

TESE DE MESTRADO

*Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física “Gleb Wataghin”*

“DESENVOLVIMENTO E APLICAÇÃO DA TÉCNICA DE DIAGNÓSTICO TÉRMICO-ESPECTROSCÓPICO PARA ESTUDO DA INTERAÇÃO DE ARCOS ELÉTRICOS COM ELETRODOS FRIOS”

Dmitry Alexandrovich Bubljevsky

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

Comissão Examinadora:

1. Prof. Aruy Marotta, IFGW/UNICAMP
2. Prof. Jaime Frejlich, IFGW/UNICAMP
3. Prof. Mário Ueda, LAP/INPE

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

**Campinas –SP – Brasil
27/02/2003**

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

B85d

Bublievsky, Dmitry Alexandrovich

Desenvolvimento e aplicação da técnica de diagnóstico térmico-espectroscópico para estudo da interação de arcos elétricos com eletrodos frios / Dmitry Alexandrovich Bublievsky. -- Campinas, SP : [s.n.], 2003.

Orientador: Aruy Marotta.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Diagnóstico de plasma. 2. Plasma (Gases ionizados). 3. Plasma de baixa temperatura.
I. Marotta, Aruy. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

*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, Eduardo Valério Alves da Silva e Murilo Frasseto Michelinini pelos serviços prestados durante o trabalho experimental.

Agradeço à FAPESP pelo apoio financeiro dado ao projeto.

Resumo

Nesta tese foi introduzido um novo tipo de técnica de diagnóstico da mancha de arcos elétricos, chamado térmico-espectroscópico. A técnica foi aplicada ao estudo da velocidade de rotação da mancha do arco e da densidade de corrente na mancha. Ambas estão relacionadas com os fenômenos que ocorrem na erosão de eletrodos frios. As medidas foram realizadas em um catodo de cobre não refrigerado, operando em ar, usando uma instalação coaxial magnética. As experiências mostraram que há dois regimes de erosão: micro e macroerosão. Observamos que para o regime de microerosão, a velocidade é sempre maior, e a dispersão da velocidade sempre menor que na macroerosão. Ambos os fatos confirmam a existência de uma força de arraste de superfície ao movimento do arco. Podemos explicar que a fonte dessa força é proveniente dos jatos catódicos no regime de macroerosão, fazendo com que a mancha tenha um movimento descontínuo. As dificuldades das técnicas tradicionais de medida da densidade de corrente na mancha foram superadas, introduzindo-se o conceito de densidade de corrente efetiva na mancha, pela qual mede-se o início da fusão na mancha e não o diâmetro da mancha. O método, baseado no registro espectroscópico temporal da intensidade da linha de emissão do vapor de cobre, juntamente com o registro da evolução da temperatura da superfície do eletrodo, permitiu um grande aumento na sensibilidade de detecção do ponto de transição do regime de micro para macroerosão. A densidade de corrente da mancha, medida como uma função do campo magnético, apresenta um grande crescimento para baixos valores do campo magnético. O estudo experimental realizado nesta tese permite uma melhor compreensão dos fenômenos que ocorrem em manchas de arcos elétricos de eletrodos frios, contribuindo, assim, para uma maior utilização das tochas de plasma.

Abstract

In this thesis, we introduced a new type of arc spot diagnostic technique, called thermospectroscopic. Attention was concentrated on the study of arc spot rotation velocity and arc spot current density as a function of magnetic field. Both are related to cold electrode erosion phenomena. Measurements were carried out in an uncooled copper cathode in air, using a magnetically driven arc coaxial setup. Experiments have shown that there are two erosion regimes: a micro and a macroerosion one. We observed that for the microerosion regime, velocity was always higher and velocity dispersion lower than for the macroerosion one. Both facts confirm the existence of a surface drag force to the movement of the arc. We could explain that the source of this force is provided by cathode jets in the macroerosion regime, making the spot to move with frequent stops. We overcame the difficulties in traditional techniques in measuring spot current density by introducing the concept of effective arc spot current density, by which we measure the spot fusion onset and not the arc spot diameter. The method, based on the temporal spectroscopic registration of copper vapor atomic line emission intensity, together with the registration of the electrode surface temperature evolution, provided a significative increase in the sensibility of detection of the transition point from micro to macroerosion. The arc spot current density, measured as a function of magnetic field shows a strong increase for low magnetic field values. Experimental study, carried out in this thesis, allows a better understanding of the phenomenon taking place in cold electrode arc spot, thus contributing for a wider utilization of plasma torches.

Sumário

1. Introdução	1
2. Estado da Arte da Pesquisa e Modelos da Erosão de Eletrodos Frios	4
2.1 Estado da Arte	4
2.2 Modelos da Erosão	14
2.2.1 Modelo da Erosão para Movimento Contínuo do Arco	15
2.2.2 Modelo da Erosão para Movimento Descontínuo do Arco	20
2.3 Métodos de determinação da densidade de corrente	24
2.3.1 Método não-estacionário	25
2.3.2 Método estacionário	27
3. Instalação experimental	29
3.1 Sistema de eletrodos	29
3.2 Sistema de ignição do arco elétrico	32
3.3 Sistema magnético	34
3.4 Fontes de energia para o arco elétrico e sistema magnético	35
3.5 Sistema de gás plasmagênico	36
3.6 Sistema ótico-espectroscópico	36
3.7 Sistema de controle, comunicação e extração de dados	38
3.8 Sistema de medida de temperatura	43
3.9 Sistema de medida da velocidade de rotação do arco	45
3.9.1 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor magnético	46
3.9.2 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor ótico	47
4. Resultados e Análise	48
4.1 Medida da temperatura	48
4.2 Medida da intensidade da linha do cobre	52
4.3 Medida da velocidade de rotação do arco	57
4.4 Análise da medida da velocidade de rotação do arco	61
4.5 Medida da densidade de corrente da mancha do arco	66
4.6 Análise da medida da densidade de corrente	67
5. Conclusão	71
6. Referências Bibliográficas	75

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. Nesta tese, a atenção estará voltada para a aplicação do arco elétrico em tochas de plasma. 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 à erosão, provocada pela interação do arco com a superfície do eletrodo na área de transferência da corrente (mancha do arco). Portanto, o problema do estudo dos processos de interação entre o arco elétrico e o eletrodo, que é um elemento principal das tochas de arco elétrico, torna-se mais e mais atual.

Os eletrodos de arcos elétricos, no tocante ao material utilizado, podem ser divididos em duas categorias: eletrodos “quentes”, feitos de materiais refratários de alta temperatura de fusão (tungstênio, zircônio, háfnio, grafite), operando no modo de emissão termo-iônica, e eletrodos “frios”, feitos de materiais não-refratários de baixa temperatura de fusão (cobre, aço), e que geralmente operam parcialmente por efeito de campo elétrico. A taxa de erosão dos eletrodos “frios” supera, em muito, a taxa dos eletrodos “quentes” e, portanto, atrai maior atenção. As duas classes de eletrodos também se distinguem pelo modo de movimento do arco sobre o eletrodo: os eletrodos “quentes” operam quase sempre no modo estacionário da mancha do arco e os “frios” só podem operar no modo não-estacionário, sem o que sua erosão seria catastrófica. O uso do cobre é mais comum em eletrodos “frios”, pelas razões seguintes:

- baixo custo;
- alta condutividade térmica;
- possibilidade de funcionar em condições extremas e em diferentes ambientes e gases;
- capacidade de funcionar em altas potências.

A grande desvantagem dos eletrodos “frios” é o nível elevado da erosão em comparação com eletrodos “quentes”. Neste caso, além da destruição do eletrodo, a erosão contamina o fluxo de plasma por resíduos do material do eletrodo, o que torna difícil o uso em processos que exigem plasma altamente puro.

Durante os últimos anos foi atingido progresso considerável no entendimento dos processos que ocorrem na região próxima do eletrodo “quente”. Recentemente em [1] 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 [1,2] obtiveram o diâmetro da mancha ($\sim 0,5\text{-}2\text{ mm}$), a temperatura da superfície do catodo ($\sim 3000\text{-}4000\text{ K}$) e do plasma ($\sim 2\text{-}3\text{ eV}$), a queda de tensão catódica ($\sim 10\text{-}20\text{ V}$). Os valores estão em excelente acordo com os dados experimentais obtidos em [2].

Porém, o modelo [1] não pode ser aplicado aos catodos “frios”, onde a emissão eletrônica é devido ao campo elétrico, sendo apenas parcialmente termoiônica. Em comparação com a mancha na superfície do eletrodo “quente”, a mancha do eletrodo “frio” tem estrutura, comportamento no tempo e no espaço 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 evaporar. Deste vapor forma-se um microplasma denso e altamente não-estacionário. A outra característica destacável dos eletrodos “frios” é alto valor da densidade de fluxo térmico na mancha do arco. Assim, tais eletrodos só podem funcionar em condições não-estacionárias, com rápido movimento da mancha, utilizando a força magnética de Lorentz ou fluxo em vórtice de gás.

Apesar da complexidade dos fenômenos que ocorrem na mancha de catodos “frios”, foi constatado que o mecanismo básico na erosão desse eletrodo “frio” é a fusão do material do eletrodo, devido ao tempo de residência do arco num ponto do eletrodo. Um modelo simplificado, baseado nesse conceito termofísico foi publicado em [3]. Assim, três parâmetros são essenciais na erosão do eletrodo: a corrente, a velocidade do arco e a temperatura da superfície do eletrodo. No modelo termofísico, o “input” térmico é a densidade de fluxo de calor na mancha, constituída pela densidade efetiva de corrente na mancha e do equivalente em Volts do fluxo de calor.

O objetivo deste trabalho consiste no estudo de dois parâmetros da mancha do arco: a velocidade de rotação e a densidade efetiva de corrente, utilizando o modelo mencionado acima. A inovação principal deste trabalho é a utilização do método térmico-espectroscópico que pode ser considerado um método mais avançado e sensível se comparado com o método exclusivamente térmico, utilizado em [4]. Como mostrado em [5], a evolução do vapor metálico da superfície do eletrodo - em outras palavras, a evolução da intensidade da linha espectral do material do eletrodo - tem forte correlação com a evolução da taxa de erosão do eletrodo. Este fato, registrado

experimentalmente, permite utilizar a intensidade da linha espectral do material do eletrodo como um critério da erosão.

A idéia principal do método utilizado no presente trabalho é o de, através de um experimento não-estacionário, registrar-se em função do tempo a intensidade da linha espectral do cobre (material do eletrodo) do feixe luminoso saindo da região entre eletrodos. O abrupto aumento da intensidade da linha do cobre é correlacionada com a transição da micro- para a macroerosão do eletrodo. É medida também, simultaneamente com a intensidade da linha do cobre, a evolução da temperatura da superfície do eletrodo em função do tempo. No momento da transição da micro- para a macroerosão, parte do “input” térmico do arco é consumido na mudança de fase (transformação de sólido para líquido do material do eletrodo). Portanto, o registro da temperatura deve indicar também a ocorrência dessa transição, através de uma queda (inflexão) da curva da temperatura do eletrodo. Entretanto, é muito difícil observar o momento que ocorreu essa queda de temperatura, utilizando apenas o registro da temperatura. Um grande aumento da sensibilidade no registro desse momento de transição da micro- para a macroerosão é observado pelo abrupto aumento da intensidade da linha do cobre. Nesse momento, registram-se também os outros parâmetros: a corrente, a velocidade e a temperatura. 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.

2. Estado da Arte da Pesquisa e Modelos da Erosão de Eletrodos Frios

Neste capítulo apresentamos 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 2.2.

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; plasm química, etc. Paralelamente, vários autores [6-10] começaram intensamente a estudar 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 $p \geq 1$ 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 com os processos ocorridos no local da ligação do arco com a superfície do eletrodo, i.e., na mancha do arco.

2.1. Estado da Arte

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 da emissão em camadas finas e grossas de óxido na superfície do eletrodo de cobre e outros catodos “frios” [11-20]. Em particular, foi mostrado [11] 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 [12]. 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 [12], 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 (ver [13]) 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 (ver [14,16]).

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 (ver [19]) 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 nos valores da densidade de corrente na mancha do arco da ordem maior 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, alumínio com diferentes espessuras da camada de óxido [17]. 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 [20], i.e, “para os arcos de longa duração - e operando em a 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 da 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 papel principal na erosão e mostra 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 [21-24]. 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 com 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 a dimensão 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 [23] 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 da 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 $3\cdot 10^8\text{-}10^9 \text{ Am}^{-2}$. O tempo de vida das manchas do primeiro tipo aumenta com o crescimento da corrente na mancha com tempo (dI/dt). O número de manchas depende do crescimento dI/dt e 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 de novo foram se juntar para criar uma mancha.

A velocidade do deslocamento da mancha do segundo tipo geralmente não ultrapassa 10^{-1} ms^{-1} , com o tempo de vida de até $50 \text{ }\mu\text{s}$ e a corrente na mancha de $I = 10\text{-}30 \text{ A}$, não dependendo 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 $5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$. A velocidade do deslocamento das manchas do segundo tipo é visivelmente menor do que a velocidade da 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, tipo do gás plasmagênico na dinâmica do comportamento das manchas, a velocidade e o caráter do movimento dessas, pode ser apresentada 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 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 o material 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 atinge de 15 a 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 [23] 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 à 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 identificada com a 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 resposta sobre o diâmetro da mancha do catodo, tanto mais, 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 pequena, 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 desenvolvimento da teoria da erosão.

Com o aparecimento dos 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 [25] 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, da dimensão aproximadamente de 100 μm (análoga da mancha do segundo tipo em [23]), consiste de um certo número de micromanchas microscópicas existindo simultaneamente. Tais pequenas micromanchas (análogas da mancha do primeiro tipo em [23]) têm dimensões na faixa de 10-20 μm . A distância entre micromanchas vizinhas está na faixa de 20-50 μm . O tempo de existência dessas micromanchas 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 do 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} $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$. Mostrou-se [25], que a emissão ótica da mancha consiste em duas partes: (a) espectro de linhas da 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 [25,26]. Considerando que a emissão térmica é parte pequena da emissão total, o limite superior da temperatura da mancha pode ser estimado. Para o cobre esse limite é aproximadamente 3000 K [25].

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 [27-30]. 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 separada de tamanho até 50 μm (macromanha). No caso da 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 separada, 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, atenção considerável foi dedicada 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 da 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 mostrou Guile et al [11], essa hipótese não é necessariamente verdade. Para eletrodo cilíndrico de cobre com arco movido pelo campo magnético foi mostrado que com 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 [11]. Em trabalho [18], os autores mostram que somente o campo magnético transversal (e não a velocidade do arco) determina o máximo e mínimo da taxa de erosão. A conclusão dos autores [18] 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 mesma velocidade, 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 45-400 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 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 [31] 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 [32], 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 de outro lado tal arco é submetido à resistência aerodinâmica maior. Para gases poliatômicos puros (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 versus a energia depositada na unidade de área da superfície do eletrodo pode ser apresentada da seguinte forma: $E = aX^n$ [32], 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 da outra solução do problema de alta erosão, é muito útil aqui fazer um resumo dos resultados do estudo dos processos de erosão para os gases plasmagênicos não típicos. Em [33] 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 reduzidas do que para argônio e hidrogênio sendo que o procedimento do vapor de água é muito semelhante ao procedimento de 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 [34] para eletrodos de titânio, aço inoxidável e liga de cobre e níquel em atmosfera de argônio e nitrogênio. Para corrente típica de 100 A e argônio, todos os materiais testados têm taxa mais baixa de erosão do que teve o 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 mais baixa. Provavelmente as camadas dos óxidos nativos ou de óxido formado pela quantidade restante de oxigênio no gás plasmagênico (argônio) intensificaram a emissão eletrônica, permitindo a velocidade do arco mais alta e, conseqüentemente, reduzindo a taxa de erosão.

Em [35,36] foi mostrado que a pequena concentração dos gases poliatômicos em argônio para arcos com rotação magnética, além da diminuição da taxa de erosão, contamina altamente 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 a diferença 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 [7,35,36]. 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 [37].

Juntamente com a velocidade do arco, um outro parâmetro característico de grande importância dos processos da erosão é a distribuição de 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 [38]). Usando este método foram obtidos resultados experimentais da densidade de corrente para variedade de 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) [39]. Baseando-se em tais resultados, pode-se concluir evidentemente que três fatores têm forte influência na distribuição de corrente: o primeiro é a composição da superfície devido à contaminação; o segundo fator é o valor do campo magnético transversal usado para 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 [20], Szente et al. formularam a seguinte conclusão [40]: 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 [38,39]: 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 [3]. 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.

2.2. Modelos da Erosão

A suposição central do modelo termofísico é que o início da macrodestruição do eletrodo está relacionado com processos de macrofusão na mancha do arco elétrico. Os processos microscópicos (emissão iônica e eletrônica, processos químicos nas camadas superficiais de óxidos, etc), e outros que influenciam o processo da erosão, ainda não bem compreendidos, são mediados pela introdução, no lugar do arco real, de uma fonte térmica superficial imaginária, com distribuição uniforme do fluxo térmico (consideramos só o valor médio no espaço e no tempo do fluxo térmico, e desprezamos a estrutura complexa da mancha). Neste caso, as propriedades energéticas da mancha e as propriedades termofísicas do material do eletrodo, junto com os parâmetros operacionais, são parâmetros característicos do processo da erosão. A densidade do fluxo térmico na mancha pode ser escrita como:

$$q_0 = jU = 4Q_0/\pi d^2, \quad (2.1)$$

onde Q_0 - fluxo térmico integral pela mancha do arco; j - densidade efetiva de corrente na mancha; U - equivalente em Volts do fluxo térmico, podendo ser definido como $U = Q_0/I$.

O modo de movimentação (contínuo ou descontínuo) da mancha do arco na superfície do eletrodo, sob a ação do campo magnético externo, tem forte correlação com as condições da superfície e composição do gás plasmagênico. O movimento contínuo da mancha é possível para

certa composição de gás [31,32]. No caso geral, o movimento da mancha tem caráter irregular, provocado pela resistência da superfície [32], o que conduz ao aumento da taxa de erosão. Portanto, o regime de movimento contínuo da mancha pode ser considerado como o regime ideal com erosão mínima. Ao contrário, o regime de movimento descontínuo é o regime com erosão máxima. Na realidade, o movimento da mancha do arco é uma mistura dos dois regimes mencionados. O modelo termofísico oferece a solução para ambos os regimes do movimento da mancha do arco elétrico.

2.2.1 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, o que distribui o efeito térmico da mancha sobre uma área maior e diminui a destruição do eletrodo pela erosão. Esse movimento pode ser obtido na prática com o uso de vórtice de gás ou com campo magnético.

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 (2.1) o valor máximo desse tempo de exposição será

$$\tau_{\max} = \frac{d}{v}, \quad (2.2)$$

onde v é a velocidade de deslocamento da mancha na superfície do eletrodo (supondo que o arco move-se com velocidade constante v sobre a superfície do eletrodo). Vamos considerar o valor do tempo de residência de um ponto como dado pelo tempo de residência máximo, i.e. (2.2).

