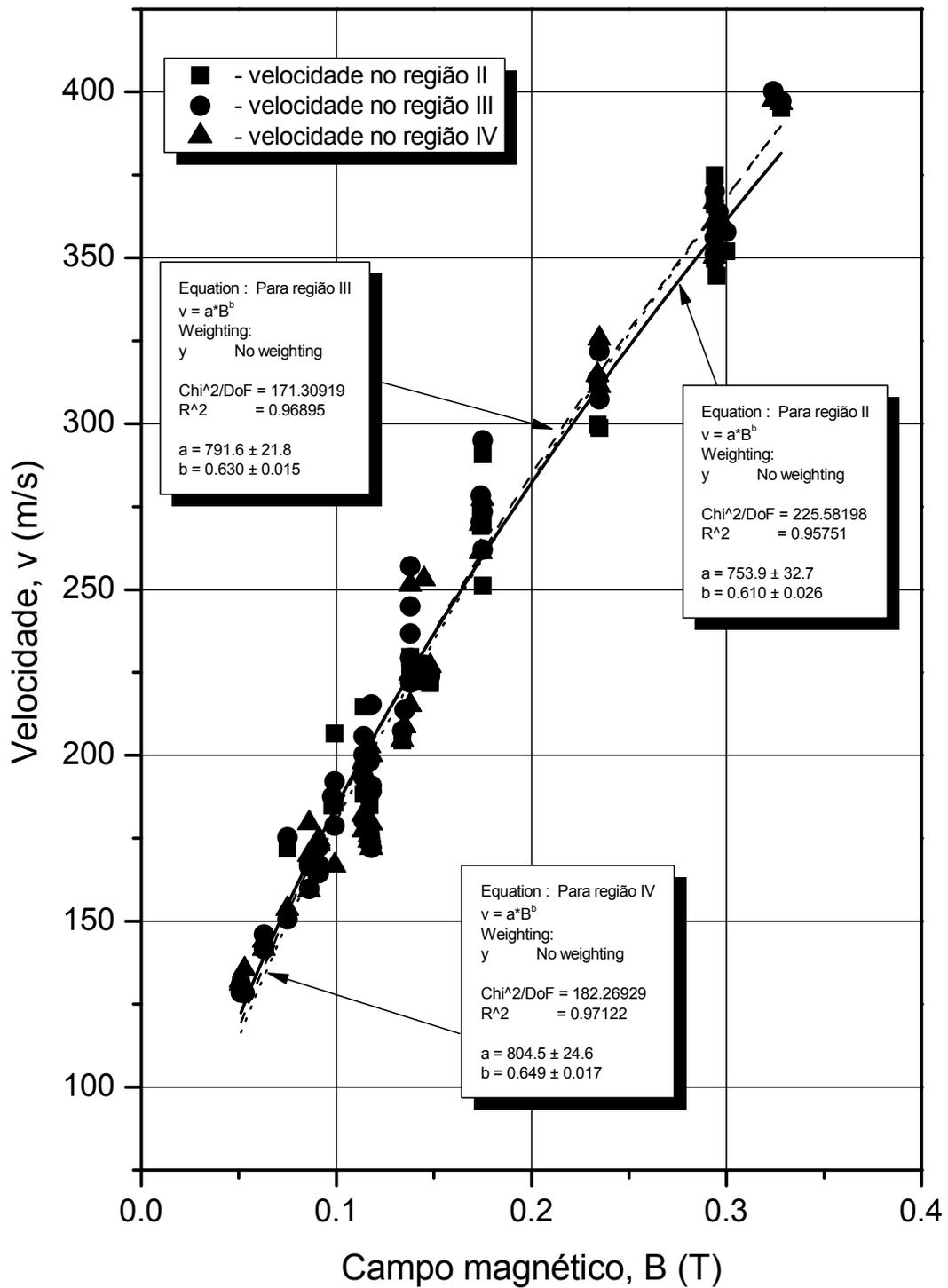


Figura 4.18 Velocidade do arco v versus campo magnético B para nitrogênio: os pontos separados de acordo com a região. As linhas: os melhores ajustes aos pontos (função potência).

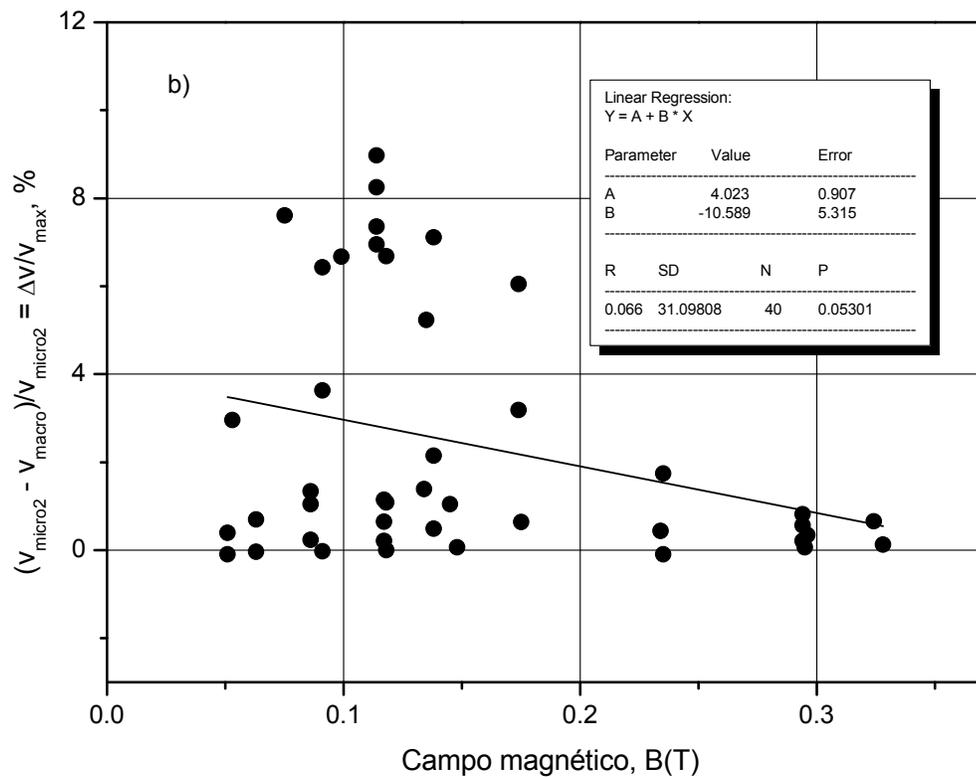
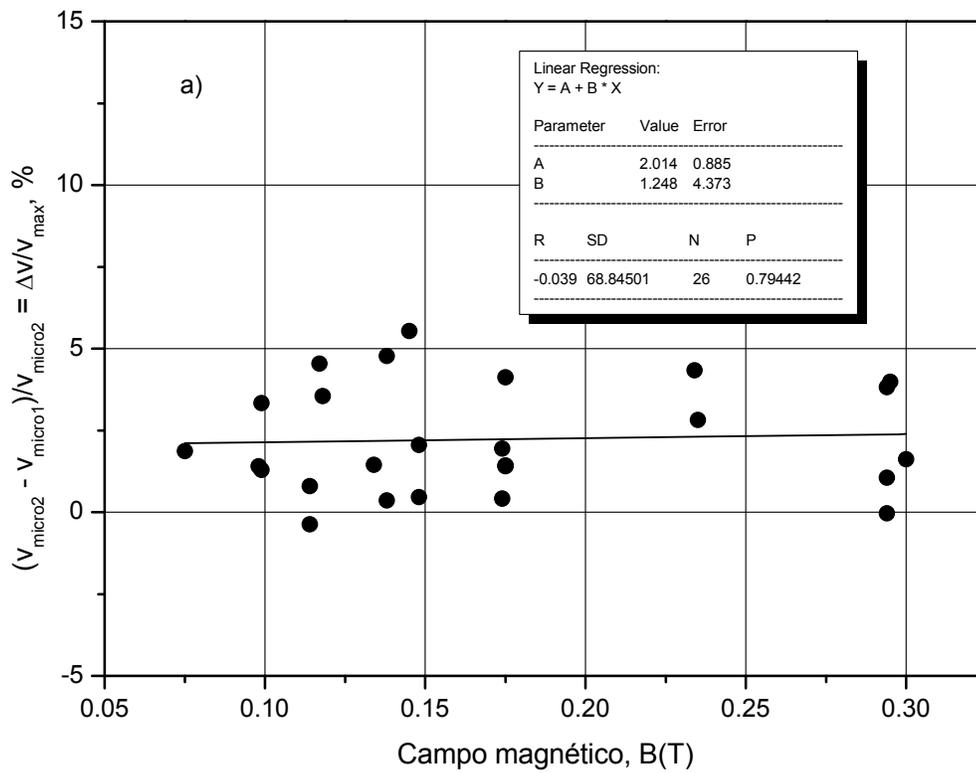


Figura 4.19 Gráfico de $\Delta v / v_{\max}$ versus campo magnético B para regiões II e III (a), III e IV (b). Os pontos: dados experimentais, a linha cheia: melhor ajuste linear.