Sabe-se que se a densidade de corrente na mancha do arco não exceder 10^{12} Am^{-2} (para o cobre), o aquecimento Joule do eletrodo pode ser desprezado [41]. O eletrodo é considerado como um corpo semi-infinito, i.e., $d \ll b$, onde b é a espessura da parede do eletrodo. Supomos que o tempo de residência da mancha do arco τ_r satisfaz a condição $Fo = a\tau_r/d^2 \ll 1$, onde Fo é o número de Fourier [41-43] e a é a difusividade térmica do material do eletrodo, m^2s^{-1} . Em outras palavras, podemos considerar que o arco aquece apenas uma fina camada de material δ sob a mancha, sendo desprezível a propagação de calor ao longo da superfície. Isso significa que a profundidade de penetração do calor vale $\delta_r = \sqrt{(4a\tau_r/\pi)} \ll d$, ou seja, os gradientes de temperatura na direção da coordenada z (direção perpendicular à superfície do eletrodo) são muito

maiores do que em relação aos gradientes de temperatura na direção das coordenadas x e y . Isto simplifica enormemente 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, 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. $q_0 = \text{const}$:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} \quad (\infty > z \geq 0, \tau_0 > \tau > 0), \quad (2.3)$$

com condição inicial em $\tau = 0$,

$$T(z, 0) = T_0 = \text{const}, \quad (2.4)$$

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

$$q_0 = -\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial z}, \quad \frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0, \quad (2.5)$$

onde λ é a condutividade térmica do material do eletrodo e T_0 é a temperatura da superfície do eletrodo. A solução desse problema é dada pela equação [3, 44, 45]

$$T(z, \tau) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad (2.6)$$

onde a função ierfc é definida como

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

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

$$\tau_0 = \frac{\pi}{4a} \left[\frac{(T_f - T_0)\lambda}{q_0} \right]^2. \quad (2.7)$$

Segundo o modelo [3], a macro-erosão tem início no momento em que o tempo de residência τ_r alcançar o valor τ_0 , ou quando a temperatura de um ponto no eletrodo, sob a mancha, atingir a temperatura de fusão T_f do material do eletrodo. Em seguida, consideramos que até o tempo τ_0 o calor removido para o corpo do eletrodo por condução térmica é igual ao calor depositado 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:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} \quad (\infty > z \geq 0, \tau \geq \tau_0), \quad (2.8)$$

com condição inicial ($\tau = \tau_0$),

$$T(z, \tau_0) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau_0} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau_0}}\right), \quad (2.9)$$

e condição de contorno,

$$T(0, \tau) = T_f, \quad \frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0. \quad (2.10)$$

A solução desse problema nos dá

$$q = \frac{\lambda(T_f - T_0)}{\sqrt{\pi a(\tau - \tau_0)}} - \frac{2q_0}{\pi} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} \right). \quad (2.11)$$

Usando a equação (2.7), obtém-se a expressão para a densidade de fluxo de calor que é removida para o interior do eletrodo para $\tau \geq \tau_0$:

$$q_r = \frac{2q_0}{\pi} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} \quad (2.12)$$

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

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 MPN, uma área MRNPM, que não alcançou a temperatura T_f e a outra MPNQM, 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,

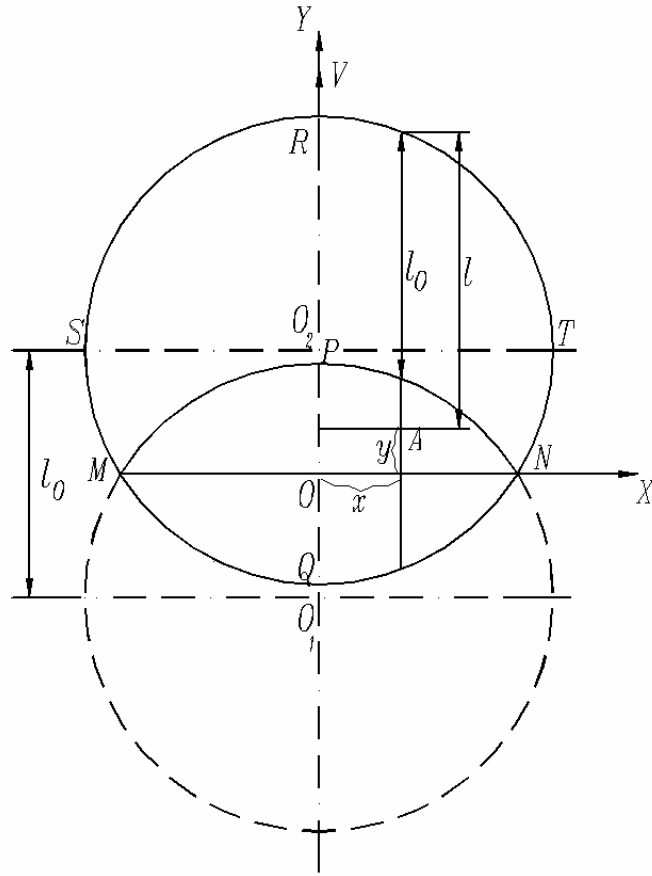


Figura 2.1 Esquema da mancha do arco para o modelo contínuo.

fora dos limites da mancha, consideramos a temperatura do eletrodo igual a T_0 . Admite-se, portanto, neste modelo simplificado, nas extremidades da mancha, uma transição abrupta de uma região do eletrodo com temperatura T_f para outra com temperatura T_0 .

O grau de extensão da zona de fusão MPNQM pode ser caracterizado pelo parâmetro (vide Figura 2.1)

$$f = \frac{l_0}{d} = \frac{\tau_0 v}{d} = \frac{\tau_0}{\tau_r} \quad (2.13)$$

Usando as equações (2.1), (2.2), (2.7) e (2.13) é possível mostrar que o parâmetro f pode ser dado pela seguinte expressão

$$f = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8 a j^{1.5} U^2 I^{0.5}} = \frac{\pi^{1.5} \lambda^2 s T_f (1 - \theta)^2}{8 a j^{1.5} U^2}, \quad (2.14)$$

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

$$s = \frac{v}{\sqrt{I}}, \quad (2.15)$$

denominado velocidade normalizada.

No modelo consideramos que na área MRNPM ($T < T_f$), o calor total Q_0 que entra pela mancha do arco é igual ao calor Q_r removido ou entregue para o interior do corpo do eletrodo. Na área de fusão MPNQM (onde $T = T_f$) consideramos que a diferença $Q_0 - Q_r$ é igual ao calor total de erosão Q_{er} , usado no processo de fusão do eletrodo ao longo da área MPNQM, i.e. [3],

$$Q_{er} = Q_0 - Q_r. \quad (2.16)$$

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 (kgs^{-1}) é proporcional ao calor de erosão Q_{er} [3], podemos escrever

$$Q_{er} = h_{ef} G = h_{ef} g I, \quad (2.17)$$

onde I é a corrente; h_{ef} é denominada entalpia efetiva de erosão; g é a erosão específica (kgC^{-1}).

Para se obter Q_{er} é necessário calcular o valor das integrais Q_0 e Q_r . O cálculo de Q_0 é trivial (supondo-se uniforme a densidade q_0 sobre toda a mancha, Q_0 pode ser obtido como proporcional à área de fusão MPNQM). Na zona de fusão, a densidade de fluxo térmico q_r , removido para o corpo do eletrodo por difusão, varia ao longo da direção do movimento da mancha e depende do tempo de residência τ_r de um certo ponto da superfície sob a ação térmica da mancha (ou da distância do ponto à linha MRN, Figura 2.1). Integrando q_r sobre a área MPNQM, pode ser obtida a seguinte expressão para o valor do calor da erosão Q_{er} [3]:

$$Q_{er} = U W I, \quad (2.18)$$

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

$$W = \frac{2}{\pi} \left[\sin^{-1} \beta + f \beta - \frac{4}{\pi} \beta \left(\sqrt{f} w_1 + w_2 \right) \right]. \quad (2.19)$$

Na equação (2.19) as funções w_1 , w_2 e β são funções de parâmetro f (veja [3]). A função W pode ser aproximada pela expressão

$$W \approx W' = 1 - f \left(\frac{7,13}{2,475 + f} + \frac{0,442}{0,04 + f} - 1,477 \right). \quad (2.20)$$

Utilizando-se as equações (2.17) e (2.18), obtém-se finalmente a expressão para a erosão específica na seguinte forma:

$$g = g_0 + \frac{UW}{h_{ef}}, \quad (2.21)$$

onde foi introduzido o termo de micro-erosão $g_0 = \text{const}$, necessário para a equação poder satisfazer os resultados experimentais. A expressão UW em (2.21) chamamos de Volt-equivalente do calor de erosão:

$$U_{er} = UW \quad (2.22)$$

ou utilizando (2.21)

$$U_{er} = (g - g_0) h_{ef} \quad (2.23)$$

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

A análise da função W na equação (2.19) mostra que $1 \geq W \geq 0$ para $0 \leq f \leq 1$. Então, supondo 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 $0 \leq f \leq 1$).

2.2.2 Modelo da Erosão para Movimento Descontínuo do Arco

Os pressupostos básicos do modelo descontínuo (ou em saltos, 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

$$\tau_r = \frac{L}{v}, \quad (2.24)$$

onde v é a velocidade média do deslocamento da mancha do arco (que pode ser obtida medindo a 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, a fim de 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 do tempo τ_r , é necessário integrar (2.12) em relação ao tempo, nos limites de τ_0 ao τ_r . Introduzimos a seguinte notação:

$$q_r|_{\tau_0}^{\tau_r} \equiv \frac{2q_0}{\pi} \int_{\tau_0}^{\tau_r} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} d\tau. \quad (2.25)$$

Resolvendo essa integral vem

$$q_r|_{\tau_0}^{\tau_r} \equiv \frac{2q_0}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} (\tau_r - \tau_0) + \sqrt{\tau_0 (\tau_r - \tau_0)} - \tau_r \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_r - \tau_0}} \right]. \quad (2.26)$$

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

$$q_r|_0^{\tau_r} = q_0 \tau_0 + q_r|_{\tau_0}^{\tau_r}. \quad (2.27)$$

Substituindo (2.26) em (2.27) 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}):

$$\bar{q}_r = q_0 \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\frac{\sqrt{\tau_0 (\tau_r - \tau_0)}}{\tau_r} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_r - \tau_0}{\tau_0}} \right) \right]. \quad (2.28)$$

O calor total médio removido no tempo τ_r será $\bar{Q}_r = \bar{q}_r F$, onde F é a área da mancha. Então, usando a equação (2.28) e $Q_0 = q_0 F$, obtemos:

$$\bar{Q}_r = Q_0 \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\sqrt{f_s (1 - f_s)} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - f_s}{f_s}} \right) \right]. \quad (2.29)$$

Aqui introduzimos o parâmetro não-dimensional

$$f_s = \frac{\tau_0}{\tau_r}. \quad (2.30)$$

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

$$Q_{er} = Q_0 - \bar{Q}_r. \quad (2.31)$$

Usando a equação (2.29) em (2.31) obtemos que o calor médio da erosão Q_{er} pode ser expresso da seguinte maneira:

$$Q_{er} = Q_0 W_s = IU W_s, \quad (2.32)$$

onde a energia não-dimensional descontínua da erosão W_s pode ser escrita como

$$W_s = \frac{2}{\pi} \left(\tan^{-1} \sqrt{\frac{1-f_s}{f_s}} - \sqrt{f_s(1-f_s)} \right). \quad (2.33)$$

Das equações (2.17), (2.31) e (2.32) obtém-se uma expressão simples para a erosão mássica específica:

$$g = g_0 + \frac{U W_s}{h_{ef}}, \quad (2.34)$$

onde o termo adicional g_0 (chamado microerosão) foi introduzido 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. A expressão $U W_s$ em (2.34), analogamente como é para caso de movimento contínuo, é o Volt-equivalente do calor de erosão:

$$U_{ers} = U W_s. \quad (2.35)$$

Observamos que

$$U_{ers} = (g - g_0) h_{ef}, \quad (2.36)$$

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

Substituindo na expressão (2.30) τ_0 por (2.7), obtemos a seguinte expressão para f_s :

$$f_s = \frac{\pi}{4a\tau_r} \left[\frac{(T_f - T_0)\lambda}{jU} \right]^2. \quad (2.37)$$

Usando-se τ_r dado por (2.24), introduzindo o comprimento não-dimensional do passo

$$n = \frac{L}{d}, \quad (2.38)$$

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

$$f_s = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8aj^{1.5} U^2 I^{0.5} n} \quad (2.39)$$

ou

$$f_s = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8aj_s^{1.5} U^2 I^{0.5}}, \quad (2.40)$$

onde definimos j_s , a densidade eficaz (ou aparente) de corrente para o movimento descontínuo, pela expressão:

$$j_s = jn^{2/3}. \quad (2.41)$$

Comparando f com f_s temos

$$f_s = \frac{f}{n}. \quad (2.42)$$

Note que por j_s entendemos por densidade eficaz da mancha do arco, que não é exatamente o mesmo que a densidade real.

Veremos dos dados experimentais que a macroerosão ocorre para valores elevados da corrente. Podemos concluir também que o modelo apresentado aqui é modelo somente para a macroerosão, com o parâmetro da macro-erosão W_s variando no intervalo $1 \geq W_s \geq 0$. A situação intermediária de $f_s = 1$ é tomada como condição para o início da macroerosão, isto é, transição do regime da microerosão para macroerosão. Da condição $f_s = 1$ na fórmula (2.37), pode-se calcular a densidade atual na mancha do arco:

$$j = \frac{\pi^{0.5} \lambda (T_f - T_0)}{2aj^{0.5} \tau_r^{0.5} U} \quad (2.43)$$

ou

$$j = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^4 v^2 (T_f - T_0)^4}{a^2 U^4 I n^2} \right]^{1/3}. \quad (2.44)$$

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 (2.44) para obter j , ou usamos a fórmula (2.40) com $f_s = 1$ e obtemos a densidade atual aparente da corrente na mancha

$$j_s = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^4 v^2 (T_f - T_0)^4}{a^2 U^4 I} \right]^{1/3}. \quad (2.45)$$

Desta forma, o modelo apresentado possibilita calcular a erosão específica g sabendo-se I , v e T_0 (que entram no cálculo de f ou W) e quatro parâmetros constantes: a entalpia efetiva da erosão

h_{ef} (parâmetro que depende somente do material do eletrodo e gás plasmagênico); a microerosão específica g_0 ; o equivalente em Volts do fluxo térmico na mancha do arco U ; a densidade de corrente na mancha do arco j . O comprimento adimensional do passo n também é um parâmetro necessário para o modelo de movimento descontínuo do arco.

2.3 Métodos de determinação da densidade de corrente

Uma das grandes vantagens do modelo térmico da erosão para eletrodos frios é o de permitir a determinação da densidade efetiva de corrente na mancha do arco j . Esse método deve ser comparado com as tremendas dificuldades técnicas de determinação desse parâmetro quando se usa o método dos autógrafos e o método ótico, baseados na medida do diâmetro d da mancha, dado pela equação

$$j = \frac{4I}{\pi d^2} \quad (2.46)$$

Por outro lado, o método térmico tem também a vantagem de levar em conta apenas às 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.

Assim, o diâmetro d que se obtém calculando a partir do valor de j eficaz pela fórmula (2.46) 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. (2.44)). Uma 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 2.2), sem levar em conta a sua microestrutura complexa. Como foi mostrado na literatura [21-30], a mancha do arco tem estrutura bastante complexa, composta de micromanhas com densidade de corrente em uma micromanha da ordem de 10^{12} Am^{-2} , bem maior do que o valor na mancha, de

cerca de 10^9 Am^{-2} . Há evidências de que as micromanchas individuais são mais importantes para o entendimento da micro-erosão, enquanto a macro-erosão 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. Apenas o método não-estacionário foi aplicado no presente trabalho.

2.3.1 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, tendo o catodo não-refrigerado. Registra-se a temperatura do catodo $T(\tau)$ em função do tempo (ver Figura 2.2). Como se vê dessa figura, durante um certo 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 através da derivada $dT/d\tau$, que em τ_{cr} deixa de ser constante e inflexiona negativamente. O ponto τ_{cr} (isto é, os parâmetros do arco I , v , T em τ_{cr}), é utilizado para calcular j , através da equação (2.44). O ponto $T(\tau_{cr}) = T_{cr}$ é identificado como o ponto de início da macrofusão, que provoca a macroerosão. Até o ponto T_{cr} observa-se que a mancha do arco não deixa nenhuma pista da área fundida (pelo menos fusão macroscópica, que pode ser identificada sem aparelhos 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 maior tempo, quando a temperatura da superfície ultrapassa o valor crítico τ_{cr} 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. Quando o tempo de aquecimento é bem maior (mais do que três segundos, dependendo dos valores de corrente, campo magnético, etc.) foi observado 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 $\tau_{cr} = \tau_0$, 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 (2.44)) pode ser determinada, valendo-se de além das constantes termofísicas do material do eletrodo

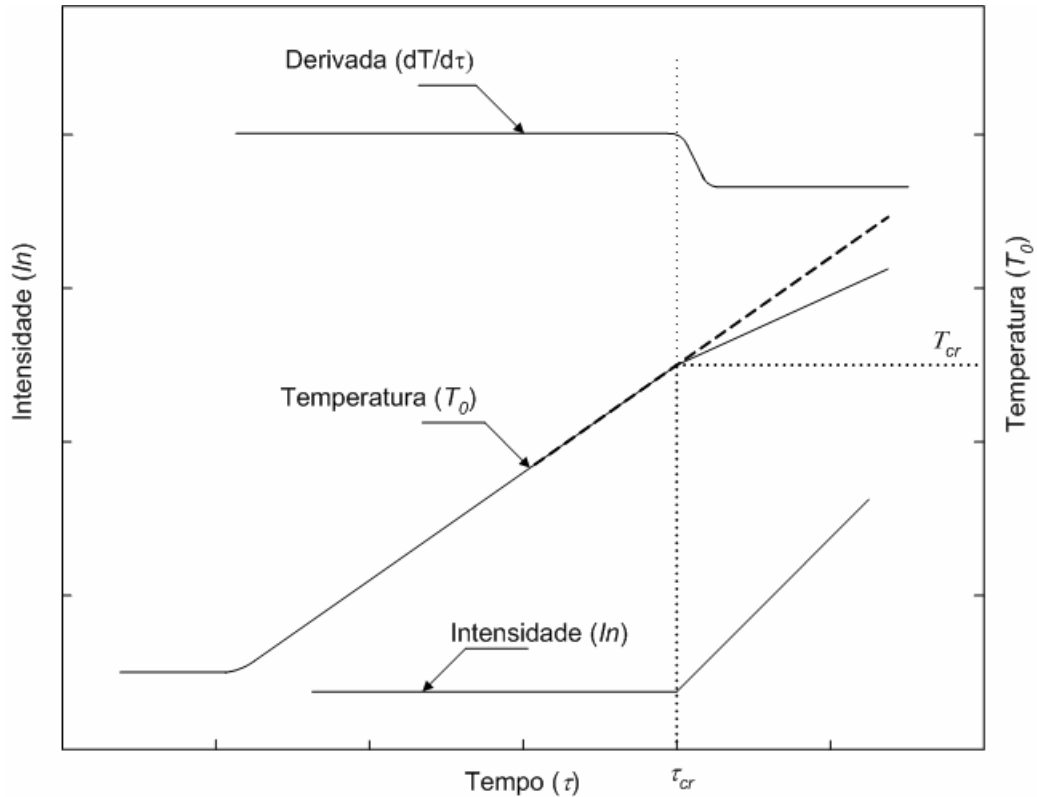


Figura 2.2 Ilustração da técnica de diagnóstico térmico-espectroscópica em experimento não-estacionário para obtenção da temperatura crítica $T_{cr} = T_0(\tau_{cr})$ de transição da micro para a macroerosão.

(T_f, λ, a), de corrente do arco I , de 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 microerosão 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 o registro do ponto τ_{cr} , usando apenas a curva da temperatura $T(\tau)$.

Baseando-se nos resultados publicados na literatura [5] sobre a existência de correlação entre a taxa de erosão e intensidade da linha espectral do material do eletrodo, no presente trabalho, introduzimos a parte diagnóstica ótico-espectroscópica, assim modificando o método térmico e, intitulado o novo método de método térmico-espectroscópico. A base do método térmico-espectroscópico não-estacionário da 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 do espectro do cobre: o tempo τ_{cr} é obtido com facilidade da curva da intensidade $I(\tau)$ e a temperatura no momento τ_{cr} , da curva $T(\tau)$.

Na Figura 2.2. é apresentada a curva típica da intensidade do feixe luminoso durante a experiência e da temperatura. 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 ou quase constante por causa da ausência de macrofusão. Com o início de macroerosão ($\tau > \tau_{cr}$) a intensidade da linha espectral de cobre aumenta. 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 da residência $\tau_{cr} = \tau_0$. Assim, utilizando a eq. (2.44) pode ser obtida a densidade de corrente j .

2.3.2 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 e eletrodo refrigerado. Neste caso, a taxa da erosão pode ser medida através da diferença no peso do eletrodo antes e depois da experiência. Os ajustes lineares dos pontos experimentais da taxa de erosão versus corrente para 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 observadas visualmente áreas grandes 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 (ver eq. (2.44)).

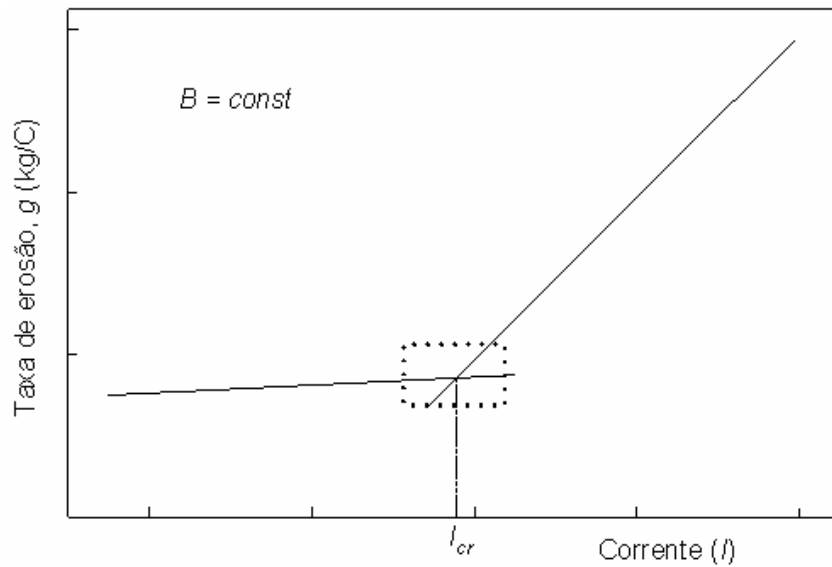


Figura 2.3 Ilustração da técnica de diagnóstico térmico em experimento estacionário para obtenção do ponto crítico $g_{cr} = g(I_{cr})$ de transição da micro para a macroerosão.

3. Instalação experimental

A instalação experimental (Figura 3.1) pode ser dividida em duas partes: a primeira, é o sistema coaxial de eletrodos que é apresentado em detalhes na Figura 3.2; a outra, é o sistema ótico-espectroscópico representado em detalhes nas Figuras 3.3 e 3.4. Uma das particularidades da instalação do arco é a utilização do catodo de cobre (catodo “frio”) sem refrigeração, assim o regime de funcionamento é não-estacionário, com temperatura do catodo $T(t)$ aumentando com o tempo. O tempo de operação alcança somente 1-2,5 segundos, e depende da corrente e do campo magnético, devido a alta taxa da erosão. Para o movimento do arco entre eletrodos coaxiais foi utilizado sistema magnético externo. Os componentes principais do sistema experimental são:

- sistema de eletrodos;
- sistema de ignição do arco elétrico;
- sistema magnético;
- fontes de energia para o arco elétrico e o sistema magnético;
- sistema de gás plasmagênico (ar);
- sistema ótico-espectroscópico;
- sistema de controle, extração de dados e comunicação;
- sistema de medida da temperatura do eletrodo;
- 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, colocados dentro de solenóides. Tal sistema (Figura 3.2b) tem três tipos de eletrodos: o catodo aterrado (1) – alvo do estudo - é o eletrodo externo com diâmetros interno e externo medindo 40 mm e 50 mm, respectivamente, eletricamente 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, assim diminuindo sua influência nos processos de erosão; eletrodo auxiliar (3), que serve para iniciar o arco mecanicamente, pois nessa experiência não pode ser usadas alta tensão e alta frequência para

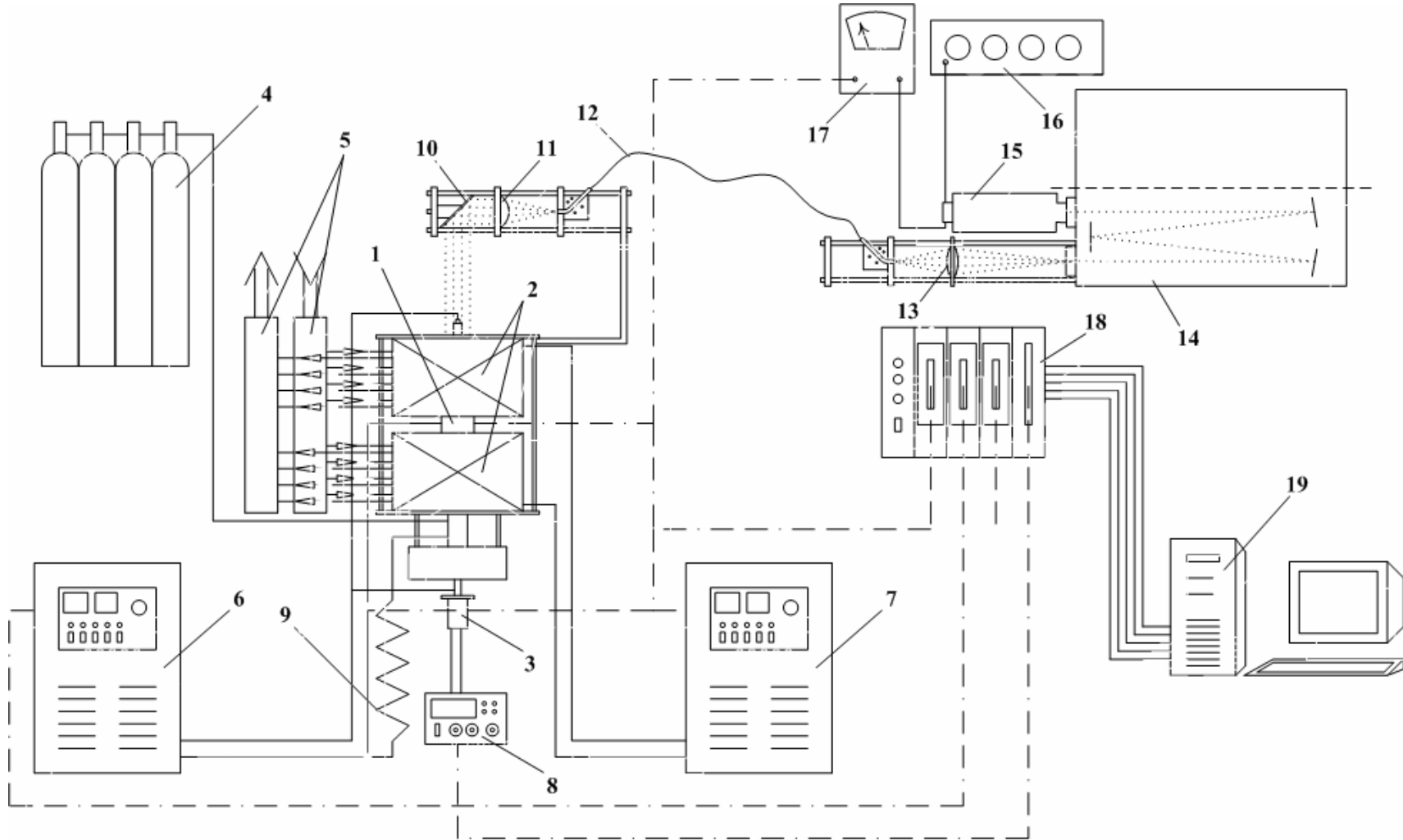


Fig. 3.1 Sistema experimental: 1 - sistema de eletrodos; 2 - sistema magnético; 3 - sistema de ignição; 4 - sistema de gás; 5 - sistema de refrigeração à água para os solenóides; 6 - fonte de energia para o arco elétrico; 7 - fonte de corrente para os solenóides; 8 - fonte de energia para o sistema de ignição; 9 - resistência; 10 - espelho; 11,13 - lentes; 12 - fibra ótica; 14 - espectrômetro; 15 – fotomultiplicadora; 16 - fonte de energia para a fotomultiplicadora; 17 eletrômetro; 18 - sistema de comunicação; 19 – computador.

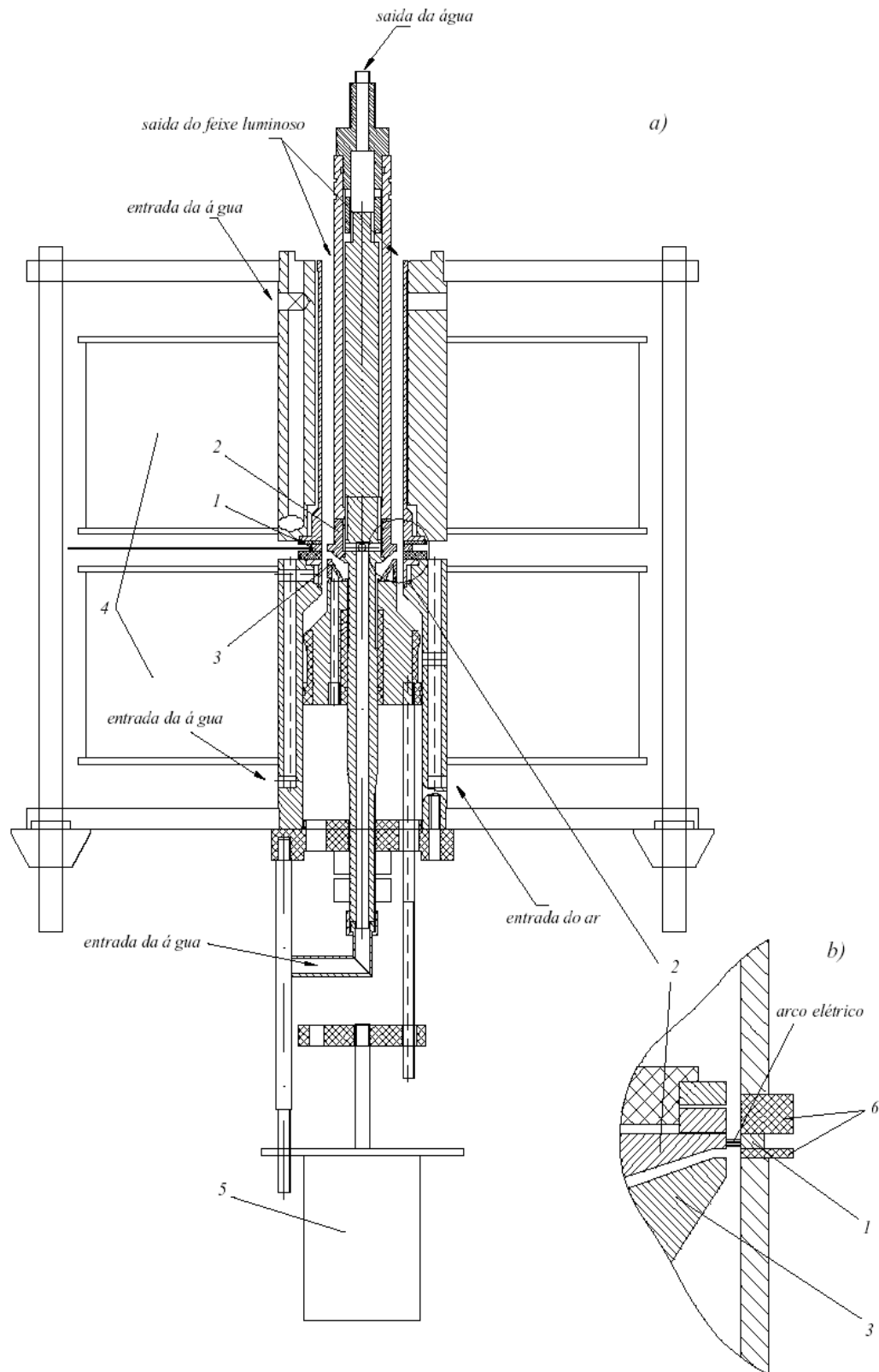


Figura 3.2: Núcleo do sistema experimental: a) sistema de eletrodos com ignição mecânica montada dentro do sistema magnético; b) sistema dos eletrodos: 1 - catodo; 2 - anodo; 3 - catodo auxiliar; 4 - sistema magnético (solenóides); 5 - ignição magnética; 6 - isolamento.

a ignição, pois danificariam o sistema de aquisição de dados experimentais. Nesta configuração o gap 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 “chromel-alumel”, para a medida da temperatura da superfície. O princípio do método de medida da temperatura é descrito no capítulo 3.8. A pequena espessura do catodo previne 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.

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 três elementos: um catodo auxiliar (3) (veja Figura 3.2a); um eletroímã com núcleo móvel; um sistema de gás auxiliar. O núcleo do eletroímã é unido rigidamente com o catodo auxiliar (3), que é conectado com o catodo principal (1) através de uma resistência 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, assim 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 do 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 apaga-se, 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 a fonte de energia Tektronix PS-280 DC. O tempo total de funcionamento do sistema de ignição para uma experiência não supera 0,3-0,5 s.

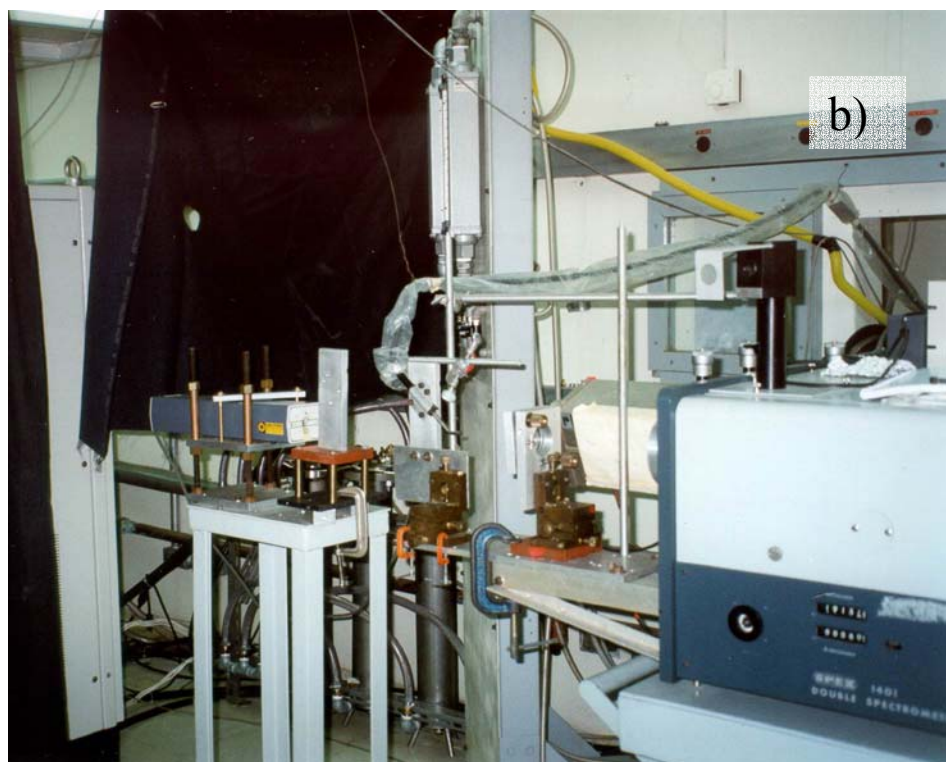
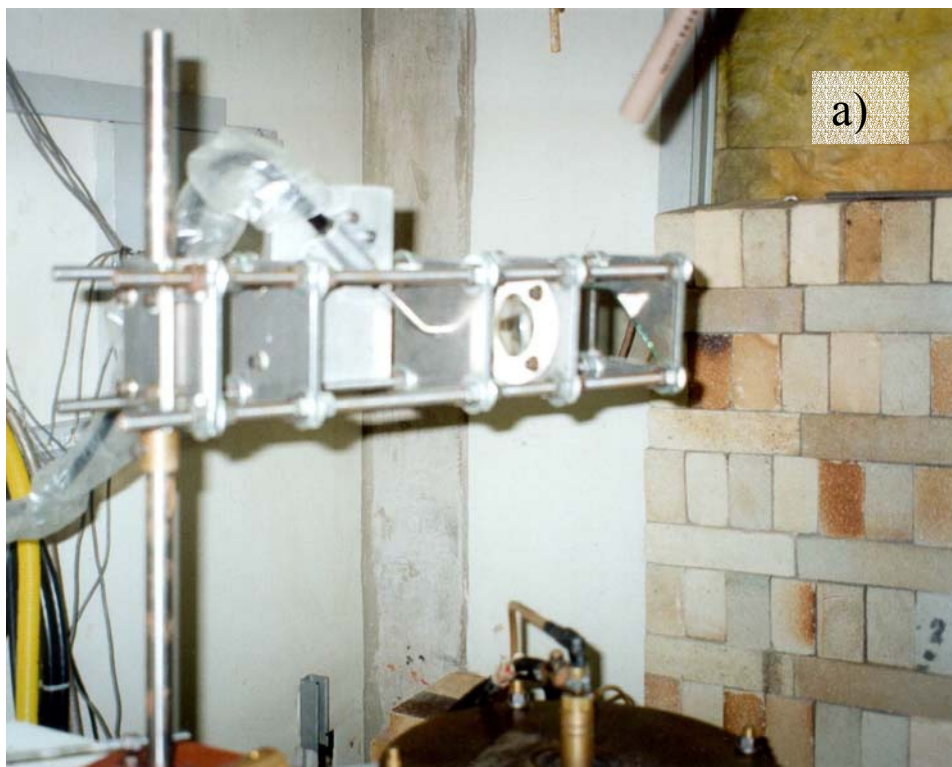


Figura 3.3: a) Foto do sistema de coleta de sinal ótico do gap entre os eletrodos; b) foto do sistema ótico de acoplamento com o espectrômetro.