1 realmente não corresponde à transição de micro- para macroerosão. É muito provável que essa pequena variação da velocidade entre as regiões II e III esteja relacionada a processos de decomposição de óxidos residuais formados na superfície do eletrodo, deixando a superfície mais limpa na região III, diminuindo a força de resistência superficial (“surface drag force”).

Para comprovação dessa conclusão vamos analisar a Figura 4.19b, onde está apresentada a diferença entre a velocidade v_{III} (na região III) e a velocidade v_{IV} (na região IV). A primeira observação que podemos fazer é que esse gráfico tem forma semelhante ao gráfico na Figura 4.16. Realmente, a partir do gráfico podemos fazer as seguintes observações: a) a velocidade na região III é sempre maior do que a na região IV; b) essa diferença não supera o valor de 10% que é, apesar de ser duas vezes maior do que diferença entre v_{III} e v_{II} , muito menor que a diferença entre velocidades observada no caso do ar (Figura 4.16); c) essa diferença tem o mesmo comportamento com o aumento do campo magnético – dispersão alta para campos magnéticos menos intensos e dispersão pequena para campos intensos.

Levando em conta todas as observações mencionadas acima, podemos concluir: existe uma diferença entre velocidades nas três regiões que pode ser apresentada na seguinte forma generalizada – $v_{II} < v_{III} > v_{IV}$. O ponto de transição 2 pode ser realmente considerado como ponte de transição de micro- para macroerosão. A região II apresenta somente intervalo de tempo depois da ignição, quando na ausência do processo de macroerosão na superfície do eletrodo do arco elétrico encontra-se uma pequena resistência superficial devido a formação de óxidos residuais na superfície. A partir do intervalo III o arco começa a ganhar velocidade (ou permanece com a velocidade constante) e repete o comportamento observado nos experimentos realizados com ar. O método térmico-espectroscópico desenvolvido no presente trabalho foi bastante sensível até para registrar o pequeno aumento da intensidade que acompanhou, provavelmente, a decomposição dos óxidos *residuais* na superfície do eletrodo. Não foi possível registrar isso no caso do ar devido à forte contaminação da superfície do eletrodo com as camadas de óxidos (veja capítulo 4.6). Além disso, não podemos esquecer o desenvolvimento do processo de *microerosão* na superfície que também influenciou no sinal da intensidade para a região II e a região III. Para entender a diferença apresentada na Figura 4.19b podemos, novamente, utilizar o argumento sobre a existência de uma forte força de arraste superficial ao movimento do arco que influencia o movimento da mancha. Os resultados mostram que essa influência para o

caso de nitrogênio é bem menor, provavelmente por causa da ausência de forte contaminação na superfície do eletrodo.

Para analisar melhor o comportamento da velocidade do arco com nitrogênio, novamente podemos construir um gráfico da dispersão (largura da distribuição de Gauss da velocidade dividida pelo valor mais provável da velocidade) versus campo magnético B que está apresentado na Figura 4.20. Os comportamentos dos resultados para micro- e macroerosão têm forma semelhante e foram aproximados pela função linear com bons coeficientes de correlação ($R = 0.87$ e $R = 0.89$ para micro- e macroerosão respectivamente). Os resultados mostram que: a) a largura da distribuição para o nitrogênio não depende do intervalo de tempo onde ela foi obtida e b) depende do valor do campo magnético B externo na forma esperada – com o aumento do campo a distribuição para micro- ou macroerosão diminui linearmente, pois as forças eletromagnéticas prevalecem consideravelmente sobre forças de resistência superficial do eletrodo.

Finalizando a análise dos resultados obtidos relacionados com a velocidade do arco elétrico v para ar e para nitrogênio podemos fazer aqui as conclusões gerais:

- com base em quase 150 experimentos podemos afirmar que, independente do gás plasmagênico e do intervalo de tempo, do regime de erosão (micro- ou macro-), da presença ou não de óxidos, a velocidade do arco elétrico pode ser calculada com boa precisão através da fórmula apresentada em [50] (4.1);
- no caso do nitrogênio foram observadas duas regiões de microerosão (região II e III) com uma pequena diferença entre as velocidades. O aumento da velocidade na região III, provavelmente, pode ser explicado pela contaminação menor da superfície pelas camadas de óxidos;
- a velocidade pode ser utilizada como parâmetro *adicional* que ajuda a detectar o ponto de transição de micro- para macroerosão, pois foi comprovada a existência da diferença entre velocidades do arco nos intervalos de tempo correspondentes. Essa diferença não supera 10% para o nitrogênio e chega até 30% para o ar. Diversos processos superficiais são responsáveis por essa diferença;
- a largura da distribuição de Gauss da velocidade tem comportamento diferente para os dois gases:

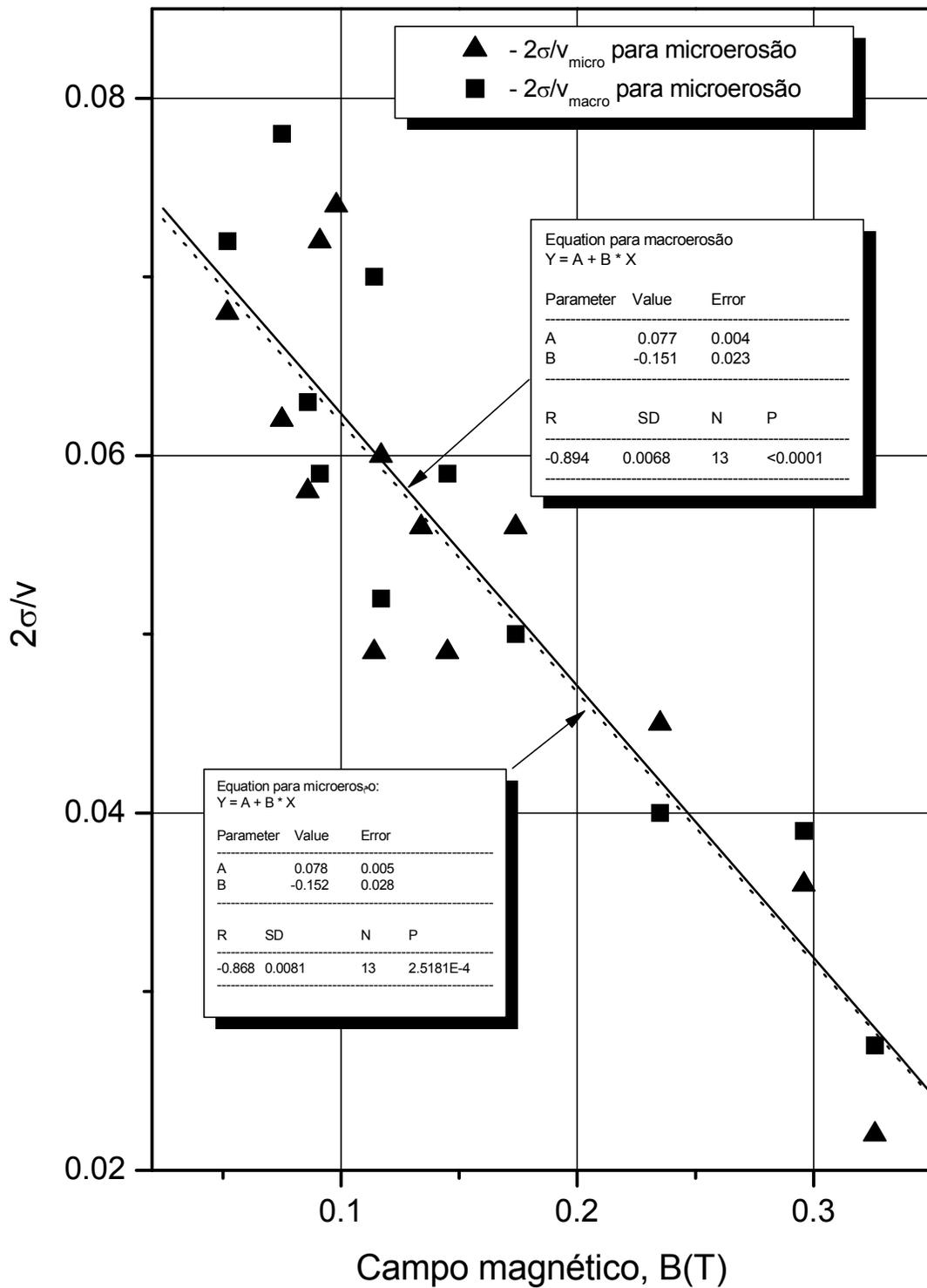


Figura 4.20 Razão entre a largura da distribuição de Gauss da velocidade 2σ e a velocidade máxima da distribuição para as condições de micro- e macroerosão para nitrogênio. Os pontos: dados experimentais medidos para cada valor de campo magnético; linha cheia: melhor ajuste tipo potência.