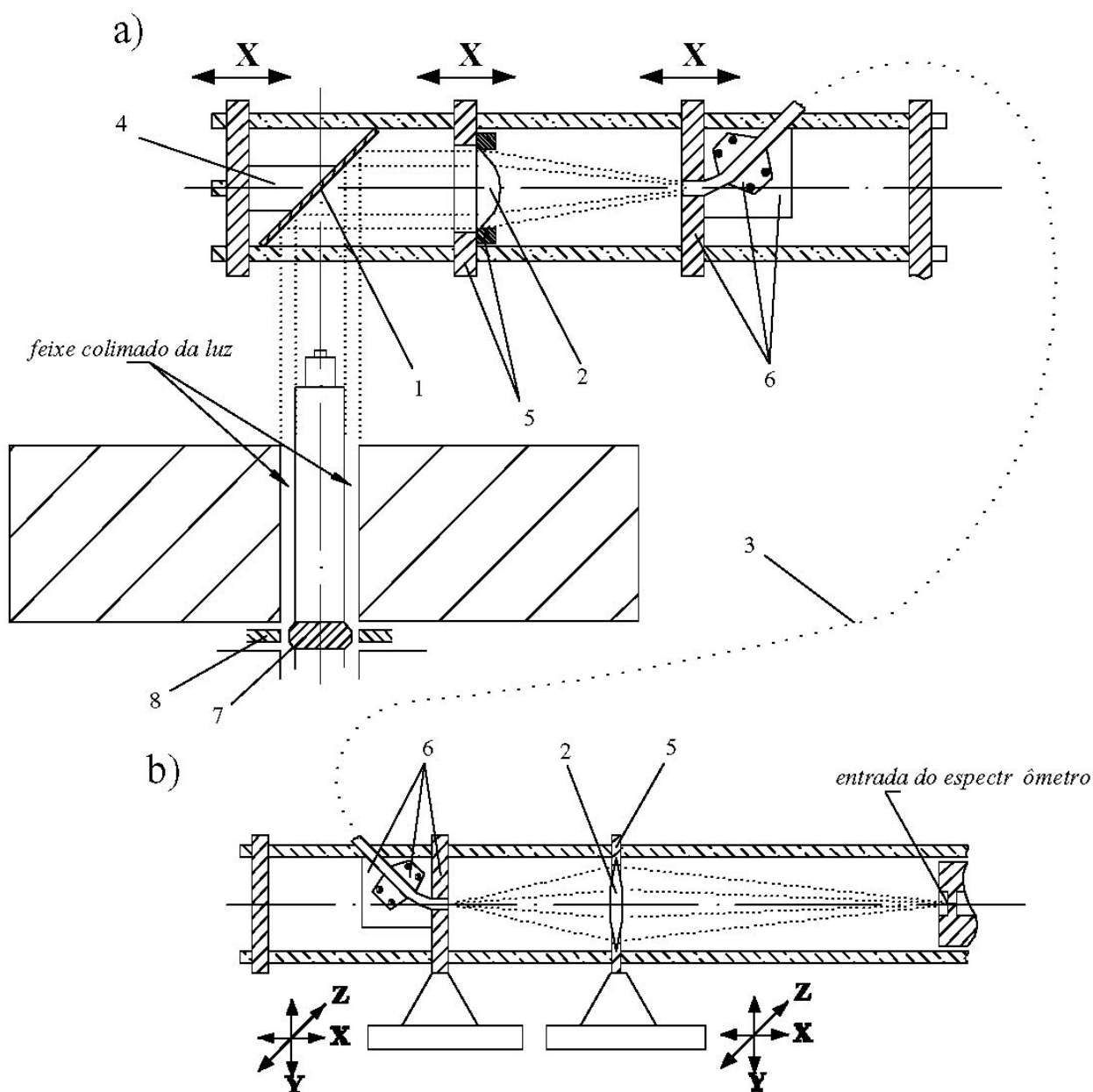


Figura 3.4: a) Sistema de coleta do sinal óptico do gap entre os eletrodos; b) sistema óptico de acoplamento com o espectrômetro: 1 – espelho; 2 – lentes; 3 – fibra ótica; 4 – suporte do espelho; 5 – suportes das lentes; 6 – suportes da fibra ótica; 7 – anodo; 8 – catodo.

3.3 Sistema magnético

O arco principal é mantido movendo-se azimutalmente no gap, entre catodo (1) e anodo (2), devido à força de Lorentz produzida pela corrente do arco e do campo magnético externo uniforme neste gap. 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. Esse gap possibilita o acesso livre aos eletrodos para os fios dos termopares e 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-los. Na construção dos solenóides foram utilizados tubos de secção quadrada feitos de cobre. O campo máximo de 0,4 T é obtido para corrente de 400 A. Para teste do campo magnético 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 resfriar os solenóides foram montadas linhas em paralelo do sistema de distribuição de água com controle da refrigeração. Também foi instalado um sistema de controle de temperatura da água de refrigeração, usando termopares, ligados diretamente ao sistema de extração (aquisição) de dados e controle.

3.4 Fontes de energia para o arco elétrico e 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, refrigeradas à água, 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 quando do seu funcionamento, podendo ligá-la ou desligá-la na conveniência do experimento. 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.

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. 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. O controle de funcionamento permite: realimentação em corrente, acionamento remoto e controle externo (com sinal na saída de 0 até 10V).

3.5 Sistema de gás plasmagênico

O gás, para os experimentos, foi fornecido por um compressor sem qualquer purificação prévia. Portanto, a qualidade do gás fica mais próxima das condições de funcionamento na indústria. Para a medida da vazão do gás foram usados rotâmetros de precisão e para a medida da pressão, manômetros.

3.6 Sistema ótico-espectroscópico

A parte ótica do sistema experimental consiste em dois sistemas óticos distintos, tendo uma fibra ótica conectando-os: sistema de coleta de sinal ótico do gap entre os eletrodos e sistema ótico de acoplamento ao espectrômetro. O primeiro sistema coleta o sinal ótico e focaliza-o na sua totalidade do feixe luminoso, que sai da região entre os eletrodos, para a entrada da fibra ótica. Um segundo sistema ótico de acoplamento conecta a saída da fibra ótica à fenda de entrada do espectrômetro. 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 eletrodos.

O sistema de coleta do sinal ótico (Figuras 3.3a, 3.4a) consiste em um espelho comum de forma quadrada de tamanho de 10x10 cm, lente condensadora de diâmetro de 60 mm e distância focal de 80 mm e suporte para fibra ótica, com a 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 sistema ótico 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 da fibra. O espelho, a lente e o suporte foram colocados dentro de uma montagem especial com a possibilidade de ajuste de distâncias entre componentes mencionados (somente na direção X, veja Figura 3.4a).

Todo o sistema ótico é inicialmente alinhado, ajustado e fixado através de um laser de He-Ne de modo que o foco da lente ficasse exatamente na face da entrada da fibra ótica. Depois, o sistema foi montado acima dos solenóides em um suporte rotatório que permite acesso livre ao sistema e desmontagem dos eletrodos e não desalinhe o sistema de coleta de sinal ótico - gap entre os

eletrodos. O alinhamento (focalização da luz na entrada da fibra) do sistema de coleta de sinal ótico no local da experiência foi feito usando-se um sistema de 3 micro-lâmpadas colocadas no plano formado pelo gap entre os eletrodos.

Uma pequena particularidade desse sistema de coleta de sinal ótico 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 ótico. Essa sombra aparece como uma ausência momentânea de sinal na saída da fotomultiplicadora. Essa circunstância permite obter a velocidade de rotação do arco elétrico, utilizando o sinal da intensidade (para detalhes ver capítulo 3.9.2).

O sistema ótico de acoplamento ao espectrômetro (Figuras 3.3b, 3.4b), consiste de lente condensadora (diâmetro de 55 mm e distância focal de 300 mm) e suporte para fibra ótica. A lente e a fibra ótica foram colocadas em suportes separados com possibilidade de ajuste nas três direções X, Y e Z para simplificar o alinhamento do sistema. O sistema ótico 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 ótico da saída da fibra com o espectrômetro: o feixe luminoso da saída da fibra ótica, depois de focado na fenda de entrada do espectrômetro, ilumina toda a superfície do espelho de entrada do espectrômetro, assim, provendo a máxima resolução do aparelho.

O sistema ótico-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;
- feixe de fibra ótica de diâmetro 5 mm e comprimento 3 m;
- fotomultiplicadora RCA-C31034 com a sensibilidade luminosa de anodo 300 A/lm e de catodo 500 A/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;
- computador.

Para testes preliminares do sistema ótico foram obtidos espectros da lâmpada de 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 ótico-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). A escolha deste comprimento de onda deveu-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 [46]; presença na literatura de resultados experimentais das medidas espectroscópicas da erosão dos eletrodos para esse comprimento de onda [5].

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 AMD Athlon, RAM 128 MB, frequência 700 MHz), hardware e software LabView da National Instruments. Os dados experimentais - temperatura de catodo, corrente, tensão total no arco elétrico, campo magnético e intensidade de 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 os 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 é composto por: (a) uma placa “Plug-And-Play” de interface ISA “AT-MIO-16E-10” de velocidade 100000 aquisições por segundo; (b) de uma interface de comunicação “SCXI-1000” Chassis (Signal Conditioning eXtention for Instrumentation) com possibilidade de uso de quatro terminais ao mesmo tempo. Todas as partes do sistema de aquisição e controle foram conectadas como representado na Figura 3.1.

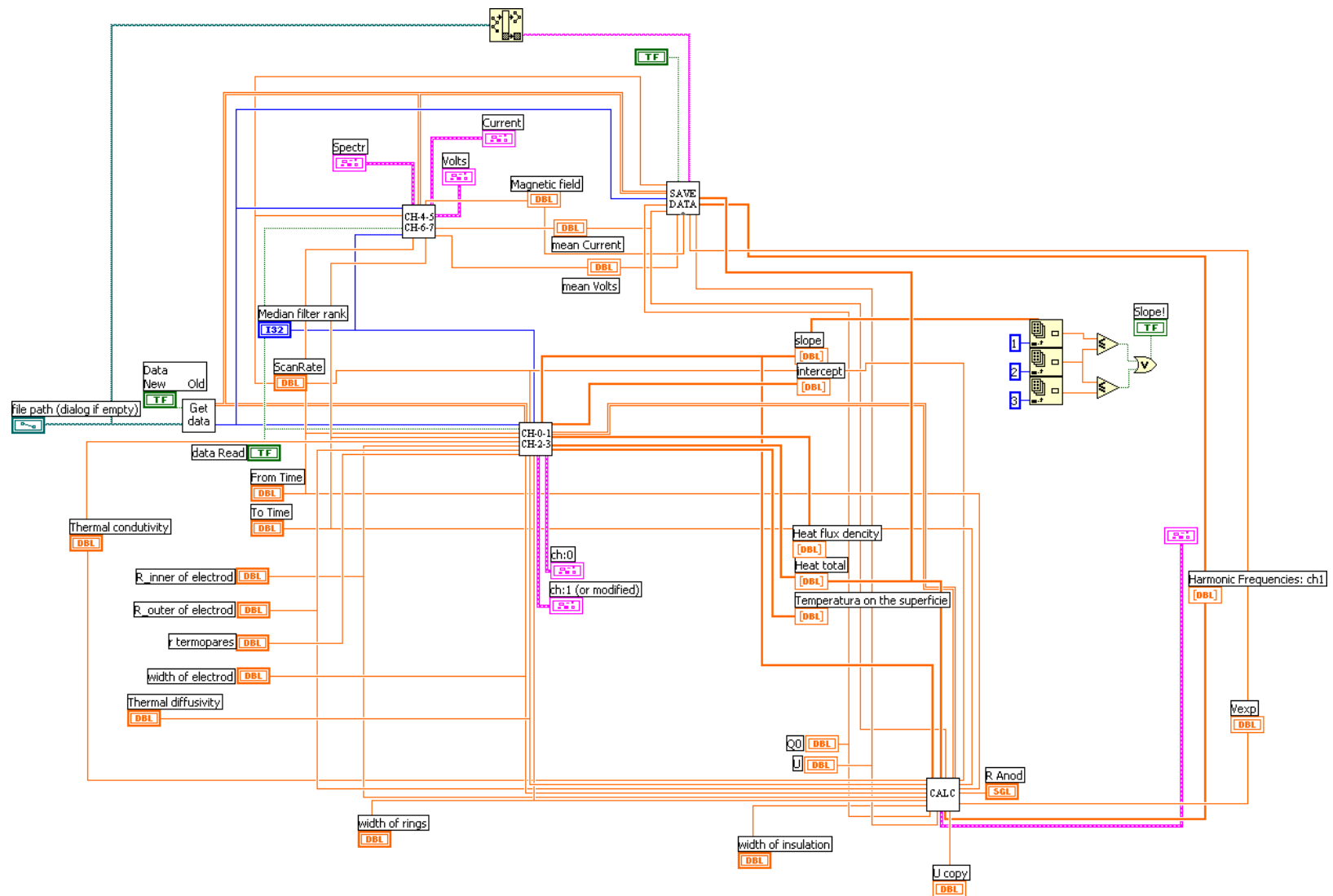


Figura 3.6 Código da segunda parte do programa experimental: tratamento dos dados experimentais.

O sistema de comunicação, que está apresentado pelo hardware SCXI-1000, tem os quatro seguintes terminais: um para entrada analógica (AI - Analog Input); um para saída analógica (AO - Analog Output); dois terminais para entrada e saída digital (DIO - Digital Input/Output) com relés eletrônicos e mecânicos. Se o primeiro, com relé eletrônico, serve para correntes baixas, o outro terminal, com relé mecânico, serve para correntes altas. 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 . A temperatura dentro dos terminais é controlada e pode ser medida através de termistores, instalados dentro da chassis.

O programa para automatização da experiência é composto de duas partes principais que funcionam em tempos consecutivos, a primeira parte formada pelo tempo de extração de dados e, também, controle do sistema experimental é significativamente mais rápida do que a segunda formada pelo tempo de tratamento dos dados experimentais. 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 a teorema do 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. 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 campo magnético. O arquivo final com resultados obtidos do sistema experimental da parte de aquisição dos dados tem tamanho de 1,2-1,5 MB (Megabytes). A segunda parte é o tratamento dos dados e exige mais tempo é da ordem de até 1 min.

A primeira parte do programa para automatização da experiência está apresentada na Figura 3.5. No início desta parte são feitas as 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 tarefa básica (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 DAQ (Data Acquisition). Quando todas as configurações estão preparadas, o programa faz a iniciação do processo de aquisição dos dados e controle do funcionamento do sistema experimental.

Assim, o sistema de controle inclui, principalmente, os seguintes instrumentos virtuais, criados especialmente para nossas experiências (veja Figura 3.5):

- o instrumento virtual “INITIAL DATA” para salvar informação inicial de cada experiência no arquivo eletrônico;
- o instrumento virtual “START DATA ACQ” para definir a especificação dos parâmetros dos equipamentos que será usada durante a experiência;
- o instrumento virtual “OUTPUT” para controle da fonte de energia do arco elétrico (liga-desliga, determina a corrente necessária);
- o instrumento virtual “DIO” para controle do sistema da ignição mecânica do arco elétrico (ligando e desligando o rele mecânico);
- o instrumento virtual “DATA ACQ” para aquisição dos dados experimentais da experiência, medem-se: as temperaturas do catodo; a corrente de fonte para arco elétrico; a corrente de fonte para os solenóides (que permite através de calibração determinar o valor do campo magnético); a tensão entre os eletrodos ; intensidade (em unidades arbitrários) de feixe luminoso).

A aquisição dos dados começa no mesmo instante da ignição do arco elétrico. Os parâmetros experimentais (tensão, corrente, intensidade etc.) são enviados à memória intermediária de tamanho definido pelo usuário. Quando a temperatura da superfície do catodo ou o tempo de funcionamento do sistema atingem seus limites (definidos na configuração) o programa manda um comando para interromper o arco elétrico, desligando a fonte, e terminar a aquisição de dados. Todos os dados recebidos são guardados preliminarmente em um arquivo eletrônico no disco rígido do computador.

Na segunda parte do programa os dados experimentais são dispostos para tratamento: transformação dos números obtidos em unidades físicas, filtragem, transformada de Fourier, cálculo da densidade de fluxo térmico e a densidade de corrente na mancha do arco. O programa consiste, principalmente, nos seguintes instrumentos virtuais (veja Figura 3.6):

- 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;
- 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, na densidade de fluxo térmico e na densidade de corrente da mancha do arco;
- 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 permite tratamento necessário dos dados em outros programas (por exemplo, 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 (1.5-2.5 mm) (ver Figura 3.7). 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 mm, mínima possível.

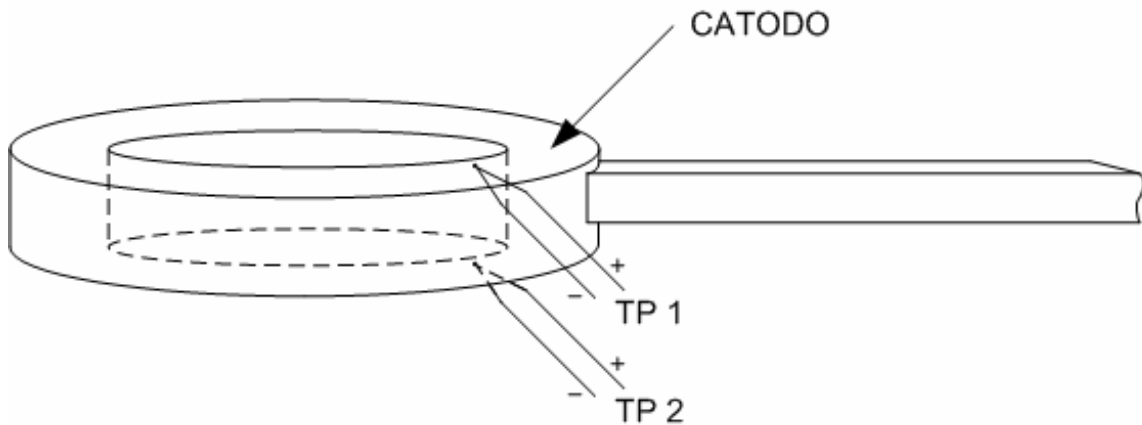


Figura 3.7. Instalação dos termopares no catodo. (TP1, TP2 – termopares).

Supondo o eletrodo um cilindro ôco infinitamente longo, com uma distribuição uniforme da temperatura inicial $T(r, 0) = T_0 = \text{const}$ e a superfície interna submetida a uma densidade de fluxo de

calor constante q , a evolução em função do tempo τ da temperatura $T(r, \tau)$ num ponto r dentro do eletrodo pode ser calculada usando a equação derivada em [45, 47] para o problema não-estacionário:

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

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 (4.3) 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. 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 ótico, através de um foto-diodo. Nesse caso é registrada a frequência com a qual surge intensa luz de 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 pelos próprios fios do termopar, e (2) utilizando um shutter (interrupção) do sinal ótico.

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 3.8. 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 B muda de sentido. Essa variação brusca do sentido de B , (i.e.

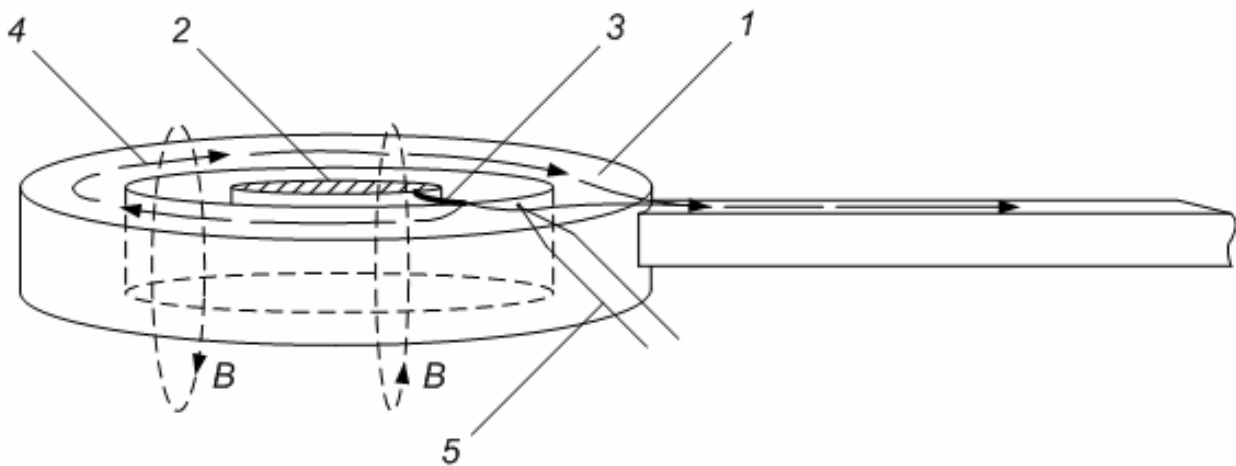


Figura 3.8 Princípio de funcionamento do detector magnético: 1 – catodo; 2 – anodo; 3 – arco elétrico; 4 – corrente; 5 - termopar

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 valor alto, que 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 maior velocidade do arco.

3.9.2 Medida da velocidade de rotação do arco com sensor ótico

A medida da velocidade do arco através do sistema ótico foi feita utilizando o “shutter” provocado pela interrupção do sinal pelo cabo de corrente (ver Figura 3.9). Portanto, durante um certo intervalo de tempo, quando o arco elétrico passa pelo setor invisível para o sistema ótico, 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 da rotação e, conseqüentemente, a velocidade do arco elétrico.