- para o nitrogênio a largura, de forma prevista, diminui com o aumento do campo magnético externo, evidenciando a forte influência de B sobre processos na superfície do eletrodo, dominando até a interferência das camadas de óxidos na mobilidade do arco.
- para o ar, no intervalo do campo magnético utilizado nos experimentos, esta largura tem forma mais complexa devido à forte influência dos óxidos. A limitação instrumental não permitiu coletar dados adicionais (para $B > 0.3$ T) que poderiam esclarecer melhor a razão desse comportamento inesperado.

4.6 Medida e análise da densidade de corrente da mancha do arco para ar

A medida da densidade efetiva de corrente na mancha do arco j é indireta (não medida diretamente). Ela é calculada utilizando-se a equação (2.56), onde os parâmetros I , v , T são determinados exatamente no tempo crítico τ_{cr} . Para calcular a densidade de corrente a partir dos dados experimentais, foram usados os seguintes intervalos dos parâmetros operacionais da instalação experimental: campo magnético de 0.015–0.320 T, corrente de 100–350 A, velocidade axial do ar até 2.35 ms⁻¹ (para garantir a saída de contaminação da região entre eletrodos devido à erosão). Com essas características operacionais a velocidade da mancha do arco variou dentro dos limites 24–400 ms⁻¹ e a densidade de fluxo de calor entrando no catodo q foi de 0.27 a 1.3×10^7 Wm⁻².

A temperatura da superfície T_{cr} no ponto τ_{cr} foi obtida através da medida da temperatura pelo termopar, sendo o ponto crítico τ_{cr} determinado a partir da curva de intensidade da linha espectral do cobre de acordo com a metodologia descrita no capítulo 2.4.1. As constantes físicas λ e a que entram na eq. (2.56) correspondem à temperatura *no meio do intervalo* de aquecimento 700 K (temperatura ambiente T_0 – temperatura de fusão T_f). Para a temperatura do cobre de 700 K o coeficiente de condutividade térmica é igual a $\lambda = 377$ Wm⁻¹K⁻¹ e o coeficiente de difusividade térmica igual $a = 10^{-4}$ m²s⁻¹. Para a temperatura do ponto de fusão do cobre comercial foi usado o seguinte valor $T_f = 1356$ K. A velocidade da mancha do arco foi obtida no

instante $\tau_{cr} = \tau_0$ utilizando o sinal da intensidade e a Transformada Rápida de Fourier (FFT). Para o valor do equivalente em Volts, foi usada a relação empírica (2.53) obtida no trabalho [60] e está em suficiente concordância com os resultados experimentais.

Na Figura 4.21 são apresentados os valores calculados de j , baseados nos dados experimentais obtidos nesta tese em 93 experimentos não-estacionários com ar (pontos 1). Para comparação e análise, na mesma figura, estão apresentados os dados experimentais obtidos no trabalho [60] (pontos 2 – quadrados) numa instalação semelhante não-estacionária (sem análise da intensidade da linha espectral do cobre, com método puramente térmico) e, também, pelo método estacionário (pontos 3 – estrelas), de acordo com metodologia descrita no capítulo 2.4.2. O método estacionário permite obter a densidade de corrente j a partir da medida da taxa da erosão g de acordo com o modelo termofísico. Portanto, podemos dizer que os resultados estacionários são os resultados de maior referência. Para curvas de ajuste sempre foi utilizada a função do tipo:

$$j = j_0 - j_1 \exp\left(-\frac{B}{b}\right) \quad (4.2)$$

onde $j_0 = (2.84 \pm 0.05) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$, $j_1 = (3.01 \pm 0.12) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ e $b = 0.055 \pm 0.005 \text{ T}$ com erros percentuais, respectivamente, de 1.8 %, 4.0 % e 9.1 % para resultados obtidos neste trabalho. Durante os experimentos a densidade de corrente varia do valor $j_1 = 0.42 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B = 0.017 \text{ T}$ até o valor $j_1 = 3.23 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B = 0.32 \text{ T}$.

Analisando os resultados apresentados na Figura 4.21 podemos concluir: a) que para todos os casos a densidade de corrente cresce rapidamente em campos magnéticos menos intensos (aproximadamente até 0.1 T) e b) em seguida tem um crescimento menor, tendendo para uma certa saturação. No caso de campos menos intensos todos os pontos experimentais são muito próximos, independentemente do método. Já, para o caso de campos de médio ou alta intensidade não há grande diferença entre os pontos estacionários 2 e não estacionários 3, usando apenas o método térmico, porém, esses pontos divergem bastante das medidas feitas no presente trabalho, usando o método espectroscópico (para campos magnéticos na faixa de 0.05-0.30 T). Esse resultado obtido no ar com método ótico-espectroscópico deve ser analisado com maior atenção.

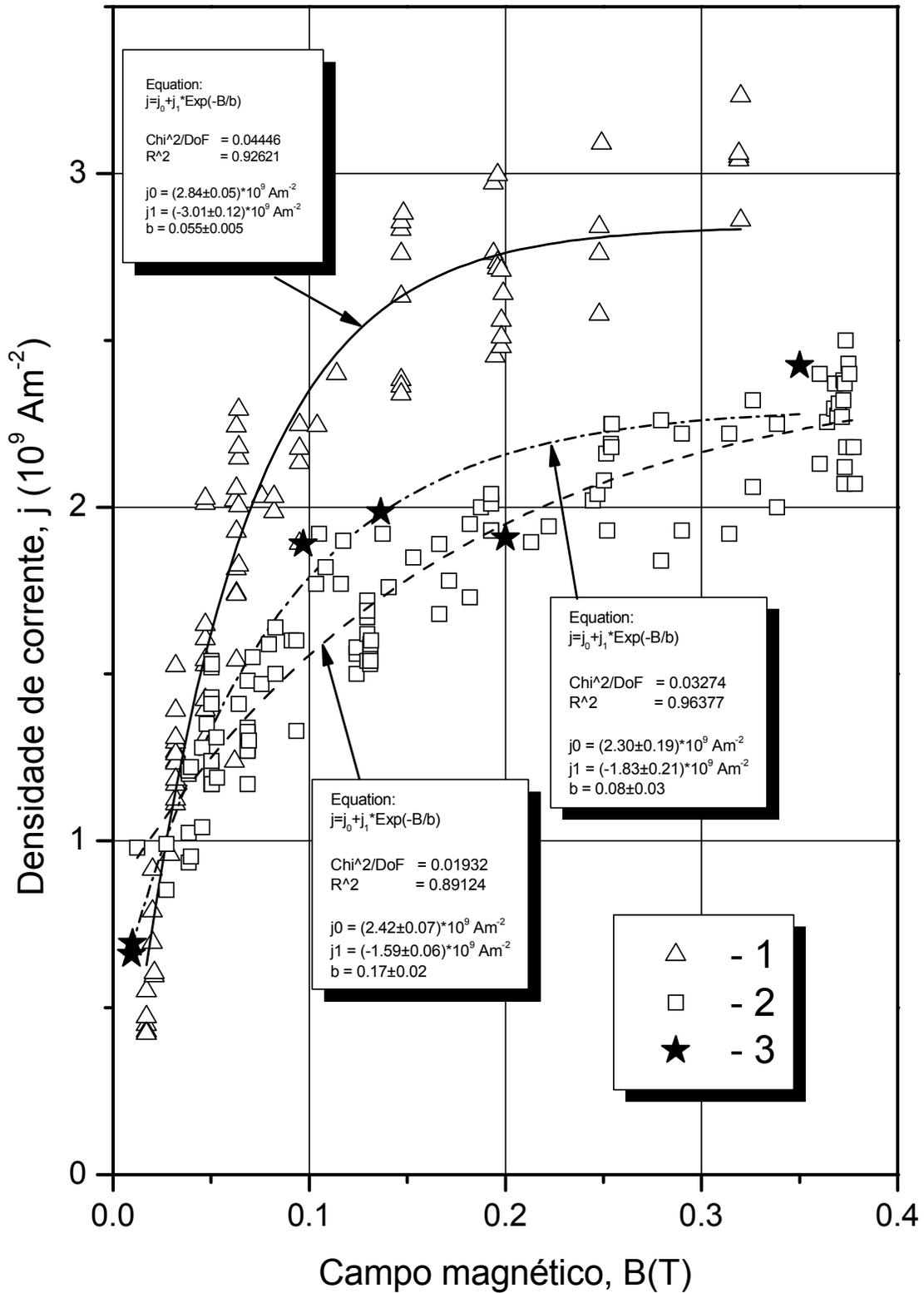


Figura 4.21 Densidade de corrente na mancha do arco j versus campo magnético B para ar: 1 – resultados experimentais não-estacionários obtidos neste trabalho e melhor ajuste; 2 – resultados experimentais não-estacionários obtidos em [60] e melhor ajuste; 3 – resultados experimentais estacionários obtidos em [60] e melhor ajuste.

Propomos duas hipóteses para explicar os resultados representados pelos pontos 1, as quais serão confirmados no próximo capítulo com apresentação das medidas de j realizadas para nitrogênio:

- hipótese metodológica: o método de diagnóstico espectroscópico é o da observação direta, que significa a determinação mais precisa do ponto crítico τ_{cr} (ou, em outras palavras, a determinação mais precisa da temperatura T_{cr}). Por outro lado, o método térmico, estaria sujeito a certo atraso na determinação de T_{cr} em comparação com o método espectroscópico, pois existe um certo intervalo de tempo (não é nulo) entre o momento de transição de micro- para macroerosão e o momento quando essa transição será detectada pelo termopar. O mencionado atraso se refletiria, de acordo com (2.56) nos valores da densidade de corrente j . Essa hipótese poderia explicar apenas por quê os pontos 1 são maiores que os pontos 2 e 3 mas não é uma explicação física da causa dessa discrepância;
- hipótese física, principal: de acordo com dados publicados na literatura [25, 28, 29] na superfície do eletrodo de cobre no ar sempre existem camadas finas dos óxidos (CuO, Cu_2O). Assim, os vapores de cobre seriam produzidos pela decomposição do óxido. Neste caso o seguinte mecanismo é possível para crescimento da concentração do vapor metálico na região entre os eletrodos: $Cu_2O \rightarrow CuO + Cu$. Como foi determinado em [24] para o ar à pressão atmosférica, a estabilidade do óxido Cu_2O abruptamente diminui perto da temperatura de 250–300 °C. A partir dessa temperatura, o CuO é a forma de óxido mais estável. Portanto, em nosso caso, quando a temperatura da superfície do eletrodo supera 300 °C, que acontece durante qualquer experimento, o mecanismo de decomposição do óxido Cu_2O descrito acima pode ter grande influência na concentração do vapor metálico na região entre eletrodos. Exatamente por isso, a intensidade $In(\tau)$, que está relacionada com essa concentração, detecta com antecedência o aumento abrupto na concentração do vapor de cobre através da intensidade devido a *decomposição das camadas de óxido* e não por causa da erosão do eletrodo. E nós, erradamente, assumimos esse ponto como o ponto crítico de fusão do metal base. Assim, as camadas de óxido seriam a razão da determinação antecipada da temperatura T_{cr} e, conseqüentemente, dos valores exagerados da densidade de corrente j de acordo com o modelo termofísico.

Exatamente essa hipótese pode explicar a diferença entre o método térmico-espectroscópico e o estacionário. Indiretamente essa hipótese pode ser confirmada pelo fato de que no caso de campos magnéticos menos intensos, quando o tempo de residência da mancha é mais longo, os pontos experimentais de ambos os métodos praticamente coincidem. Com o tempo da residência longo a mancha do arco tem tempo suficiente não somente para aquecer as camadas superficiais de óxido, decompondo-as, mas também para aquecer o próprio corpo do eletrodo, assim provocando a transição de micro- para macroerosão e diminuindo a influência das camadas de óxido nas medidas espectroscópicas. Para provar a hipótese da influência das camadas de óxidos no comportamento da intensidade da linha espectral do cobre é necessário utilizar na experiência gases que não contaminam a superfície do eletrodo com óxidos (por exemplo, nitrogênio).

No próximo capítulo vamos comprovar as hipóteses apresentadas acima levando em conta os resultados das medidas de densidade de corrente obtidas com nitrogênio.

4.7 Medida e análise da densidade de corrente da mancha do arco para nitrogênio

Para calcular a densidade de corrente j a partir dos dados experimentais, foram usados os seguintes intervalos dos parâmetros operacionais da instalação experimental: campo magnético de 0.05–0.33 T, corrente de 150–260 A, velocidade axial do nitrogênio até 2.00 ms⁻¹. Com essas características operacionais a velocidade da mancha do arco variou dentro dos limites 130–400 ms⁻¹ e a densidade de fluxo de calor entrando no catodo q foi de 0.3 a 0.8×10⁷ Wm⁻². A temperatura da superfície T_{cr} foi obtida duas vezes: no ponto crítico 1, τ_{cr1} (entre a região II e a região III) e no ponto crítico 2, τ_{cr2} (entre a região III e a região IV, veja Figura 4.10). Todos os outros parâmetros (corrente I , velocidade v) que entram na relação (2.56) também foram obtidos no tempo crítico *correspondente*: a corrente foi obtida utilizando o sinal na saída da fonte e a velocidade foi obtida utilizando o sinal da intensidade e a Transformada Rápida de Fourier

(FFT). As três constantes físicas necessárias λ , a e T_f têm os seguintes valores: $\lambda = 377 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $a = 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ e $T_f = 1356 \text{ K}$.

Para o valor do equivalente em Volts U , foi usada a relação empírica (2.53). Aqui precisamos notar que parâmetro U depende do gás plasmagênico e a relação citada foi obtida experimentalmente para o arco elétrico com ar. Mas levando em conta certa semelhança em composição de ar com nitrogênio e ao mesmo tempo analisando a relação (2.53), que não induz grande erro na determinação de j , foi decidido utilizar a mesma relação para o cálculo de U .

Na Figura 4.22 são apresentados os valores calculados de j , baseados nos dados experimentais obtidos nesta tese em 60 experimentos não-estacionários com nitrogênio levando em consideração o ponto crítico 1 (pontos 1) e o ponto crítico 2 (pontos 2) e, como no caso anterior para comparação e análise na mesma figura, estão apresentados os dados experimentais obtidos no trabalho [60] (pontos 3 – quadrados). Para curvas de ajuste foi utilizada a função do tipo (4.2) com os seguintes parâmetros:

- para j calculado de acordo com ponto crítico 1: $j_0 = (3.81 \pm 0.24) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$, $j_1 = (-4.01 \pm 0.64) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ e $b = 0.10 \pm 0.03 \text{ T}$ com erros percentuais, respectivamente, de 6.3%, 15.9 % e 30.0 %. Durante os experimentos a densidade de corrente varia de $j_1 = 1.97 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B = 0.075 \text{ T}$ até o valor $j_1 = 3.84 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B = 0.30 \text{ T}$;
- para j calculado de acordo com ponto crítico 2: $j_0 = (2.50 \pm 0.08) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$, $j_1 = (-3.49 \pm 0.32) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ e $b = 0.06 \pm 0.01 \text{ T}$ com erros percentuais, respectivamente, de 3.2%, 9.2 % e 16.7 %. Durante os experimentos a densidade de corrente varia de $j_1 = 1.01 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B = 0.05 \text{ T}$ até o valor $j_1 = 2.69 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B = 0.30 \text{ T}$;

Analisando os resultados apresentados na Figura 4.22 deveremos confirmar a suposição que foi feita no capítulo 4.5. Realmente, as medidas da densidade de corrente realizadas com o primeiro ponto crítico são muito elevados em comparação com resultados obtidos por outros autores. Ao contrário disso, os resultados obtidos com o segundo ponto crítico são bem próximos aos resultados obtidos com o método puramente térmico. Isso também comprova a conclusão do capítulo 4.5: que a diminuição da velocidade (como isso aconteceu entre a região III e a região