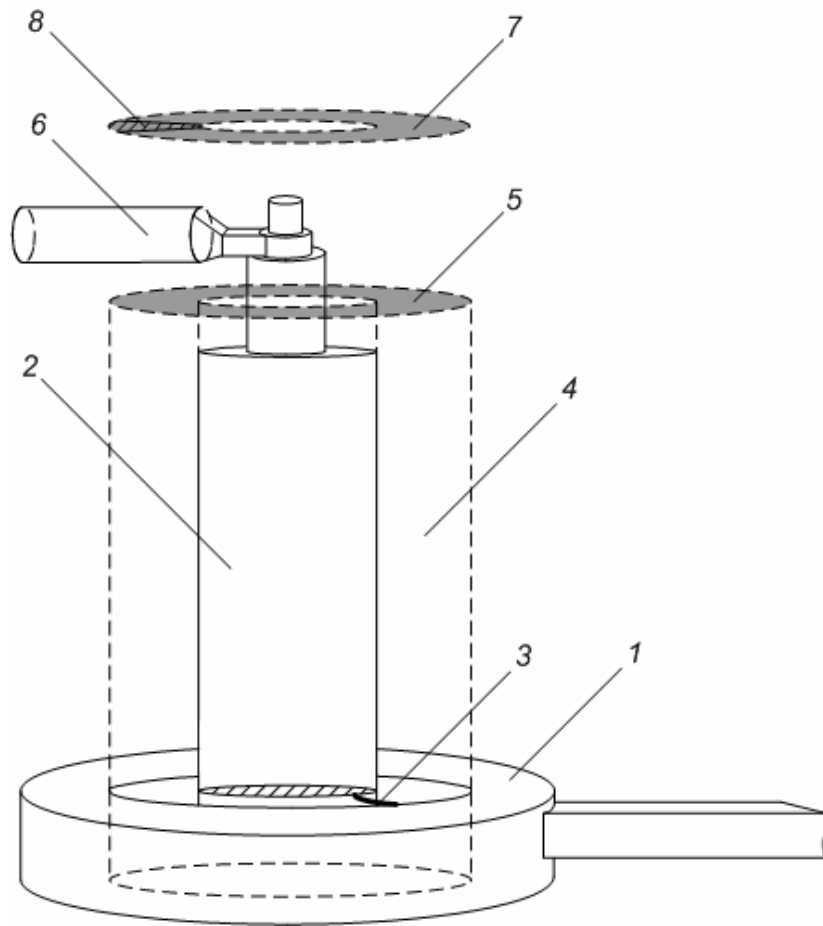


Figura 3.9 Detalhe do sistema de coleta de sinal ótico do gap entre os eletrodos, para determinação da velocidade de rotação do arco através do sistema ótico, onde se vê o cabo que interrompe o feixe de luz: 1 – catodo; 2 – anodo; 3 – arco elétrico; 4 – feixe luminoso saindo do gap entre eletrodos; 5 – 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. Iniciamos o capítulo com os resultados das medidas da temperatura T da superfície do catodo, da intensidade I_n da linha do cobre e da velocidade v de rotação do arco. Essas medidas nos permitiram calcular a densidade efetiva de corrente na mancha do arco j em função do campo magnético aplicado. 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 com o tempo da temperatura de um termopar, instalado numa das faces do catodo. Esse sinal foi obtido pela metodologia descrita no capítulo 3.8. A subida lenta da temperatura 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 no termopar pelo arco ao passar pelas proximidades do mesmo. Esse sinal contém informação sobre a frequência de rotação da mancha do arco, o que permite medir a velocidade de rotação do arco.

As Figuras 4.2a e b mostram os sinais de 2 termopares em faces opostas do catodo e a Figura 4.2c mostra o sinal médio. O conjunto dos dois termopares foi montado de tal maneira que as tensões induzidas pelo movimento de arco tenham sinais opostos, 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 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 do 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 $\Delta\tau = 1/\text{ScanRate} = 10^{-4}\text{s}$. É da Figura 4.2d que, no método térmico, se procura extrair o momento de tempo crítico τ_{cr} , da transição da micro- para a macroerosão. Como se vê da Figura 4.3, repetição da Figura 4.2d do sinal filtrado da temperatura, é praticamente impossível determinar o ponto de inflexão da transição da micro- para a macroerosão. Foram feitas, então, tentativas de obtenção desse ponto da curva da derivada (pontos τ_{cr} ?). Como se

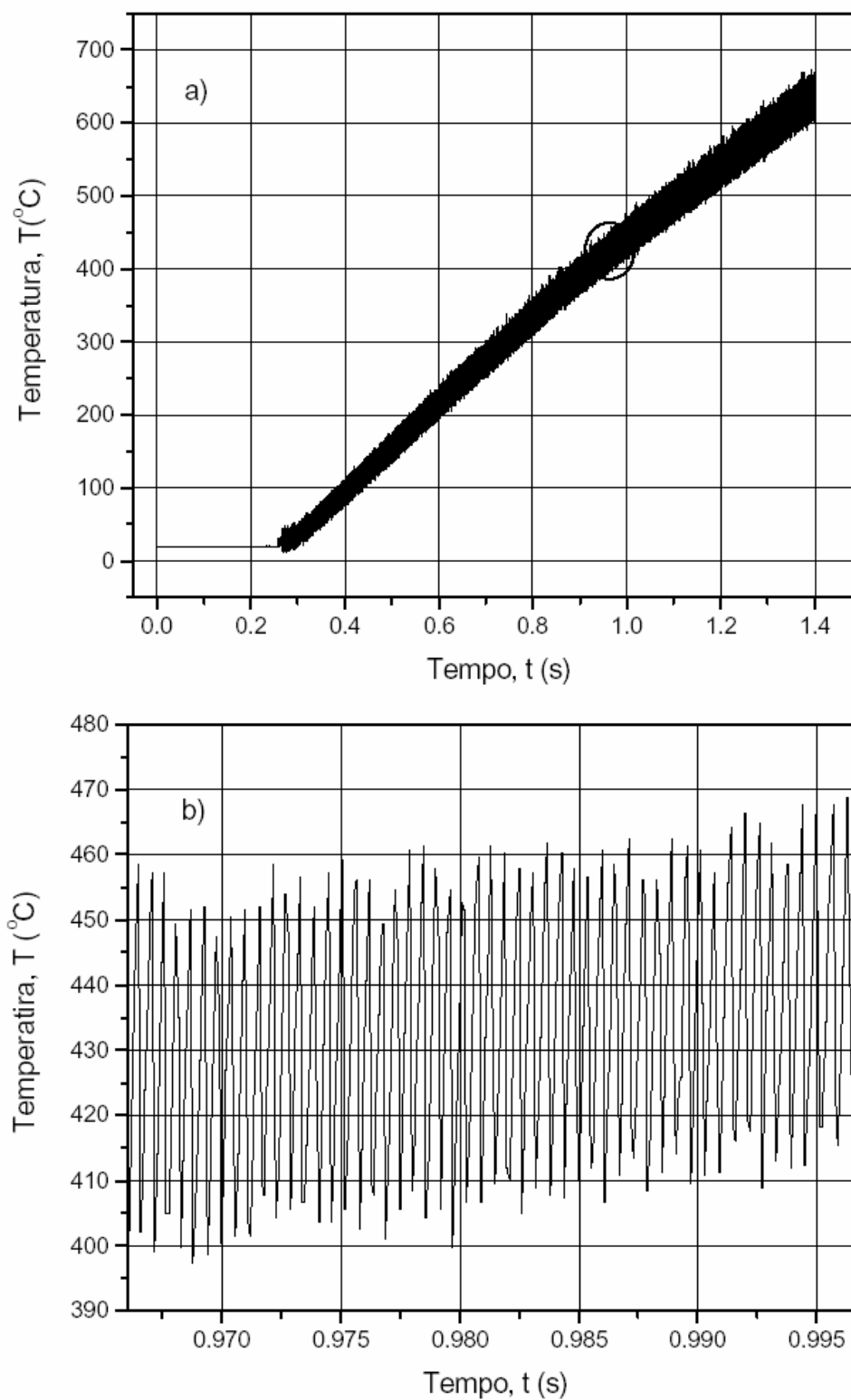


Figura 4.1 a) Sinal típico da temperatura do eletrodo, obtido com um termopar; b) detalhe do mesmo sinal ampliado.

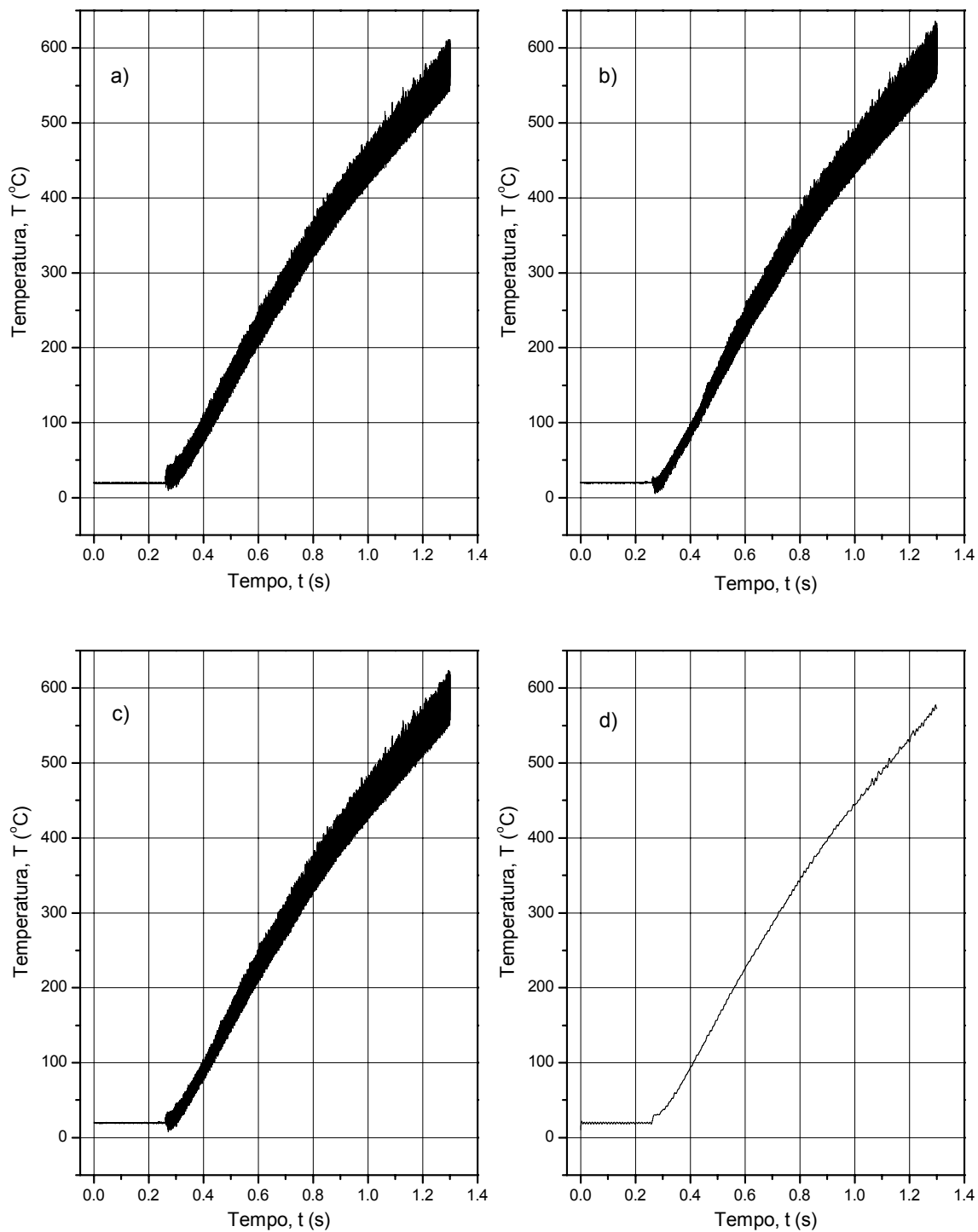


Figura 4.2 a) e b) curvas da temperatura, obtidas dos sinais de dois termopares instalados em faces opostas do mesmo catodo; c) sinal médio dos dois termopares; d) sinal médio da temperatura do catodo após filtragem FFT.

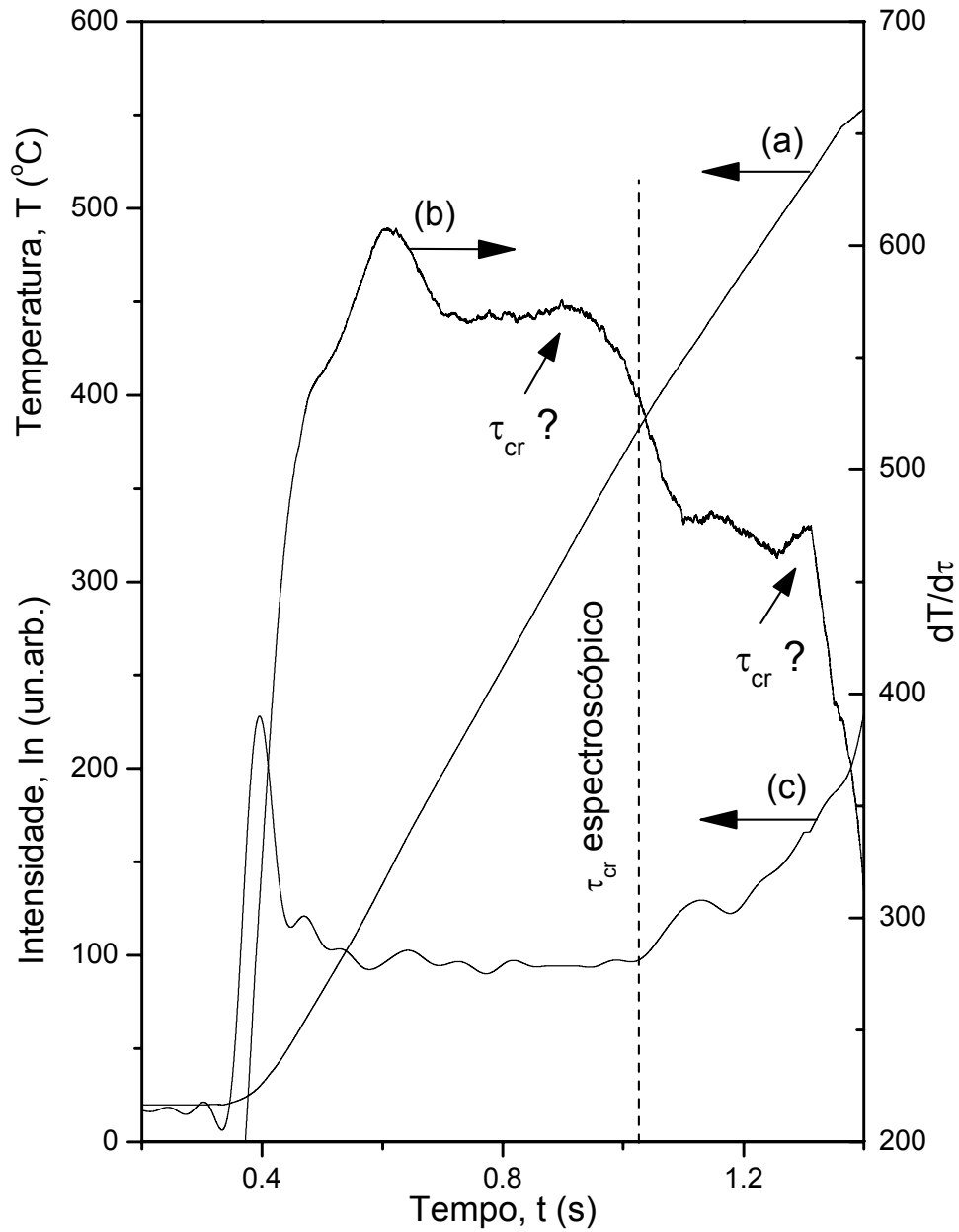


Figura 4.3 Ilustração da dificuldade de determinação do ponto crítico pelo método térmico. Na figura são mostrados: a) o sinal filtrado da curva da temperatura; b) a derivada do sinal (a); c) a intensidade da linha espectral do cobre.

vê, do sinal da linha de cobre esse ponto pode ser obtido sem problemas (τ_{cr} espectroscópico).

A experiência de outros autores [48] com grande número de sinais de temperatura mostrou que os sinais dos termopares apresentam maior complexidade do que o mostrado nas Figuras 4.2.

Observam-se, além do “pick-up” de indução do arco no loop dos fios 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.

A perturbação maior é a constituída pelas oscilações longitudinais do arco, que podem ser detectadas observando separadamente cada sinal de 2 termopares opostos, que apresentam fases opostas. Essa é a maior justificativa para a utilização do presente método térmico-espectroscópico, pois fica muito difícil detectar o ponto crítico a partir apenas dos sinais dos termopares.

4.2 Medida da intensidade da linha do cobre

A medida da intensidade da linha do cobre de comprimento de onda 5218 Å do feixe luminoso saindo da região entre eletrodos foi feita através da parte ótica do sistema experimental, descrita no Capítulo 3.6. Durante a experiência foi registrada a intensidade do feixe luminoso (em unidades arbitrárias) em função do tempo. Os sinais típicos da intensidade, para parâmetros operacionais diversos do sistema experimental, são apresentados nas Figuras 4.4-4.6. Como podemos ver nessas figuras, o sinal da intensidade do feixe luminoso revela evidente existência de três regiões ao longo do tempo, independentemente dos parâmetros operacionais:

- 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 ao tempo de existência na superfície do catodo do processo de microerosão (de acordo com modelo térmico nessa região $\tau_r < \tau_{cr} = \tau_0$). A forma do sinal dessa região depende das condições da superfície do eletrodo no começo da experiência. Os fenômenos físicos na superfície dos eletrodos são muito complexos e não foram ainda exaustivamente estudados. 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 4.5 estão

apresentadas curvas do sinal da intensidade para duas experiências consecutivas, mantendo-se os demais parâmetros constantes. Como resultado da experiência anterior (Figura 4.5a), 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 4.5b).

- região de aumento abrupto da intensidade do feixe luminoso, que corresponde ao instante inicial de desenvolvimento na superfície do catodo do processo de macroerosão (corresponde a $\tau_r > \tau_0$). Evidentemente, que a derivada da intensidade dIn/dt depende de muitos fatores, entre eles: campo magnético B ; corrente I ; tensão U ; condições de superfície.

O aparecimento de uma abrupta transição de um sinal aproximadamente constante (microerosão) para um sinal intenso 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. É importante que fique claro que o método espectroscópico não pode ser usado sem o térmico, pois faz-se necessário o valor da temperatura no ponto crítico para o cálculo de j .

A Figura 4.6b mostra o sinal da intensidade depois da filtragem. 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 $\Delta\tau = 1/\text{ScanRate} = 10^{-4}\text{s}$. Os gráficos da intensidade antes e depois do tratamento são mostrados na Figura 4.6. 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 o suficiente para determinar o ponto no sinal de aumento abrupto na intensidade que corresponde a transferência do processo de microerosão para o processo de macroerosão na superfície de eletrodo.