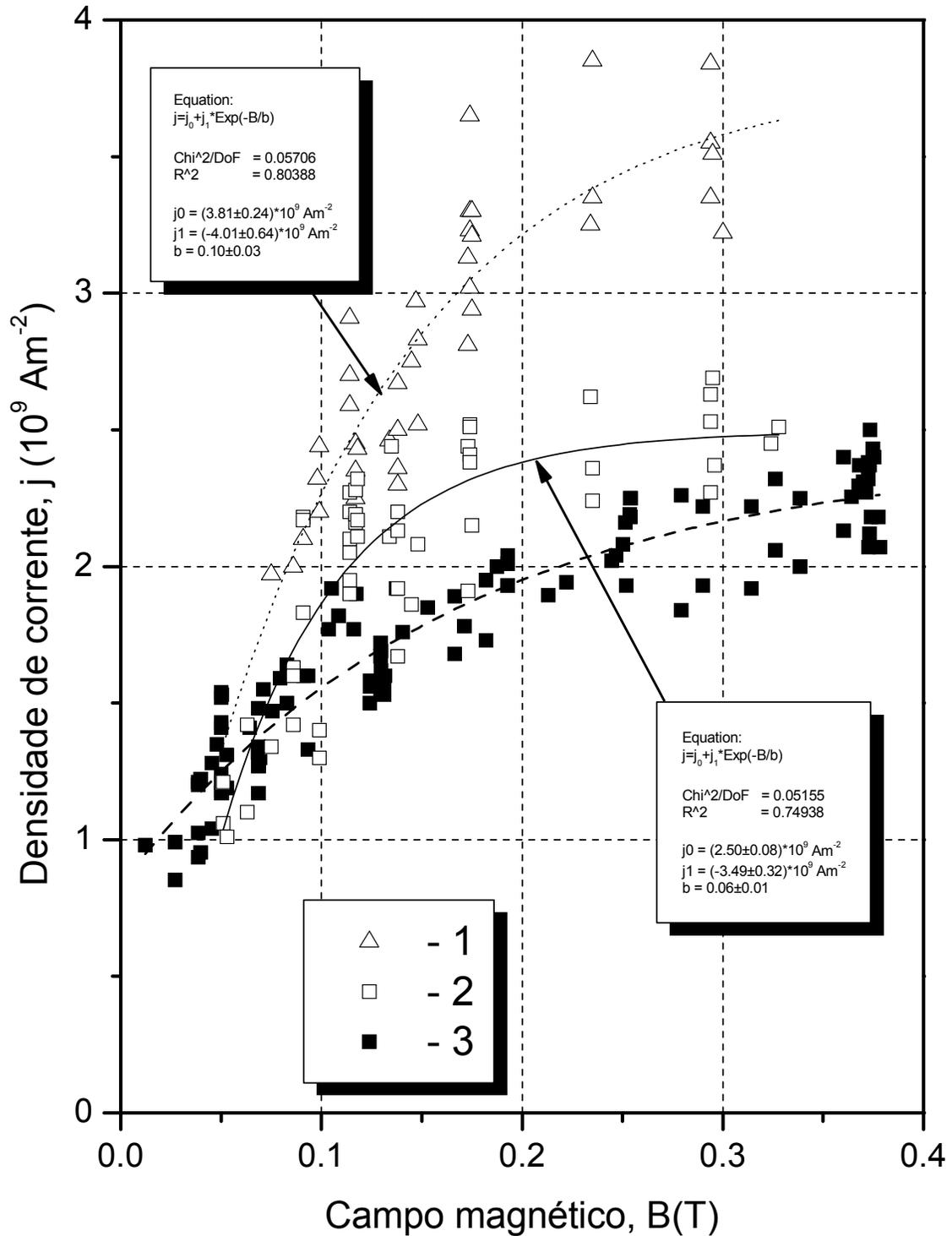


Figura 4.22 Densidade de corrente na mancha do arco j versus campo magnético B para nitrogênio: 1 – resultados experimentais obtidos com ponto crítico 1 e melhor ajuste; 2 – resultados experimentais obtidos com ponto crítico 2 e melhor ajuste; 3 – resultados experimentais não-estacionários obtidos em [60].

IV) pode servir como parâmetro complementar para a determinação do momento de transição de micro- para macroerosão.

Além disso, foram comprovadas as duas hipóteses sugeridas no capítulo anterior. Realmente, sem a presença das camadas de óxidos na superfície do eletrodo, a diferença entre os resultados obtidos com o método puramente térmico e o método óptico-espectroscópico é mínima. Ela pode ser interpretada, agora, utilizando a hipótese metodológica, que fala sobre a maior precisão oferecida pelo método óptico-espectroscópico na hora de detecção do ponto de transição e do menor erro do experimento. Aliás, como processos na superfície do eletrodo frio não são bem entendidos até o presente momento, pode ser que a pequena diferença entre o método térmico e o método óptico-espectroscópico foi causada exatamente por causas, por enquanto, desconhecidas.

Todos os resultados das medidas da densidade de corrente j em função do campo magnético B podem ser visualizados na Figura 4.23. Além das conclusões apresentadas acima, a partir do gráfico podemos adicionar mais uma observação: os pontos 1 que foram obtidos com ar estão posicionados exatamente onde deveriam, i.e. entre pontos 2 e 3 obtidos com nitrogênio. Se fizermos uma projeção artificial do ponto crítico obtido com o ar no sinal da intensidade obtido com o nitrogênio, o ponto crítico será posicionado exatamente na região III do sinal. Isso mais uma vez comprova que o momento crítico que foi utilizado para determinar a densidade de corrente para ar realmente sofreu uma interferência criada pela decomposição dos óxidos de cobre quando o processo de macroerosão na superfície do eletrodo ainda não tinha começado. Conseqüentemente, no caso da utilização do ar como gás plasmagênico, é necessário fazer uma limpeza preliminar das camadas de óxido profundas na superfície do eletrodo. Entretanto, o último método não pode eliminar as camadas de óxido que formam-se já durante a experiência. Portanto o método óptico-espectroscópico, apesar de suas grandes vantagens na hora de determinar o ponto de transição de micro- para macroerosão, tem suas dificuldades (limitações), principalmente no caso de presença de camadas de óxidos na superfície do eletrodo.

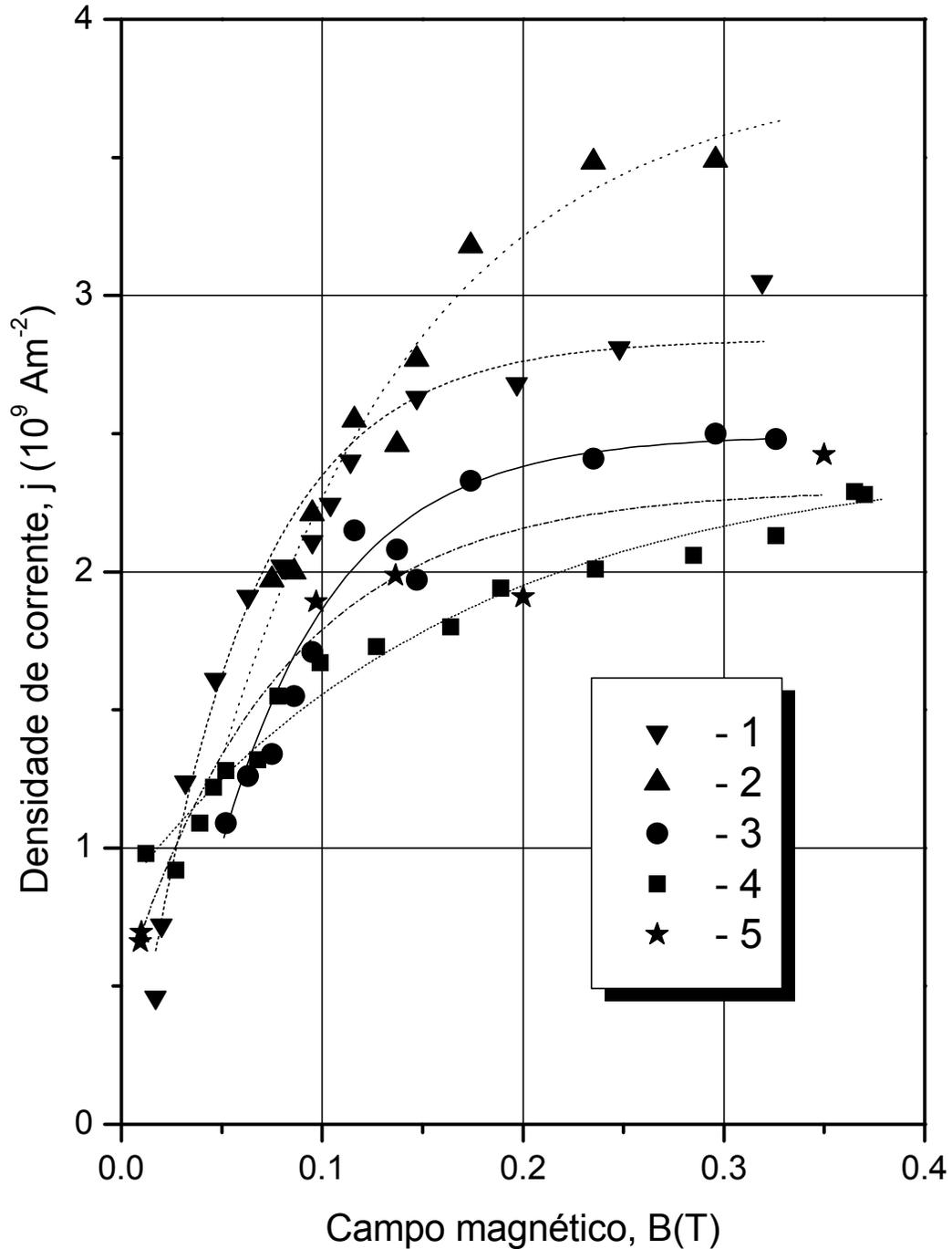


Figura 4.23 Densidade de corrente na mancha do arco j mediada para cada valor de campo magnético B : 1 – resultados experimentais obtidos com ar e melhor ajuste; 2 – resultados experimentais obtidos com ponto crítico 1 e melhor ajuste; 3 – resultados experimentais obtidos com ponto crítico 2 e melhor ajuste; 4 – resultados experimentais não-estacionários obtidos em [60] e melhor ajuste; 5 – resultados experimentais estacionários obtidos em [60] e melhor ajuste.

5. Conclusão

No presente trabalho foi utilizada uma nova técnica de diagnóstico para o estudo da interação do arco elétrico com o catodo frio de cobre em gases plasmagênicos ar e nitrogênio. Essa nova técnica combina a técnica óptico-espectroscópica com a técnica térmica, sendo assim denominada técnica de diagnóstico termo-espectroscópica. Resultados inesperados foram obtidos com o ar, que nos fizeram supor que óxidos de cobre estariam se formando na superfície do catodo influenciando na mobilidade do arco e nos resultados da medida da densidade de corrente. Um dos objetivos desta tese é a confirmação dessa suposição através da comparação dos resultados do ar com os do nitrogênio. Neste último caso, supostamente, óxidos de cobre não deveriam estar se formando e os resultados da densidade de corrente deveriam coincidir com os resultados esperados. Entretanto, ao se fazer experimentos com o nitrogênio um outro fenômeno novo surge: o aparecimento de 2 tipos de microerosão.