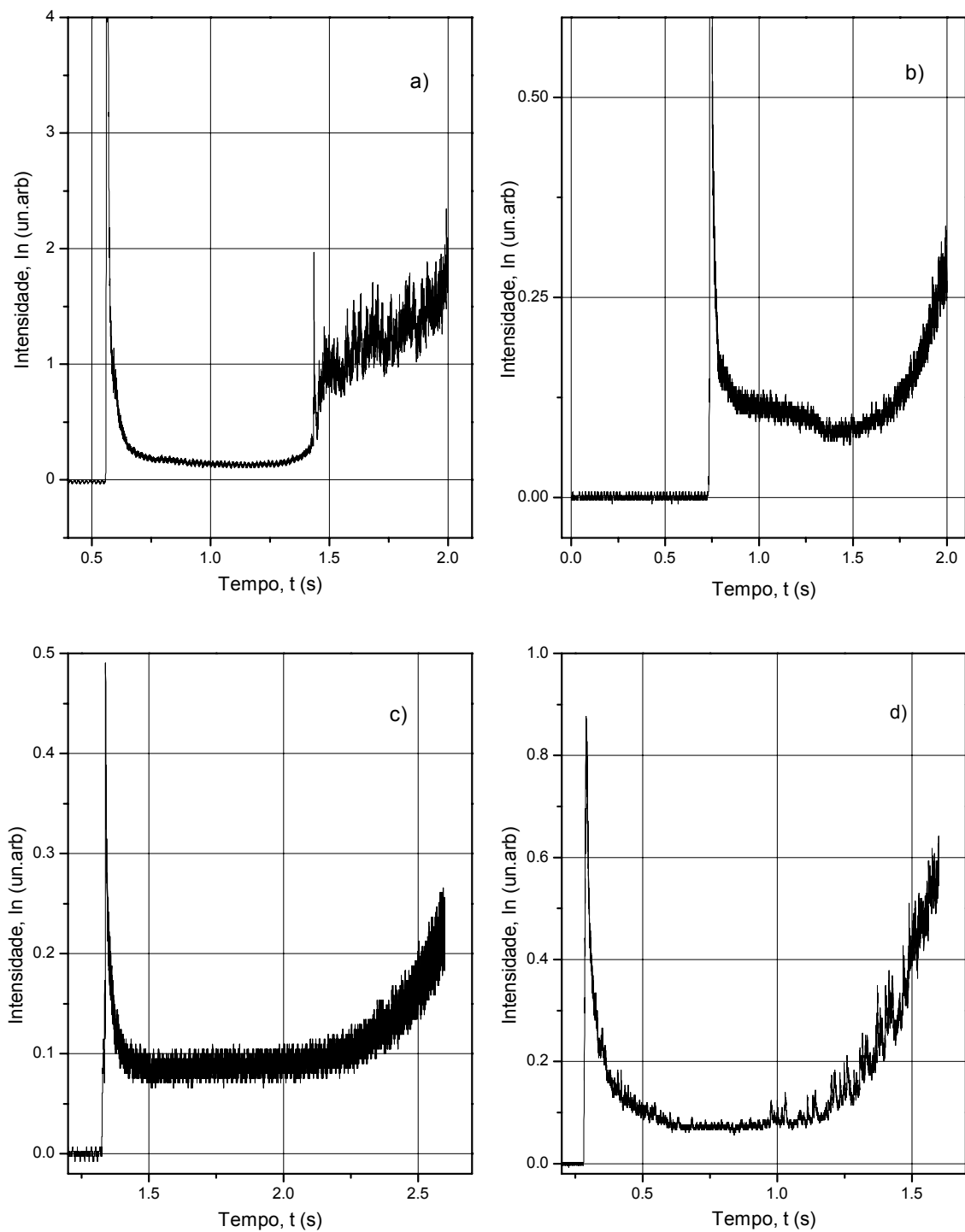


Figura 4.4 Exemplos típicos do sinal da intensidade da linha do cobre para os seguintes parâmetros operacionais do arco: a) $I = 300$ A, $B = 0,047$ T; b) $I = 200$ A, $B = 0.063$ T; c) $I = 200$ A, $B = 0.032$ T; d) $I = 200$ A, $B = 0.15$ T

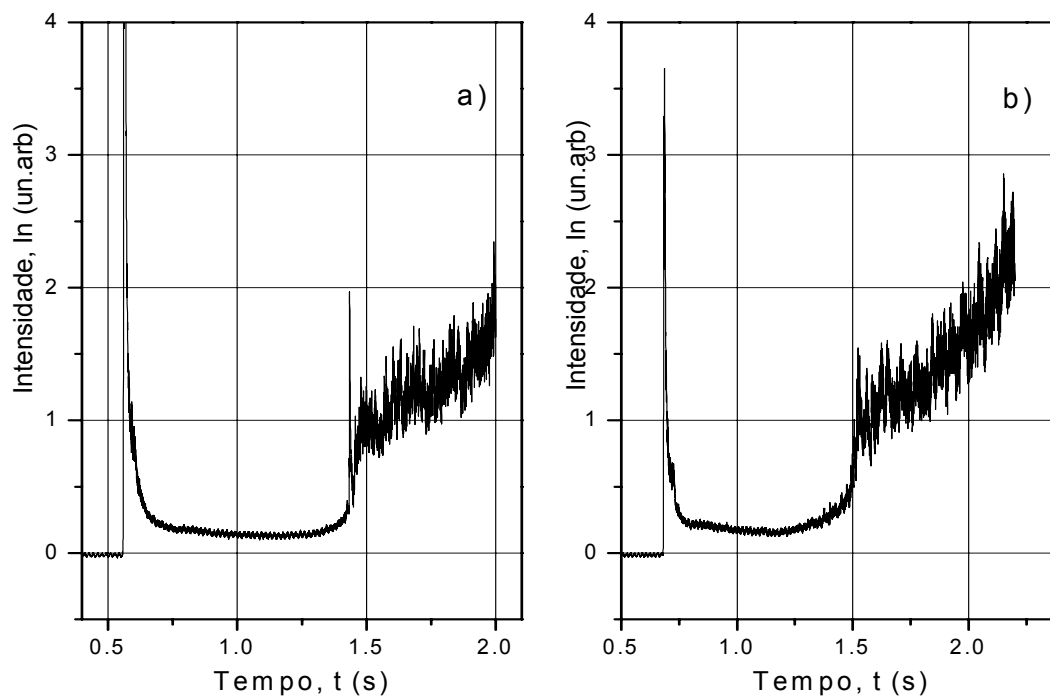


Figura 4.5 Intensidade da linha do cobre para duas experiências consecutivas, mantendo-se os outros parâmetros constantes.

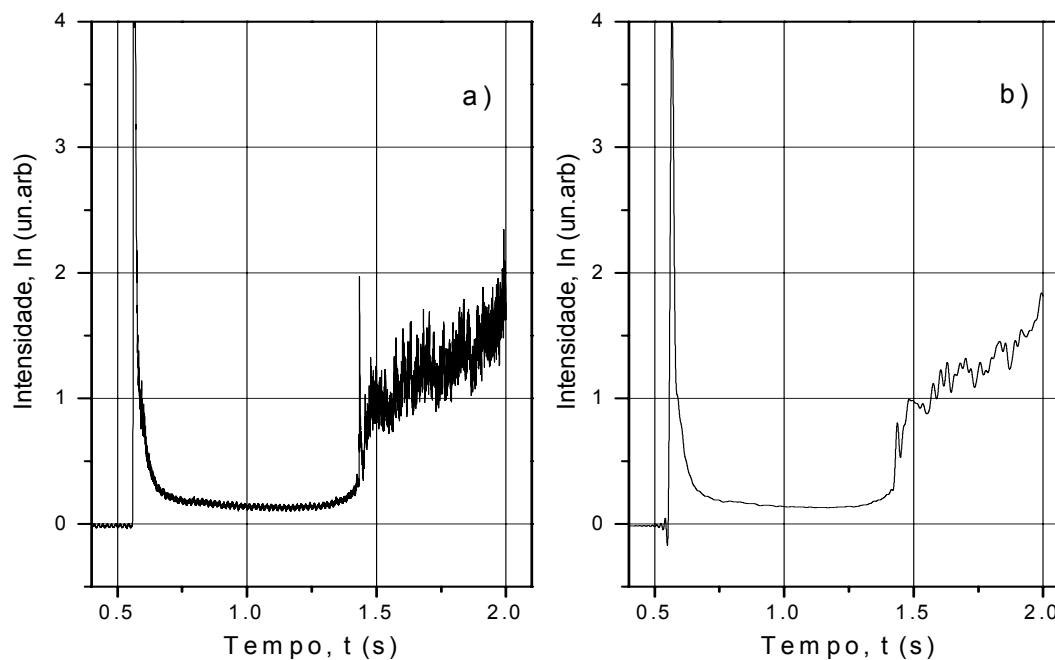


Figura 4.6 Exemplo típico de processamento do sinal da intensidade: a) curva da intensidade obtida na saída de eletrômetro; b) curva da intensidade após filtragem FFT.

Na Figura 4.7 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. No segundo método faz-se o gráfico do logaritmo da intensidade In versus o tempo. Em ambos os casos, o tempo crítico τ_{cr} é aquele correspondente à transição da linha reta para a curva (Figuras 4.7a e 4.7b, respectivamente). Os resultados obtidos diferem muito pouco: $\tau_{cr} = 2,0715$ e $2,065$ s, respectivamente. Ambos os métodos descritos, estendidos às demais medidas, lograram o mesmo resultado de τ_{cr} .

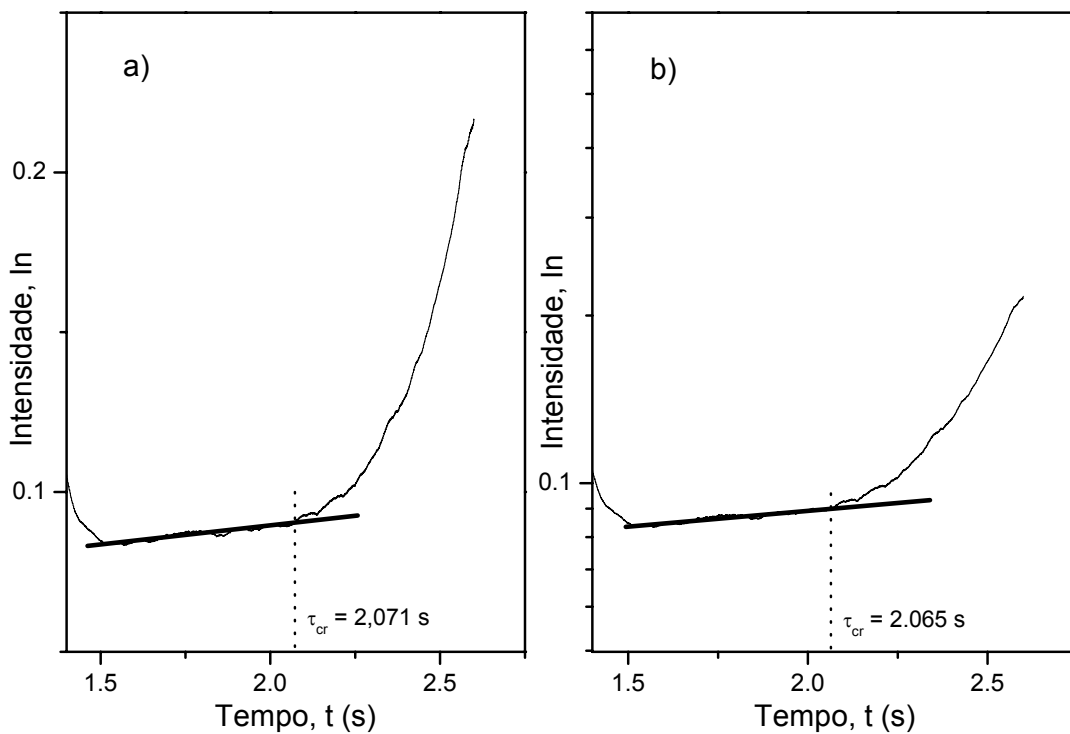


Figura 4.7 Metodologias para obtenção do tempo crítico: a) utilizando o sinal original da intensidade In depois da filtragem; b) utilizando o mesmo sinal em escala logarítmica.

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.

Um interessante experimento que poderia ser realizado aqui seria um estudo mais detalhado da flutuação da intensidade e da largura dos picos (análise de Fourier) de intensidade da linha do cobre: picos mais intensos (maior aquecimento local do eletrodo) ou mais prolongados no tempo (componentes de Fourier de menor frequência) poderiam revelar um tempo maior de residência do arco numa certa posição do eletrodo. Esse estudo poderia, em princípio, permitir a determinação de L ou n , que entram na fórmula (2.44) de j . Para isso, seria necessário utilizar maior resolução temporal, com sistema mais rápido de aquisição de dados.

4.3 Medida da velocidade de rotação do arco

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 4.8 mostra como foram processados os sinais da temperatura (detector magnético) para a determinação da velocidade de rotação do arco. Na Figura 4.8a, em cima, é apresentado o sinal original do termopar e, em baixo, o mesmo sinal sem as frequências menores que 300 Hz. Tal procedimento permite remover as diferentes fontes de sinal de baixa frequência e, principalmente, a variação lenta da temperatura na superfície do eletrodo. Essa metodologia de remover $f < 300$ Hz mostrou ser importante para a obtenção de uma Transformada de Fourier mais limpa. A transformada de Fourier de todo o sinal do sensor magnético (região de micro- e macroerosão) para uma experiência é apresentada na Figura 4.8b. 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 4.8c e 4.8d foram obtidas fazendo-se essa separação: o sinal no tempo na Figura 4.8a foi primeiro separado em duas partes, uma para $\tau < \tau_{cr}$ e a outra para $\tau > \tau_{cr}$. As Fourier de cada parte são apresentadas nas Figuras 4.8c e 4.8d, 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 do que aquela no regime de macroerosão, neste caso, de 23,2 %. Além disso, os picos apresentam também certa dispersão, mostrando que a velocidade não é constante.

Como alternativa, a medida da velocidade do arco pode ser feita através do sensor ótico, utilizando o filtro “cut-off” de frequências baixas e Transformação Rápida de Fourier do sinal

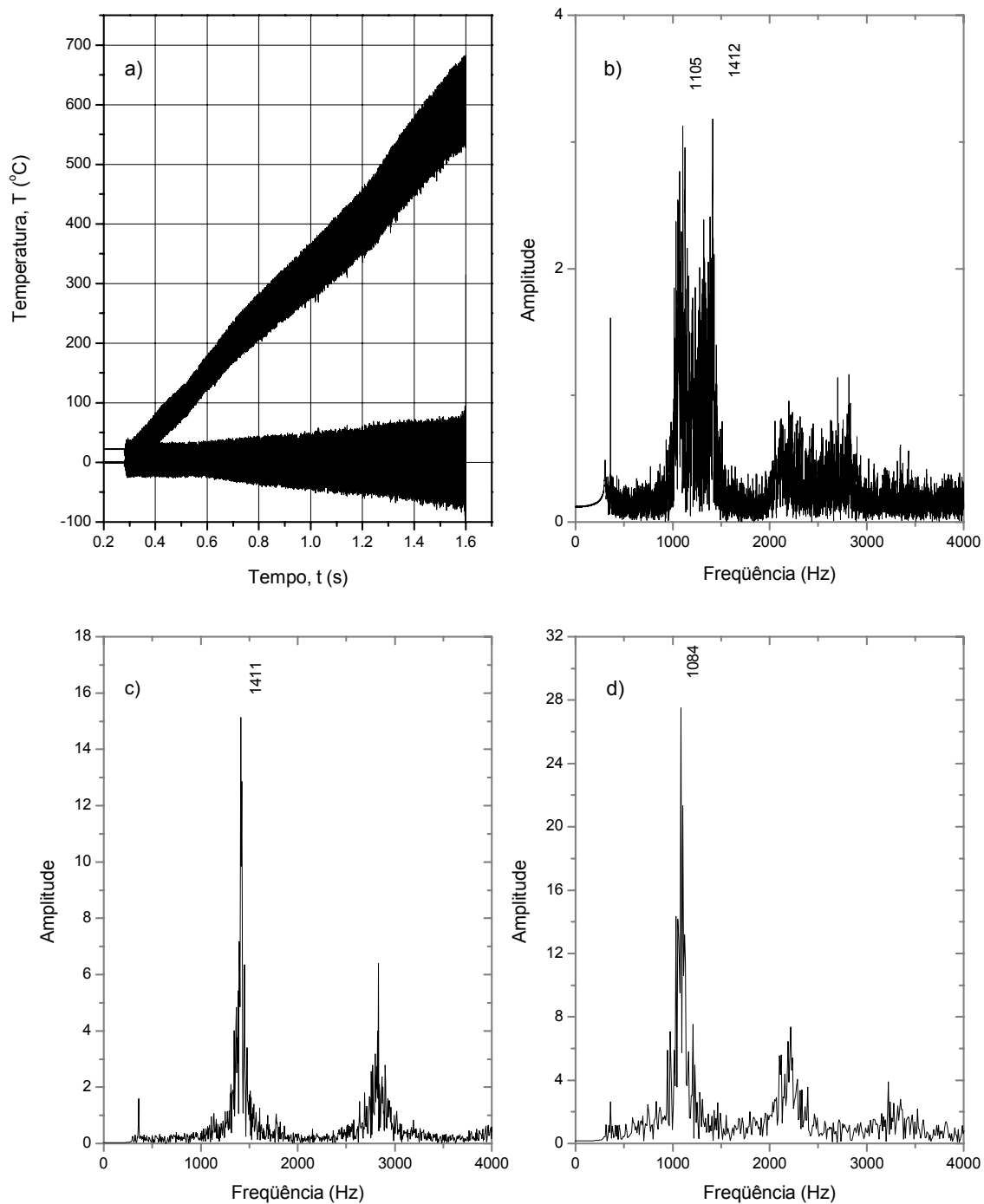


Figura 4.8: a) (em cima) Sinal da temperatura de um termopar; a) (em baixo) idem, após a filtragem “cut-off” das frequências $f < 300$ Hz; b) FFT do sinal da temperatura, obtido para todo o intervalo de tempo da experiência; c) FFT do sinal da temperatura, obtido apenas para a micro-erosão ou até tempo crítico; d) idem, obtido apenas para a macro-erosão ou depois do tempo crítico.

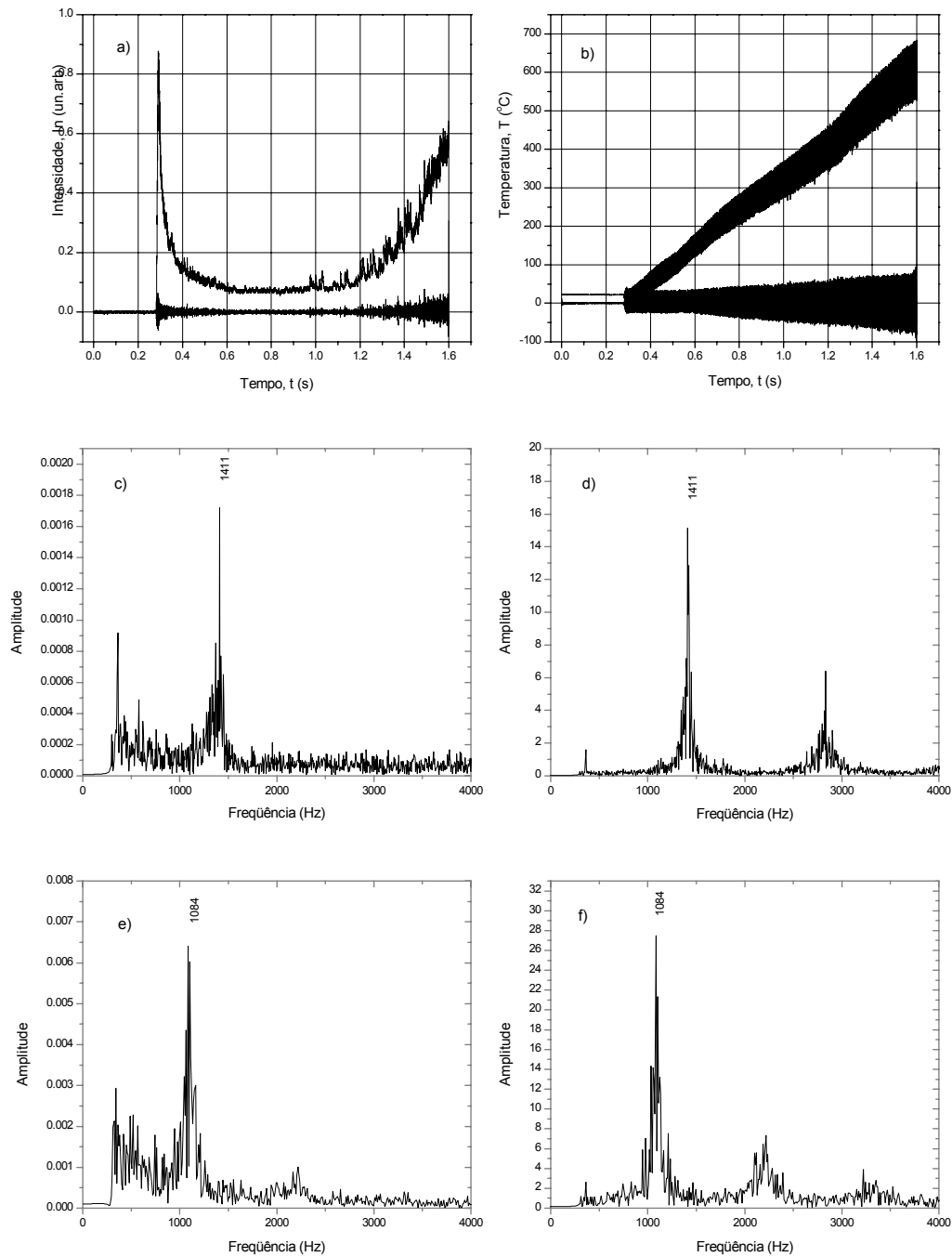


Figura 4.9 Medida da velocidade usando dois métodos diferentes (ótico e magnético): a) (em cima) sinal original da intensidade da linha do cobre; a) (em baixo) idem, depois do filtro “cut-off” para eliminação de $f < 300$ Hz; b) (em cima) sinal original da temperatura (sensor magnético); b) (em baixo) 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.