Os experimentos foram realizados numa instalação coaxial não-estacionária, com campo magnético externo axial.

A base teórica utilizada é a teoria térmica da erosão e, mais especificamente, a concepção de que existe um ponto crítico de transição do processo de microerosão para o processo de macroerosão na superfície do eletrodo. A notável inovação introduzida pelo método óptico-espectroscópico sobre o método puramente térmico levou a um grande aumento da sensibilidade da detecção do ponto crítico, o que resultou numa maior precisão e rapidez. A espectroscopia é utilizada no registro da evolução temporal da intensidade da linha do cobre. O ponto crítico é obtido quando se observa um brusco aumento da intensidade da linha do cobre. Esse aumento é a assinatura de que o regime entrou na região de macroerosão. A maior sensibilidade do novo método, fruto basicamente do uso da espectroscopia, resultou em grande produtividade do trabalho: para detecção do ponto crítico foram utilizados quase que 80% das tentativas, quando no método puramente térmico seriam aproveitáveis apenas cerca de 10 % das tentativas. Entretanto, para a obtenção dos resultados, o método óptico-espectroscópico tem que ser combinado parcialmente com o método térmico, daí a denominação de técnica de diagnóstico termo-espectroscópica.

De acordo com o modelo teórico, o ponto crítico (ou ponto de transição) tem papel fundamental na determinação da densidade efetiva de corrente na mancha do arco j . Além da

determinação da densidade efetiva de corrente na mancha em função do campo magnético, estudamos também o comportamento da velocidade de rotação do arco e da distribuição da velocidade em função do campo magnético.

Duas séries de experimentos foram realizados: 110 experimentos tendo como gás plasmagênico o ar e 82, tendo como gás plasmagênico o nitrogênio.

Este trabalho confirmou resultados anteriormente obtidos por nós e outros autores de que a velocidade de rotação do arco no gap entre eletrodos, numa instalação coaxial, tanto com ar como com nitrogênio, com presença de óxido ou não, para micro- ou macroerosão, pode ser calculada com boa precisão pela seguinte aproximação $v \sim aB^b$ com $b \approx 0.6$.

Observamos que a amplitude do sinal da intensidade da linha de cobre em função do tempo para ar pode ser dividido em dois intervalos: microerosão (com amplitude de sinal constante) e macroerosão (com abrupto aumento do sinal). Já no caso do nitrogênio foram observadas duas regiões de microerosão (sinal constante, porém a primeira região de microerosão com menor amplitude que a segunda) e uma região de macroerosão (com abrupto aumento do sinal). No nitrogênio, a transição da primeira região de microerosão para a segunda região de microerosão ocorre quando a temperatura na superfície do eletrodo atinge o valor de 250-300 °C, o que permite propor a hipótese de que a decomposição do óxido residual Cu_2O em CuO e Cu na superfície do eletrodo é uma das prováveis fontes dessa transição, pois a decomposição desse óxido ocorre nessa temperatura. Conclui-se também que, apesar da limpeza do eletrodo e da atmosfera de nitrogênio, o eletrodo estaria contaminado, no começo da experiência, com óxidos de cobre.

O estudo sobre a mobilidade da mancha do arco para todas as regiões mencionadas foi realizado em paralelo.

Foi observada diferença entre as velocidades do arco durante a micro- e a macroerosão: a velocidade na microerosão é sempre maior que na macroerosão. Essa diferença não supera 10% para o nitrogênio e chega até 30% para o ar. Esse efeito confirma a suposta existência de uma “força de arraste superficial” (provida ou não por jatos catódicos), força essa maior na macroerosão do que na microerosão, o que influiria na mobilidade da mancha na superfície do eletrodo, diminuindo sua velocidade e/ou tornando o movimento da mancha descontínuo (“step-wise”). Outros autores observaram, utilizando filmagem rápida, que nas tochas de plasma *com vórtice de gás*, tanto com ou sem campo magnético, a partir de determinada corrente, o catodo

passa a emitir fortes jatos catódicos, acompanhados por súbito aumento da erosão. Ou seja, pode-se supor a hipótese de que a macroerosão seria acompanhada por jatos catódicos, que proveriam a tal força de arraste superficial contrária ao movimento do arco. O vapor metálico de cobre no gás levemente ionizado, produzido pelos jatos catódicos, “prenderia” a mancha do arco no ponto de ejeção do jato, diminuindo sua velocidade e/ou tornando descontínuo o seu movimento.

Com esses resultados podemos também concluir que a hipótese aventada pelos autores acima mencionados, que observaram os jatos catódicos na macroerosão, não estavam corretos em afirmar que a causa da macroerosão é a desestabilização do vórtice de gás produzido pelos jatos catódicos. No nosso caso não há vórtice de gás, logo o aparecimento da macroerosão não pode ser explicado por esse suposto mecanismo de desestabilização do vórtice. Assim, a macroerosão exige um outro mecanismo para sua explicação e esse mecanismo é o proposto pelo modelo termofísico. Nesse modelo, compara-se o tempo de residência de um ponto do eletrodo sob a mancha do arco com o tempo para o ponto alcançar a temperatura de fusão do eletrodo, se aquele é maior que este, então temos a macroerosão. Tão pouco podemos afirmar que a causa da macroerosão é o aparecimento dos jatos catódicos. Aqui, causa e efeito estão invertidos, sendo a causa a ação térmica da mancha sobre o eletrodo (tempo de residência), como proposto pelo modelo termofísico e o efeito, a macroerosão, que, por sua vez favorece o aparecimento dos jatos catódicos. Os jatos catódicos apenas seriam favorecidos pela macroerosão (explicada pelo modelo termofísico). Portanto, concluímos que o aparecimento de jatos catódicos é possibilitado quando o ponto do eletrodo sob a mancha alcança e ultrapassa a temperatura de fusão do eletrodo.

Além dos jatos catódicos podem influir também na taxa de erosão, no modo de movimento do arco (contínuo ou descontínuo) e na sua velocidade as camadas de óxidos formadas na superfície do eletrodo. A diferença significativamente menor entre as velocidades do arco na micro- e na macroerosão, obtido com o nitrogênio em comparação com o ar, dão uma idéia do papel desempenhado pelos óxidos em sua influência na erosão no caso do ar.

O aumento da velocidade na segunda região de microerosão em relação à primeira, observado no caso do nitrogênio, poderia ser explicado pelo menor arraste superficial, pois a superfície do eletrodo está mais limpa dos óxidos residuais durante a segunda microerosão em comparação com a primeira. O aumento da intensidade da linha do cobre da primeira para a segunda região de microerosão poderia ser explicado pelo aparecimento de átomos de *Cu* livre,

provenientes da decomposição do Cu_2O . O papel preponderante, entretanto, na dinâmica da erosão continua sendo a ação térmica do arco no eletrodo. Os demais contribuem modulando a ação térmica.

Um outro parâmetro estudado neste trabalho foi a largura (dispersão) da distribuição de Gauss da velocidade para a micro- e macroerosão em função do campo magnético. Os resultados indiretamente podem ser considerados como a confirmação dos resultados relatados acima.

Para o nitrogênio a dispersão da velocidade, de forma prevista, diminui com aumento do campo magnético externo evidenciando a forte influência do campo magnético sobre os processos na superfície do eletrodo (micro- ou macroerosão) e dominando a interferência das camadas de óxidos residuais na mobilidade do arco. Confirmamos que neste caso não existe nenhuma correlação entre a dispersão da velocidade e o regime de erosão na superfície do eletrodo. Portanto, o comportamento da velocidade da mancha do arco com nitrogênio é comandado principalmente pelo campo magnético externo e não por processos superficiais.

No caso do ar, a dispersão da velocidade tem forma mais complexa, o que, levando em consideração os resultados obtidos para o nitrogênio, pode ser atribuída à forte influência dos óxidos na mobilidade do arco. Para campos magnéticos menos intensos (< 0.1 T) os valores da dispersão para o ar e nitrogênio são próximos. Para campos intensos, os valores da dispersão para o ar são maiores: a) na microerosão a dispersão inesperadamente cresce com o campo magnético, superando o efeito da força magnética, chegando até certa saturação na região de $B = 0.2$ T e b) na macroerosão temos dispersão maior dos resultados experimentais, com crescimento mais rápido da dispersão em função do campo magnético. Está claro, que o aumento do campo magnético para o ar é um fator que provoca instabilidade do movimento da mancha, ao contrário do que ocorre com o nitrogênio, onde o campo magnético contribui sempre para a estabilidade. O mecanismo desse processo pode ser relacionado com a formação e a destruição contínua de camadas de óxidos na superfície do eletrodo. A limitação instrumental não permitiu coletar dados adicionais (para $B > 0.3$ T) que poderiam esclarecer melhor a razão de comportamento inesperado da dispersão para o ar.