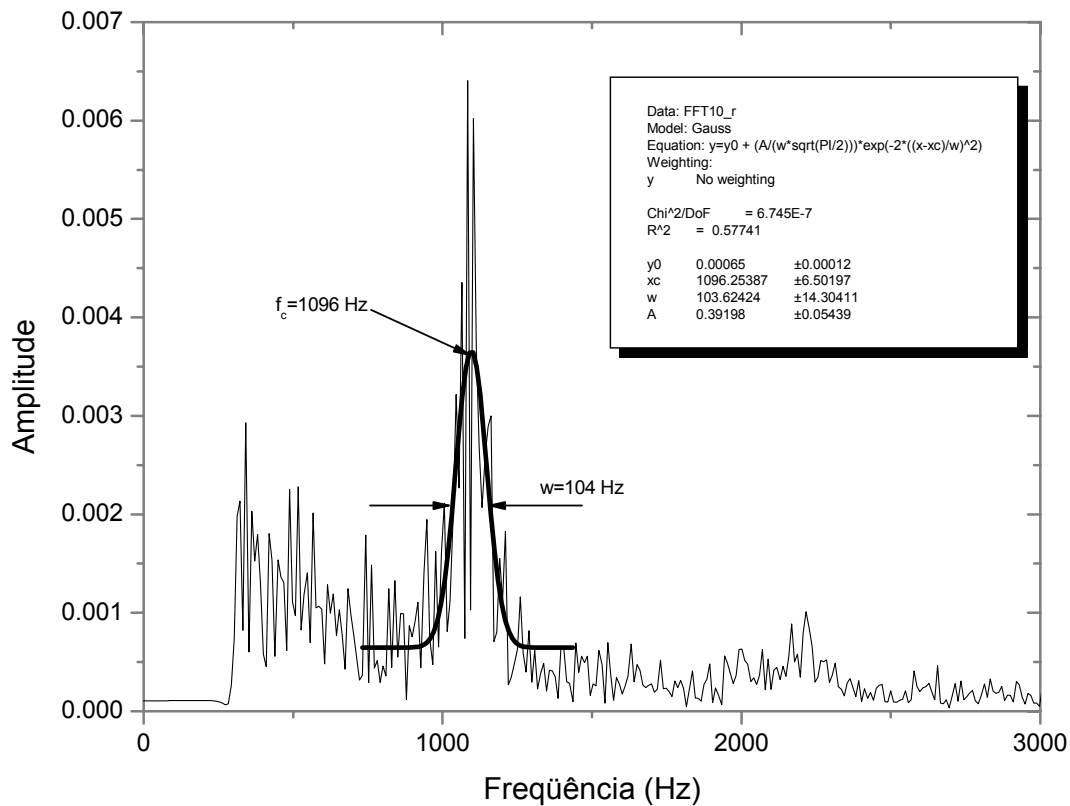


Figura 4.10 Sinal com linha fina: FFT de um típico sinal filtrado da intensidade da linha do cobre; sinal com linha grossa: ajuste de gaussiana para obtenção do valor mais provável da frequência de rotação e da largura de distribuição de frequências.

original da intensidade (para detalhes ver Capítulo 3.9.2). Como mostram os resultados, as medidas para ambos os métodos, detector magnético e sensor ótico, concordam completamente (Figura 4.9).

Através da aplicação da distribuição de Gauss à Transformada Rápida de Fourier no sinal da intensidade, foram obtidos: (a) o valor da mais provável da frequência de rotação (ou velocidade) e (b) a largura da distribuição de frequências (ou velocidades) (ver Figura 4.10). Isso permite o estudo da dependência com o campo magnético externo da velocidade e largura de distribuição da velocidade. A utilização do valor da frequência mais provável pode diminuir bastante o erro no resultado da medida da velocidade do arco.

4.4 Análise da medida da velocidade de rotação do arco

Neste capítulo, 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 60 experimentos, no intervalo de 0,015-0,3 T, nas mesmas condições experimentais (velocidade axial de gás plasmagênico (ar) de $2,35 \text{ ms}^{-1}$, corrente de $I = 200 \text{ A}$), nas Figuras 4.11a e 4.11b, mostramos os gráficos de v versus B para a micro- e macroerosão, respectivamente. No ajuste foi utilizada a função $v = aB^b$. Essa função foi escolhida, tendo em vista o estudo mais detalhado feito em [37], que apresenta a seguinte função para a velocidade:

$$v = 78I^{4/9}B^{0,6}\rho^{-8/9}\varphi^{-1/3},$$

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

Os valores de b obtidos são $b = 0,57$ para a microerosão e $b = 0,61$ para a macroerosão, dando uma média de $b = 0,59$ muito próxima de $b = 0,60$, o que confere com a fórmula acima. É importante observar que na literatura [18, 35-37, 48] os autores não fizeram a separação dos dados experimentais para a micro e macro-erosão, como estamos fazendo aqui.

Como vimos no capítulo anterior, $f_{micro} > f_{macro}$ ou $v_{micro} > v_{macro}$, sendo a diferença entre essas frequências da ordem de 10-20%. Para evidenciar melhor essa diferença apresentamos na Figura 4.12 um gráfico de $(v_{micro} - v_{macro})/v_{macro} = \Delta v/v_{micro}$ versus B . Apesar da grande dispersão na Figura 4.12, é fato notório que todos os pontos estão acima de zero, ou seja, $v_{micro} > v_{macro}$ (dentro de um intervalo de até 17%). Como podemos ver, a velocidade de rotação do arco para a microerosão é sempre maior do que àquela da macroerosão.

Em [32,51] foi proposta 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 (erosão) influenciariam no movimento da mancha: na macroerosão, a força de superfície seria maior, diminuindo a velocidade da mancha. Esse aumento da força de superfície na macroerosão pode ser explicado através dos jatos catódicos, que seriam mais intensos na ou só existiriam na macroerosão. Os jatos catódicos explicariam também a grande dispersão observada para valores baixos de B .

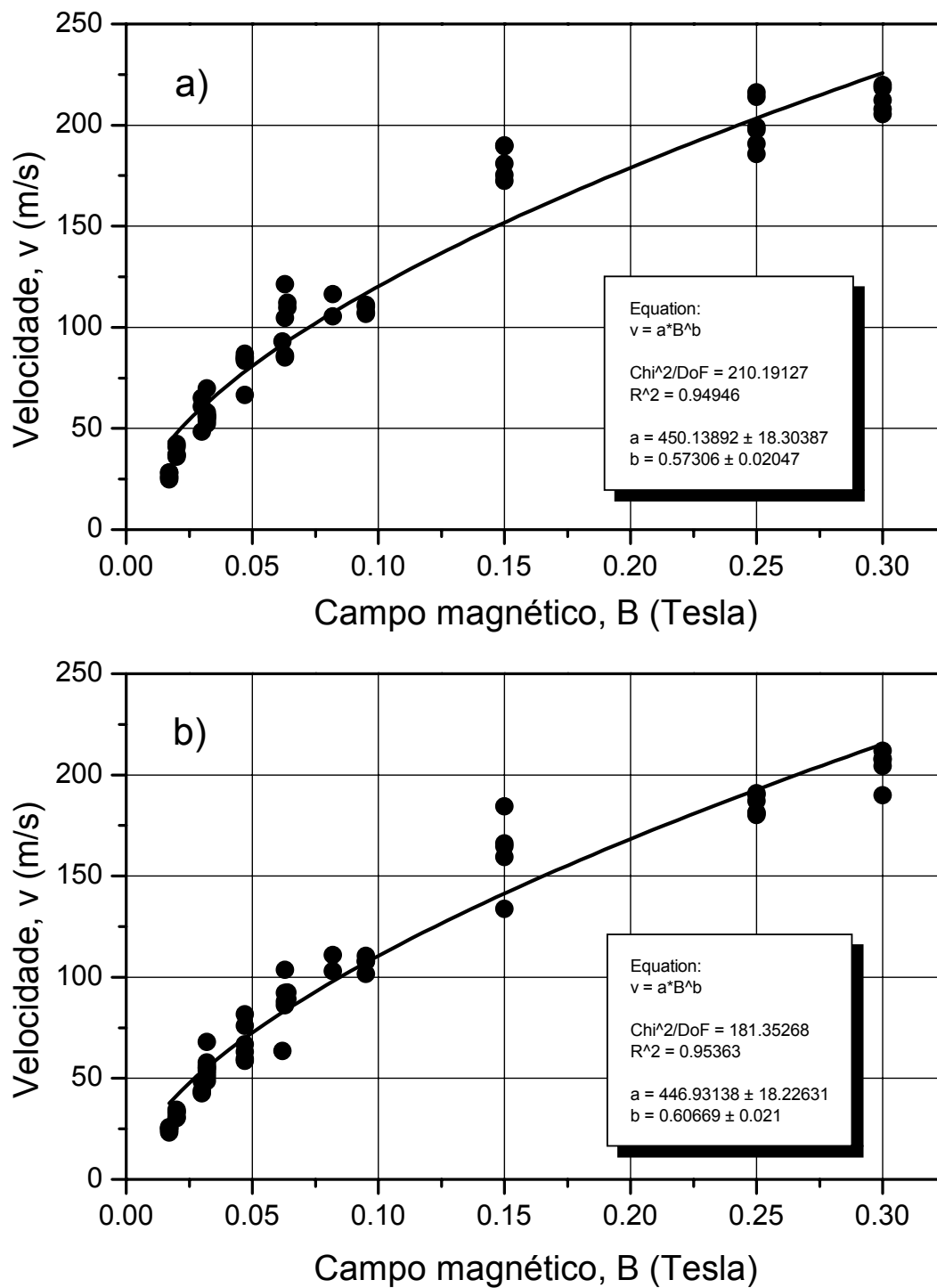


Figura 4.11 Velocidade do arco v versus campo magnético B : a) microerosão; b) macroerosão. Os pontos: dados experimentais; a linha cheia: melhor ajuste aos pontos (função potência).

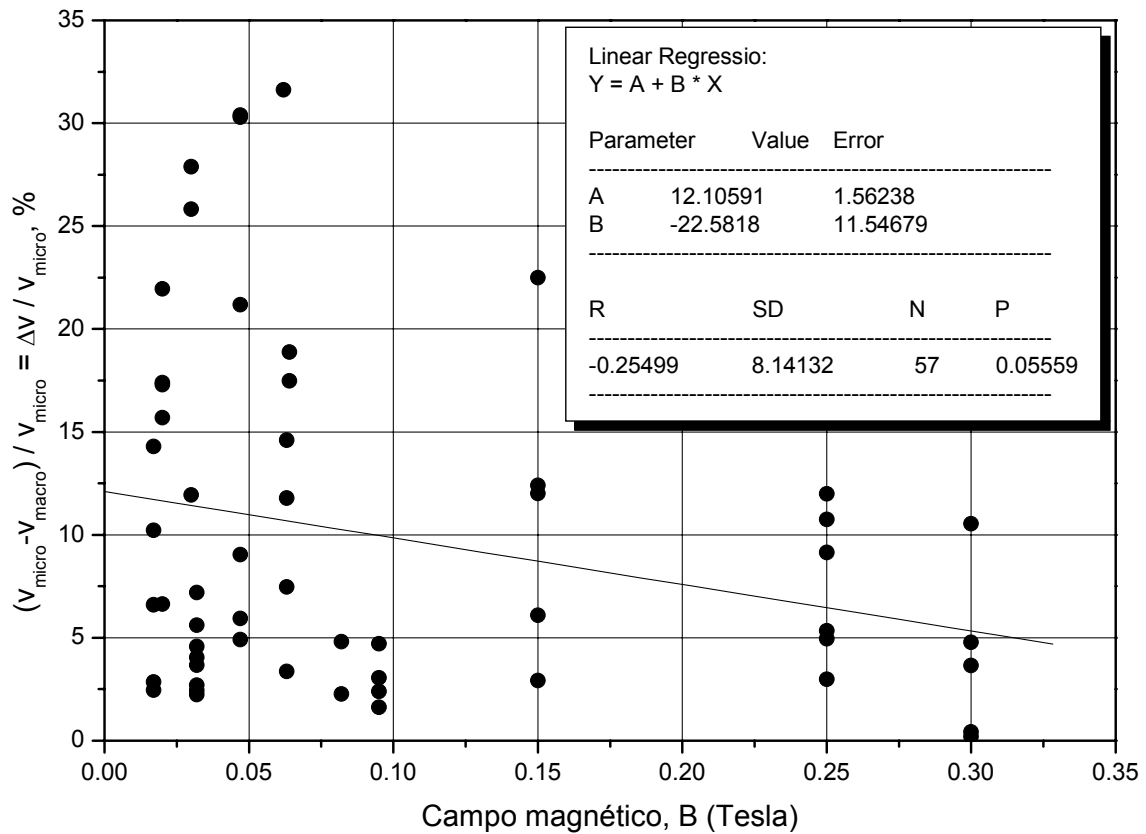


Figura 4.12 Gráfico de $\Delta v/v_{micro}$ versus campo magnético B . Os pontos: dados experimentais, a linha cheia: melhor ajuste linear.

Nas tochas de plasma, com estabilização do arco por vórtice de gás, tanto com campo magnético, quanto sem, utilizando filmagem rápida, foi observado em [49,50] que, com o aumento de corrente, a partir de determinada corrente (ponto crítico τ_{cr}), o catodo passa a emitir fortes 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 [49,50], 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, aumentando a força superficial e fazendo o arco pular de um ponto ao outro. 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. O vapor metálico no gás, levemente

ionizado, “prenderia” a mancha do arco no ponto de ejeção do jato e diminuiria a mobilidade da mancha. 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 frizar que os autores em [49,50] 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} podemos então explicar através dos jatos catódicos na macroerosão, influenciando na mobilidade da mancha do arco.

Vemos, portanto que (Figura 4.12), 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 da 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.

A dispersão que se vê na Figura 4.12 tem uma contribuição maior no regime de macroerosão. Com efeito, um gráfico da dispersão (largura da distribuição de Gauss da velocidade) é apresentado na Figura 4.13. Geralmente, o valor adimensional da largura da distribuição da velocidade do arco para micro- e macroerosão cresce com o aumento da força do campo magnético externo. Isso significa que o aumento do campo magnético sempre provoca a instabilidade do movimento da mancha, assim ampliando a largura da distribuição de Gauss. Mas essa distribuição para microerosão tem caráter estável e dependência exponencial definida para o campo magnético com coeficiente da correlação $R = 0,96$ (ver Figura 4.13). Para a macroerosão a distribuição da largura adimensional em geral cresce até valores ainda mais altos em comparação à microerosão,

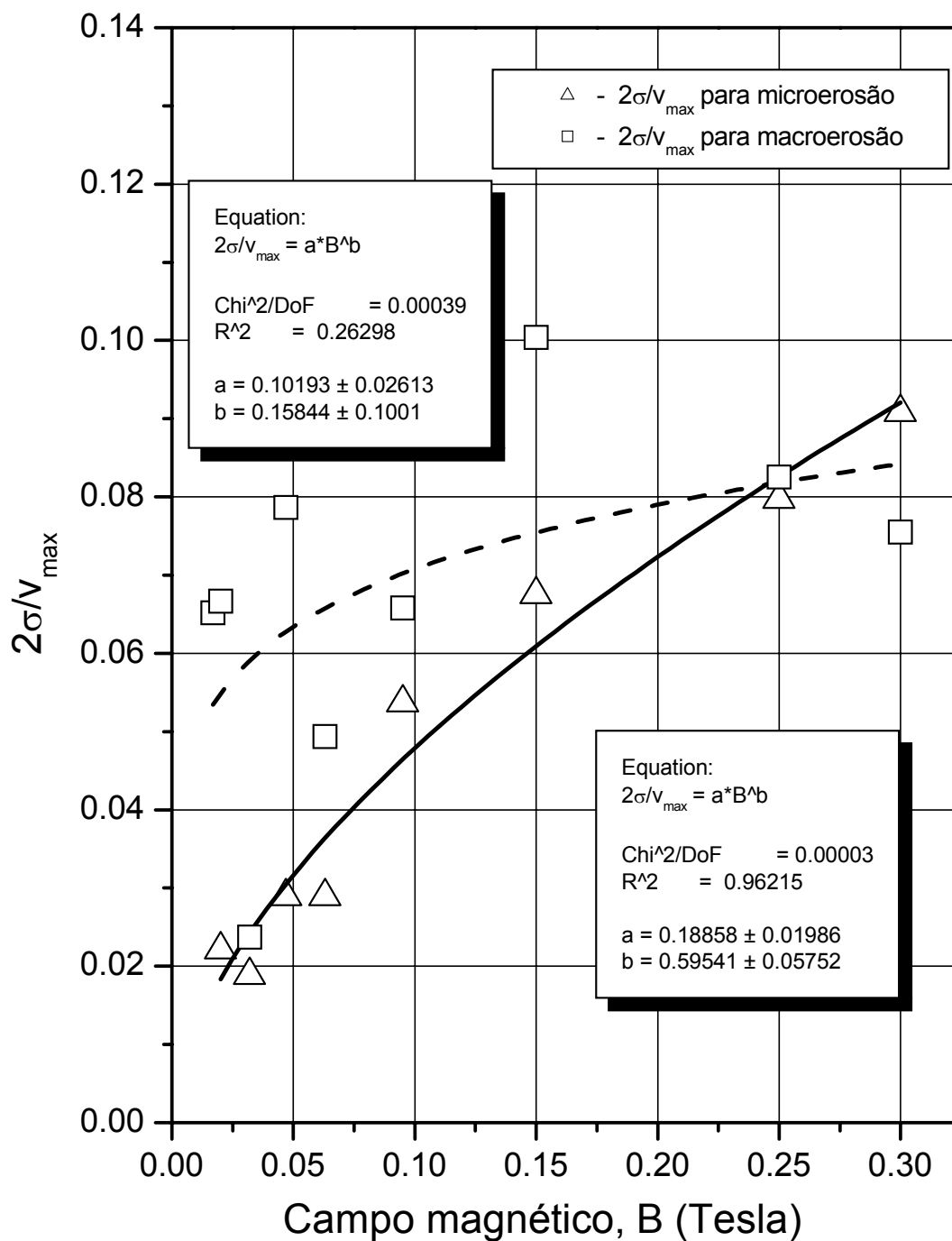


Figura 4.13 Razão entre a largura da distribuição de Gauss da velocidade 2σ e a velocidade máxima da distribuição para as condições de micro e macroerosão. Os pontos: dados experimentais medidos para cada valor de campo magnético; linha cheia: melhor ajuste linear.

além disso, a dependência da largura versus o campo magnético torna-se bastante instável – a dispersão dos pontos experimentais aumenta (coeficiente da correlação $R = 0,26$). É visível, neste caso, que a influência desestabilizadora dos jatos de pouca mobilidade determinam a deterioração forte da regularidade do movimento do arco. Somente para campos magnético mais intensos ambas as distribuições aproximam-se, quando as forças eletromagnéticas consideravelmente prevalecem sobre forças da resistência superficial do eletrodo. Claramente, o estudo mais detalhado do comportamento da distribuição da velocidade da mancha do arco elétrico requer mais dados experimentais para se entender melhor o fenômeno.