A densidade efetiva de corrente na mancha do arco para ar e para nitrogênio, em função do campo magnético, foi obtida baseando-se na idéia de existência do ponto de transição da micro- para a macroerosão, previsto pelo modelo termofísico. De acordo com o novo método termo-espectroscópico, no momento da transição, um abrupto aumento de intensidade da linha de

cobre é observado. O valor da densidade de corrente j é calculado, pelo modelo termofísico, através de uma fórmula onde entram os valores operacionais do arco no ponto crítico (corrente I_{cr} , velocidade v_{cr} e temperatura do catodo T_{cr}). Os resultados para os dois gases serão analisamos separadamente.

Para o *ar* o comportamento da densidade de corrente j em função do campo magnético B tem semelhança qualitativa com o obtido por dois métodos puramente térmicos (não-estacionário e estacionário), publicados por outros autores: a densidade de corrente cresce rapidamente em campos magnéticos menos intensos (aproximadamente até 0.1 T) e depois tem um crescimento menor, tendendo para uma certa saturação.

Entretanto, para campos magnéticos mais intensos observa-se uma diferença notável nos resultados entre os métodos, sendo que a densidade de corrente obtida pelo método térmico-espectroscópico é maior do que a obtida pelos outros métodos ($j = 3.05 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para o método termo-espectroscópico e $j = 2.15 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para o método térmico, diferença da ordem de 40 % para campo $B = 0.32 \text{ T}$).

Para explicar essa diferença podemos utilizar os dados publicados na literatura sobre o processo de decomposição do óxido Cu_2O que supostamente estaria presente na superfície do eletrodo. Para o *ar* à pressão atmosférica, a estabilidade do óxido Cu_2O abruptamente diminui perto da temperatura de 250-300 °C. A partir dessa temperatura, o CuO é a forma de óxido mais estável. Portanto, em nosso caso, quando a temperatura da superfície do eletrodo superar 300 °C, o seguinte mecanismo de decomposição do óxido – $\text{Cu}_2\text{O} \rightarrow \text{CuO} + \text{Cu}$ – pode ter grande influência na concentração do vapor metálico Cu na região entre os eletrodos.

Observe-se que, para o *ar*, o início do abrupto aumento da intensidade da linha do cobre muitas vezes não é detectado distintamente com facilidade, aparecendo mascarado por um fraco “bump”, seguido pelo abrupto aumento na intensidade. Esse “bump” supostamente estaria causando a antecipação na detecção do ponto de transição da micro- para a macroerosão, e a temperatura crítica medida seria menor que a temperatura verdadeira. Como na fórmula da densidade de corrente a temperatura crítica entra no numerador subtraída da temperatura de fusão, a diminuição da temperatura crítica resultaria num aumento da densidade de corrente. Note-se que a temperatura crítica de transição é da ordem de 400-600 °C, enquanto a da decomposição do Cu_2O é de 250-300 °C, uma diferença não muito significativa, principalmente

quando se sabe que o método termo-espectroscópico baseia-se na detecção do tempo crítico para em seguida se obter a temperatura correspondente.

A aproximação das curvas da densidade de corrente j versus B em experimentos termo-espectroscópicos com as curvas térmicas para valores baixos do campo magnético (ou da velocidade) pode ser explicado pelo tempo mais longo de residência da mancha, pois o tempo de residência varia com o inverso da velocidade (menor velocidade v ou menor B , maior tempo de residência). Isso teria como consequência uma temperatura mais alta e daí, a eliminação da influência do óxido antes e depois do ponto crítico. Em outras palavras, a transição estaria ocorrendo sobre o substrato de cobre e não sobre o óxido.

A hipótese da influência dos óxidos numa atmosfera de ar e o conseqüente aumento da densidade de corrente (para valores altos de B) poderia ser testada mudando o gás plasmagênico para o nitrogênio, pois óxidos de cobre supostamente não se formariam. Entretanto, livrar-se de óxidos de cobre, mesmo com nitrogênio, pareceu-nos não ser tarefa fácil. Esse óxido, que denominamos residual (no caso do experimento com nitrogênio), se formaria no intervalo de tempo curto de preparação do eletrodo para a experiência. Entretanto, no nitrogênio, o óxido residual se manifesta de forma bem nítida, ao contrário do ar, onde se nota, às vezes, como um leve “bump”, e por período de tempo curto. Essa nitidez permitiu a determinação bem mais precisa da densidade de corrente pelo método termo-espectroscópico que, agora, se aproxima bastante das curvas térmicas para altos valores de B . A diferença agora passou de $j = 3.05 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para $j = 2.48 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$, isto é 15 % em relação ao método térmico para um campo $B = 0.32 \text{ T}$. Note-se que como não existem outras medidas da densidade de corrente realizadas para o nitrogênio por métodos térmicos comparamos os presentes resultados com as medidas feitas para o ar. Para campos magnéticos menos intensos os resultados para os dois gases coincidem, mas para campos magnéticos mais intensos a diferença continua a existir, porém diminuiu bastante, como mostrado acima (de 40 % para 15 %).

Analisando todos os resultados obtidos no presente trabalho, como propostas de trabalhos futuros podemos citar os seguintes:

- medida on-line da taxa erosão do eletrodo g , correlacionando a intensidade das linhas do cobre com medidas por *pesagem* do eletrodo. Isto permitirá uma medida instantânea da erosão, o que não é possível por *pesagem*;

- estudo do modo de movimento do arco, observando as pausas no movimento do arco. A intensidade da emissão das linhas do cobre deve aumentar nas pausas. Com isso, pode-se obter a estatística desse movimento: velocidade média e instantânea, duração e distribuição das pausas. Utilizando esses resultados, pode-se também obter a densidade de corrente *real* na mancha e não apenas a efetiva, que se obtém pela metodologia térmica;
- estudo mais detalhado do caráter do movimento e parâmetros da mancha (distribuição de velocidade, velocidade máxima e média, etc.) É interessante correlacionar esse comportamento da mancha com o tipo de gás, eletrodo e a presença das camadas de óxidos;
- determinação da temperatura do plasma de vapor de cobre produzido na mancha do arco através da intensidade das linhas do cobre;
- extensão do estudo da erosão e parâmetros do arco para o anodo.

6. Referências Bibliográficas

1. M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, *Thermal plasmas, fundamentals and applications*, vol. 1. New York and London: Plenum Press, 1994.
2. B. Gellert and W. Egli, “Melting of copper by an intense and pulsed heat source,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 21, pp. 1721–1726, 1988.
3. R. Holm, *Electric Contacts*. Berlin, Heidelberg, New-York: Springer, 1967.
4. A. F. Zhukov, A. V. Pustogarov, G.-N. B. Dandaron, and A. N. Timoshevsky, *Thermochemical cathodes*. Novosibirsk: Nauka, 1980. (in Russian)
5. M. S. Benilov and A. Marotta, “Theory of cathodic part of high-pressure arc discharges,” in *Proc. of 12th Int. Symp. on Plasma Chem.* (J. V. Heberline, D. W. Ernie, and J. T. Roberts, eds.), (University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA), pp. 1535–1540, 1995.
6. D. D. DiBitonto, P. T. Eubank, M. R. Patel, and M. A. Barrufet, “Theoretical models of the electrical discharge machining process. I. A simple cathode erosion model,” *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no. 9, pp. 4095–4103, 1989.
7. C. W. Kimblin, “A review of arcing phenomena in vacuum and in the transition to atmospheric pressure arcs,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-10, pp. 322–330, December 1982.
8. A. Marotta, “Zirconium cathode erosion rate in a vortex-stabilized air plasma torch,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 49–53, 1994.
9. M. Benilov and A. Marotta, “A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28, no. 9, pp. 1869–1882, 1995.
10. J. Lowke, R. Morrow, and J. Haidar, “A simplified unified theory of arcs and their electrodes,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, no. 14, pp. 2033–2042, 1997.
11. M. F. Zhukov, A. S. Koroteev, and B. A. Uriukov, *Applied dynamics of thermal plasma*. Novosibirsk: Nauka, Siberian Department, 1975. (in Russian)