4.5 Medida da densidade de corrente da mancha do arco

A medida da densidade efetiva de corrente na mancha do arco j é indireta. Na verdade, ela é calculada, utilizando a equação (2.44), onde os parâmetros I , v , T são obtidos no ponto crítico τ_{cr} . Para calcular a densidade de corrente a partir dos dados experimentais, foram usados os seguintes parâmetros operacionais da instalação experimental: campo magnético de 0,015-0,3 T, corrente de 100-350 A, velocidade axial do ar até $2,35 \text{ ms}^{-1}$ (para garantir saída de contaminação da região entre eletrodos devido à erosão). Com essas características operacionais a velocidade da mancha do arco variou dentro dos limites $25\text{-}360 \text{ ms}^{-1}$ e a densidade de fluxo de calor entrando no catodo foi de $0,46$ a $1,1 \times 10^7 \text{ Wm}^{-2}$.

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 o método descrito no capítulo 3.9.2. As constantes físicas λ , a que entram na eq. (2.44) 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 $\lambda = 377 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ e o coeficiente de difusividade térmica igual $a = 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Para a temperatura do ponto de fusão do cobre comercial foi usado o seguinte valor $T_f = 1356 \text{ K}$. 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 $U = 6.59 + 4.28B$, obtida no trabalho [46] e está em suficiente concordância com os resultados experimentais.

4.6 Análise da medida da densidade de corrente

Na Figura 4.14 são apresentados os valores calculados de j , baseados nos dados experimentais obtidos nesta tese de 70 experimentos não-estacionários (pontos 1). Na mesma figura estão também apresentados os dados experimentais obtidos (pontos 2) no trabalho [48] numa instalação semelhante não-estacionária (sem aplicação da intensidade da linha espectral do cobre) e, também, (pontos 3 - estrelas) pelo método estacionário, de acordo com metodologia descrita no capítulo 2.3.2. O método estacionário permite obter a densidade de corrente j a partir da medida da taxa da erosão g de acordo com modelo termofísico. Portanto, podemos dizer que os resultados estacionários são resultados de referência. Para curvas de ajuste foi utilizada a função do tipo:

$$j = j_0 - j_1 \exp\left(-\frac{B}{b}\right) \quad (4.1)$$

onde $j_0 = (3,02 \pm 0,07) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$, $j_1 = (2,98 \pm 0,1) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ e $b = 0,06 \pm 0,005 \text{ T}$ com erros percentuais, respectivamente, de 2,3 %, 3,4 % e 8,3 % para resultados obtidos neste trabalho. Dos resultados experimentais e da equação (4.1) conclui-se que a densidade de corrente da mancha do arco não é constante e varia dentro dos limites $j_{\min} = 0,04 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para $B = 0$ e $j_{\max} = 3,02 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campo magnético $B \rightarrow \infty$.

Podemos ver da Figura 4.14, que para todos os casos a densidade de corrente cresce rapidamente em campos magnéticos menos intensos (até 0,1 T) e depois tem um crescimento menor, tendendo para uma certa saturação. Se no caso de campos menos intensos os pontos experimentais são muito próximos independentemente do método, já para o caso de campos médios a grandes 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 0,05-0,3 T.

Propomos duas hipóteses para explicar os resultados representados pelos pontos 1, as quais requerem confirmação experimental futura:

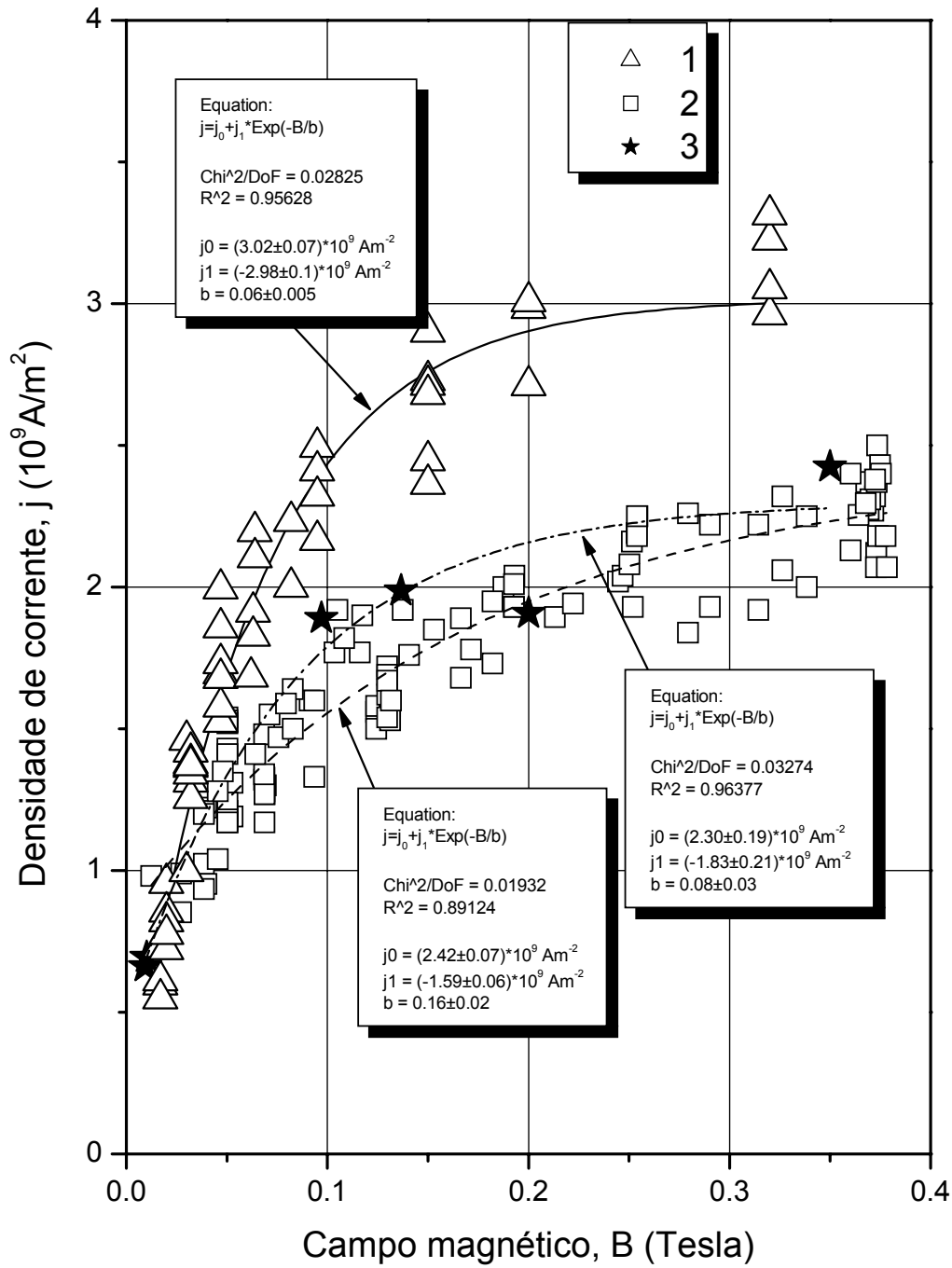


Figura 4.14 Densidade de corrente na mancha do arco j versus campo magnético B : 1 – resultados experimentais não-estacionários obtidos neste trabalho e melhor ajuste; 2 – resultados experimentais não-estacionários obtidos em [48] e melhor ajuste; 3 – resultados experimentais estacionários obtidos em [48] e melhor ajuste.

- 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}). Ao contrário, o método térmico, estaria sujeito a certo atraso na determinação de T_{cr} em comparação com o método espectroscópico. O mencionado atraso se refletiria 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: de acordo com dados publicados na literatura [12,15,16] na superfície do eletrodo de cobre no ar sempre existem camadas 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 [11] para o ar à pressão atmosférica, a estabilidade do óxido Cu_2O abruptamente diminui perto da temperatura de 250 °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 250 °C, 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 função da intensidade $ln(\tau)$, que está relacionada com essa concentração, detecta com antecedência o aumento abrupto da intensidade devido *a decomposição das camadas de óxido*. 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 em acordo com o modelo termofísico. Exatamente essa hipótese pode explicar a diferença entre o método térmico-espectroscópico e o estacionário. O fato é que no caso dos campos magnéticos menos intensos, quando o tempo de residência da mancha é mais longo, os pontos experimentais de ambos os métodos praticamente coincidem, também evidencia a favor dessa hipótese. Com tempo de residência longo a mancha do arco tem tempo suficiente não somente para aquecer as camadas superficiais de óxido, decompondo essas, mas também para aquecer o 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). Assim, sem camadas superficiais, o comportamento da função da intensidade no tempo pode ser utilizado para determinar os valores mais exatos da densidade de corrente. Ou no caso da utilização do ar como gás plasmagênico, é necessário fazer limpeza preliminar das camadas de óxido profundas na superfície do eletrodo. Entretanto, o último método não pode eliminar as camadas de óxido as quais formam-se já durante a experiência.

5. Conclusão

Neste trabalho, um novo método de diagnóstico térmico-espectroscópico foi proposto pela primeira vez e aplicado ao estudo da interação do arco elétrico com o catodo frio de cobre, numa instalação coaxial não-estacionária, com campo magnético axial. O foco do estudo foi o comportamento, em função do campo magnético, da velocidade de rotação e da densidade efetiva de corrente da mancha do arco, tendo como gás plasmagênico o ar. Como fundamentação teórica, foi utilizado o modelo termofísico da erosão de eletrodos frios, recentemente publicado na literatura. Tendo como ponto de partida esse modelo e base de todas as conclusões desta tese, é a concepção de que existe um ponto crítico de transição da microerosão para a macroerosão. A detecção experimental desse ponto crítico foi o objetivo principal do novo método térmico-espectroscópico, utilizado nesta tese.

Foi comprovado experimentalmente, nesta tese, que a união do método térmico, já conhecido na literatura, com o novo método espectroscópico, permitiu um grande aumento da sensibilidade na detecção do ponto crítico acima mencionado. Essa maior sensibilidade, fruto basicamente do uso da espectroscopia (registro da evolução temporal da intensidade da linha do cobre), resultou em grande economia de tempo e produtividade do trabalho experimental. No método térmico-espectroscópico, o tempo crítico é detectado como sendo o momento em que ocorre um grande aumento da intensidade da linha do cobre. Praticamente todos os pontos experimentais desta tese foram obtidos com cerca de apenas 60 tentativas experimentais, tendo todas elas resultado em dados aproveitáveis, isto é, utilizáveis na detecção do ponto crítico. Já na detecção térmica convencional do mesmo ponto crítico, valendo-se apenas da tentativa de se observar o ponto de inflexão (ou ponto crítico) da curva da evolução temporal da temperatura medida com o termopar, seriam aproveitáveis cerca de apenas 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 400 A), ao mesmo tempo que se detectam sinais de temperatura de mili-Volts, medidos com termopares situados a apenas uns poucos milímetros da mancha do arco.

Este trabalho confirmou resultados anteriormente obtidos por outros autores de que a velocidade de rotação do arco no gap entre eletrodos, numa instalação coaxial, tem um comportamento dado pela função $v = aB^b$. Foi observado aqui que esse comportamento é válido tanto na microerosão quanto na macroerosão. Observamos também que a velocidade na microerosão é sempre maior do que na macroerosão, enquanto que, ao contrário, a dispersão de valores da velocidade tem comportamento oposto. Tudo isso confirma experimentalmente o fato publicado na literatura sobre a presença de uma certa força de resistência superficial na macroerosão, que influi na mobilidade da mancha na superfície do eletrodo, diminuindo sua velocidade e aumentando sua dispersão. 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, acompanhado por súbito aumento da erosão. Os jatos catódicos explicariam também a grande dispersão observada para valores baixos do campo magnético. Ou seja, pode-se supor a hipótese de que a macroerosão seria sempre acompanhada pelos 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 a mobilidade da mancha ou sua velocidade.

Outro fato interessante é a observação do que podemos denominar de “dispersão da dispersão”, ou seja, a própria curva de dispersão (dada pela largura da gaussiana ajustada à transformada rápida de Fourier) da macroerosão tem ela própria alta dispersão. Isso pode ser interpretado como tendo o arco, na macroerosão, um comportamento irregular, com modo de deslocamento contínuo (baixa dispersão da curva de dispersão, sem jatos catódicos), se intercalando com o descontínuo ou “step-wise”, com o arco pulando de um ponto a outro do eletrodo (alta dispersão da curva de dispersão, com os jatos catódicos).

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 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 proposta 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.

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 da 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.

Acreditamos que um resultado importante da pesquisa do comportamento do movimento do arco, utilizando o método ótico-espectroscópico, poderá ser obtido medindo o parâmetro n (comprimento adimensional do passo L) ou L , de acordo com o modelo termofísico. Até agora em todos os cálculos baseados no modelo mencionado, por ignorância, foi utilizado o valor de $n = 1$. Introduzindo um sistema mais sofisticado de aquisição de dados de alta velocidade, será possível registrar, com maior resolução temporal, os picos locais de intensidade da linha espectral. Isso permitirá registrar com mais precisão não somente a velocidade do arco v , mas também os outros parâmetros de grande importância de acordo com o modelo termofísico (como, por exemplo, a densidade efetiva de corrente na mancha do arco).

A densidade efetiva de corrente na mancha do arco, em função do campo magnético, foi obtida utilizando o modelo termofísico e valores operacionais do arco no ponto crítico, isto é, a corrente, velocidade e temperatura do catodo. Os resultados mostraram semelhança qualitativa com os resultados das medidas da densidade de corrente através do método não-estacionário térmico e método estacionário. Mas no caso de campos magnéticos intensos observa-se uma diferença nos resultados, sendo que a densidade de corrente na mancha catódica do arco obtida pelo método térmico-espectroscópico é maior do que a obtida pelos outros métodos.

A existência de camadas de óxido na superfície do eletrodo no ar com temperatura de decomposição mais baixa em comparação com a temperatura de fusão do material do eletrodo é a razão mais provável da diferença mencionada. Para o ar à pressão atmosférica, a estabilidade do

óxido Cu_2O abruptamente diminui perto da temperatura de 250 °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 atinge e supera 250 °C, o mecanismo de decomposição do óxido Cu_2O pode ter grande influência na concentração do vapor metálico na região entre os eletrodos. Isso pode ser confirmado tendo em vista a coincidência dos resultados para o caso dos campos magnéticos menos intensos e, conseqüentemente, com tempo mais longo de residência da mancha, possibilitando que seja atingido o metal base e não apenas o óxido. Julgamos que realizando experiências análogas, mas somente para outro gás plasmagênico não oxidante, sem a capacidade de formar óxidos na superfície do eletrodo, poderíamos testar essa hipótese.

Como propostas de trabalhos futuros podemos citar os seguintes: a medida on-line da erosão do eletrodo, 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. Pode-se também obter a densidade de corrente real na mancha e não apenas a efetiva, que se obtém pela metodologia térmica. É interessante correlacionar esse comportamento da mancha com o tipo de gás, eletrodo e camada de óxidos; o estudo da erosão para diferentes tipos de gases (nitrogênio e argônio) e de eletrodos (cobre e aço); a determinação dos parâmetros da mancha para diferentes gases e eletrodos; a determinação da temperatura do plasma de vapor de cobre produzido na mancha do arco através da intensidade das linhas do cobre; a extensão do estudo da erosão e parâmetros do arco para o anodo.

6. Referências Bibliográficas

1. 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.
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. R. John and W. Bade, "Recent advances in electric arc plasma generation technology," *ARS Journal*, vol. 31, no. 1, pp. 4-17, 1961.
7. 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.
8. K. Shih and R. Dethlefsen, "Anode heat flux density of high current arcs," *ARL*, Paper 70-0135, 1970.
9. C. Shepard, "Advanced high-power arc heaters for simulating entries into the atmospheres of the outer planets," *AIAA J.*, Paper 71-263, 1971.
10. 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
11. 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.
12. 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.

13. 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.
14. 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.
15. 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.
16. 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.
17. 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.
18. 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.
19. 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.
20. A.E. Guile, A.H. Hitchcock, K. Dimoff, and A.K. Vijh, "Physical implication of an effective activation energy for arc erosion on oxidized cathodes," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, pp. 2341-2355, 1982.
21. I. Kesaev, "Cathode process of an electric arc," USRR, Moscow: Nauka Press, 1968.
22. 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.
23. 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.
24. A.G. Parfyonov, "Concerning the types of cathode spots," *IEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-13, no. 5, pp. 277-280, 1985.

25. P. Siemroth, T. Schulke, and T. Witke, "Microscopic high speed investigations of vacuum arc cathode spots," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 23, no. 6, pp. 919-925, 1995.
26. A. Anders and S. Anders, "Emission spectroscopy of low-current vacuum arcs," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 24, pp. 1986-1992, 1991.
27. B. Jüttner, "The dynamics of arc cathode spots in vacuum," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28, pp. 516-522, 1995.
28. B. Jüttner, "The dynamics of arc cathode spots in vacuum: new measurements," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 221-229, 1997.
29. 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.
30. B. Jüttner, "Cathode spots of electric arcs," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 103-123, 2001.
31. R.N. Szepte, 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.
32. R.N. Szepte, 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.
33. 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.
34. 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.
35. R.N. Szepte, 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.

36. 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.
37. 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.
38. 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.
39. 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.
40. 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.
41. A.V. Luikov, A.V. Borovchenko, V.I. Krylovich, V.V. Toropov, L.I. Sharakhovsky, and A.S. Shaboltas, "Heat transfer in near-electrode region of the electric arc blown," *Proc. of Int. Symp.*, JSME (Tokyo), pp.113-119, 1967.
42. V.I. Krylovich and A.S. Shaboltas, "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)
43. V.I. Krylovich and A.S. Shaboltas, "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)
44. H.S. Carslaw and J.C. Jagger, "Conduction of Heat in Solids," London: Oxford, 1959.
45. A.V. Luikov, "Analytical Heat Diffusion Theory," New York and London: Academic Press, 1968.
46. A. M. Essiptchouk, A. Marotta, L. I. Sharakhovsky and D. A. Bublicevsky, "Experimental investigation of the cathode spot parameters in a magnetically driven arc", TPP7-Thermal Plasma Processes Symposium of the Spring 2002

- European Materials Conference (E-MRS 2002 Meeting), Strasbourg (France), June 18-21, 2002, accepted, oral.
47. 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)
 48. A.M. Essiptchouk, "The theoretical and experimental study of the copper electrode erosion," PhD. These, UNICAMP, Campinas, Brazil, 2001. (in Portuguese)
 49. 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.
 50. A.S. Anshakov, A.N. Timoshevski and E.K. Urbakh, Erosion of copper cylindrical cathode in air medium, *Annals of Siberian Department of SU Academy of Siences, ser. Techn. Sci., No.7/2*, pp.65-68, 1988.
 51. 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.