12. A. S. Anshakov, A. N. Timoshevsky, and E. K. Urbakh, "Erosion of copper cylindrical cathode in air," *Izvestiya of Siberian Department of USSR Acad. of Sci., Techn. Sci.*, vol. 2, no. 7, pp. 65–68, 1988. (in Russian)
13. L. I. Sharakhovsky, "Experimental investigation of an electric arc motion in annular ventilated gap under the action of electromagnetic force," *J. of Eng. Phys.*, vol. 20, no. 2, pp. 306–313, 1971. (in Russian)
14. A. Marotta and L.I. Sharakhovsky, "A theoretical and experimental investigation of copper electrode erosion in electric arc heaters. Part I: The thermophysical model," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 29, pp. 2395–2403, 1996.
15. D.A. Bublievsky, "Desenvolvimento e aplicação da técnica de diagnóstico térmico-espectroscópico para estudo da interação de arcos elétricos com eletrodos," Dissertação de Mestrado, UNICAMP, Campinas, Brazil, 2003. (in Portuguese)
16. L.I. Sharakhovsky, A. Marotta, and V.N. Borisjuk, "A theoretical and experimental investigation of copper electrode erosion in electric arc heaters. Part II: Experimental determination of arc spot parameters," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 2421–2430, 1997.
17. J-L. Meunier and N. Desaulniers-Soucy, "Erosion rate evaluation of plasma torch electrodes from measurements of the emitted metal vapour radiation," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 2522–2525, 1994.
18. R.N. Szente, R.J. Munz and M.G. Drouet, The influence of the cathode surface on the movement of magnetically driven electric arcs, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, V. 23, pp. 1193–1200, 1990.
19. R. John and W. Bade, "Recent advances in electric arc plasma generation technology," *ARS Journal*, vol. 31, no. 1, pp. 4–17, 1961.
20. W. Roman and T. Mayers, "Experimental investigation of electric arc in transverse aerodynamic and magnetic fields," *AIAA J.*, vol. 5, no. 11, p. 2011–2017, 1967.
21. K. Shih and R. Dethlefsen, "Anode heat flux density of high current arcs," *ARL*, Paper 70-0135, 1970.
22. C. Shepard, "Advanced high-power arc heaters for simulating entries into the atmospheres of the outer planets," *AIAA J.*, Paper 71-263, 1971.

23. J. Smith, E. Pfender, and E.G. Eckert, "Heat transfer and attrition processes at the anode of pulsed high intensity arcs," *ARL*, Paper 72-0025, p.247, 1972
24. A.E. Guile and A.H. Hitchcock, "The effect of rotating arc velocity on copper cathode erosion," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 7, pp. 597–606, 1974.
25. A.E. Guile and A.H. Hitchcock, "Oxide films on arc cathodes and their emission and erosion," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, pp. 663–669, 1975.
26. A.E. Guile and A.H. Hitchcock, "Time variation in copper cathode erosion rate for long-duration arcs," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, pp. 427–433, 1975.
27. A.E. Guile, D.V. Morgan, and M.S.I. Rageh, "Charge storage and arc cathode root initiation on aluminium oxide films," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, pp. 434–437, 1975.
28. A.E. Guile and A.H. Hitchcock, "The erosion of copper cathodes from vacuum to atmospheric pressure arcs," *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 4275–4276, 1978.
29. A.E. Guile, D.V. Morgan, M.S.I. Rageh, and A.H. Hitchcock, "Initiation of arc cathode emission in *CuO* films," *Proc. IEE*, vol. 125, no. 1, pp. 81–84, 1978.
30. A.E. Guile, D.V. Morgan, M.S.I. Rageh, and A.H. Hitchcock, "Joule heating in emitting sites on various nonrefractory arc cathode," *Proc. IEE*, vol. 127, pp. 452–457, 1980.
31. A.E. Guile and A.H. Hitchcock, "Effect of transverse magnetic field on erosion rate of cathodes of rotating arcs," *Proc. IEE*, vol. 128, no. 2, pp. 117–122, 1981.
32. A.E. Guile and B. Jüttner, "Basic erosion processes of oxidized and clean metal cathodes by electric arcs," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 8, no. 3, pp. 259–269, 1980.
33. A.E. Guile, A.H. Hitchcock, K. Dimoff, and A.K. Vijn, "Physical implication of an effective activation energy for arc erosion on oxidized cathodes," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, pp. 2341–2355, 1982.
34. I. Kesaev, *Cathode process of an electric arc*, USRR, Moscow: Nauka Press, 1968. (in Russian)
35. B.E. Djakov and R. Holmes, "Cathode spot structure and dynamics in low-current vacuum arcs," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 7, pp. 569–580, 1974.
36. V.I. Rakhovskii, "Experimental study of the dynamics of cathode spots development," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-4, no. 2, pp.81–102, 1976.
37. A.G. Parfyonov, "Concerning the types of cathode spots," *IEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-13, no. 5, pp. 277–280, 1985.

38. P. Siemroth, T. Schulke, and T. Witke, "Microscopic high speed investigations of vacuum arc cathode spots," *IEE Transactions on Plasma Science*, vol. 23, no. 6, pp. 919–925, 1995.
39. A. Anders and S. Anders, "Emission spectroscopy of low-current vacuum arcs," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 24, pp. 1986–1992, 1991.
40. B. Jüttner, "The dynamics of arc cathode spots in vacuum," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28, pp. 516–522, 1995.
41. B. Jüttner, "The dynamics of arc cathode spots in vacuum: new measurements," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 221–229, 1997.
42. B. Jüttner, "The dynamics of arc cathode spots in vacuum. Part III: measurements with improved resolution and UV radiation," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 31, pp. 1728–1736, 1998.
43. B. Jüttner, "Cathode spots of electric arcs," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 103–123, 2001.
44. R.N. Szente, R.J. Munz, and M.G. Drouet, "Effect of the arc velocity on the cathode erosion rate in argon-nitrogen mixtures," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 754–756, 1987.
45. R.N. Szente, R.J. Munz, and M.G. Drouet, "The effect of low concentrations of a polyatomic gas in argon on erosion on copper cathodes in a magnetically rotated arc," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 7, no. 3, pp. 349–364, 1987.
46. R.J. Munz, and M. Habelrih, "Cathode erosion on copper electrodes in steam, hydrogen and oxygen plasmas," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 12, no. 2, pp. 203–218, 1992.
47. R.J. Munz, and J.E. Kwak, "The behavior of titanium, stainless steel and copper-nickel alloys as plasma torch cathodes," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 16, no. 4, pp. 577–603, 1996.
48. R.N. Szente, R.J. Munz, and M.G. Drouet, "Arc velocity and cathode erosion rate in a magnetically driven arc burning in nitrogen," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 21, pp. 909–913, 1988.

49. R.N. Szente, R.J. Munz, and M.G. Drouet, "Cathode erosion in inert gases: The importance of electrode contamination," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 9, no. 1, pp. 121–132, 1989.
50. A.M. Essiptchouk, L.I. Sharakhovsky, and A. Marotta, "A new formula for the rotational velocity of magnetically driven arcs," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 2591–2597, 2000.
51. R.N. Szente, M.G. Drouet, and R.J. Munz, "Method to measure current distribution of an electric arc at tubular plasma torch electrodes," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 61, no. 4, pp. 1259–1262, 1990.
52. R.N. Szente, M.G. Drouet, and R.J. Munz, "Current distribution of an electric arc at the surface of plasma torch electrodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 3, pp. 1263–1268, 1991.
53. R.N. Szente, R.J. Munz, and M.G. Drouet, "Arc behavior and plasma chemistry in electrode erosion," *Pure and Applied Chemistry*, vol. 64, no. 5, pp. 657–663, 1992.
54. J.D. Cobine, *Gaseous Conductors*, New-York: Dover, 1958.
55. A.V. Luikov, A.V. Borovchenko, V.I. Krylovich, V.V. Toropov, L.I. Sharakhovsky, and A.S. Shabolts, "Heat transfer in near-electrode region of the electric arc blown," *Proc. of Int. Symp., JSME (Tokyo)*, pp. 113–119, 1967.
56. V.I. Krylovich and A.S. Shabolts, "Thermal regime of a near-electrode region of moving electric arc, part I," *Izvesiya of BSSR Academy of Science, Ser. Phys.-Eneget. Science*, vol. 4, pp. 84–90, 1972. (in Russian)
57. V.I. Krylovich and A.S. Shabolts, "Thermal regime of a near-electrode region of moving electric arc, part II," *Izvesiya of BSSR Academy of Science, Ser. Phys.-Eneget. Science*, vol. 1, pp. 93–98, 1973. (in Russian)
58. H.S. Carslaw and J.C. Jagger, *Conduction of Heat in Solids*, London: Oxford, 1959.
59. A.V. Luikov, *Analytical Heat Diffusion Theory*, New York and London: Academic Press, 1968.
60. A.M. Essiptchouk, "The theoretical and experimental study of the copper electrode erosion," Tese de Doutor em Ciência, UNICAMP, Campinas, Brazil, 2001. (in Portuguese)
61. A.P. Nevsky, L.I. Sharakhovsky, and O.I. Yas'ko, *Interaction of Electric Arc with Plasma Torch Electrodes*, Minsk, Belarus: Nauka I Tekhnika, 1982. (in Russian)

62. E.P. Trofimov, "Problem on unstationary temperature field of infinite hollow cylinder," *J. of Eng. Phys. (Inzhenerno-Fizicheskij Journal)*, vol. III, no. 10, pp. 47–53, 1960. (in Russian)
63. A.I. Sudarev, A.N. Timoshevski, Experimental Study of cylindrical cathode erosion in air and nitrogen. *In Collection: Thermophysical Investigations*, Ed. S.S. Koutateladze, Inst. Of Thermal Physics of Siberian Department of SU Academy of Siences, pp. 94–98, 1977. (in Russian)