



## DETERMINAÇÃO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL DO CAMPO DE TEMPERATURA EM SOLDAGEM TIG A BAIXAS CORRENTES

### Francisco José de Souza

Engenheiro Químico, MSc em Processos de Separação, doutorando no LTCM da Universidade Federal de Uberlândia, 38400-902, Uberlândia – MG, e-mail: fjsouza@mecanica.ufu.br.

### Louriel Oliveira Vilarinho

Engenheiro Mecânico, MSc em Soldagem, doutorando no LAPROSOLDA da Universidade Federal de Uberlândia, 38400-902, Uberlândia – MG, e-mail: vilarinho@mecanica.ufu.br.

### Noelio Oliveira Dantas

Físico experimental, Dr. em Física, Prof./pesquisador do Laboratório de Novos Materiais Isolantes e Semicondutores (LNMIS) da Universidade Federal de Uberlândia, e-mail: noelio@ufu.br.

**Resumo.** *O conhecimento da eficiência térmica de um gás de proteção em soldagem é de suma importância, pois é um dos principais fatores que influenciam no desempenho do processo. Assim, conhecendo-se o perfil de temperatura do arco, é possível avaliar diferentes composições de gases de proteção e fornecer um parecer acerca das vantagens e desvantagens de cada mistura existente no mercado. Assim, este trabalho descreve os procedimentos numéricos e experimentais utilizados para a determinação do perfil de temperatura do jato de plasma que compõe o arco de uma soldagem TIG a uma corrente de 40 A. Esta baixa corrente foi selecionada, uma vez que os trabalhos da literatura enfocam altas correntes. A simulação numérica foi realizada discretizando-se as equações de quantidade de movimento, de energia e conservação de carga elétrica através da técnica de volumes finitos. A parte experimental foi efetuada utilizando-se a técnica experimental de espectroscopia, coletando luminescências pontuais do plasma através de um sistema óptico e fazendo varredura em comprimento de onda. A soldagem TIG ocorreu sobre chapa resfriada e gás de proteção argônio puro. O campo de temperatura do plasma foi determinado através do Método Fowler-Milne modificado, utilizando as linhas espectrais obtidas experimentalmente pela espectroscopia, e comparado ao campo de temperatura obtido numericamente. Os resultados obtidos mostraram boa concordância entre os valores experimentais e numéricos.*

**Palavras-chave:** soldagem, volumes finitos, modelamento numérico, espectroscopia.

## 1. INTRODUÇÃO

A espectroscopia mais utilizada para o estudo do plasma é a espectroscopia atômica de emissão (Pang et al, 1993), pois devido à alta temperatura do arco, os elétrons da última camada são suficientemente excitados de tal forma a emitirem radiação luminosa, quando retornam para níveis de menor energia. Através da técnica de espectroscopia óptica de emissão é possível determinar, por exemplo, a temperatura do plasma. Existem vários métodos que podem ser utilizados, por exemplo, os métodos que utilizam o alargamento e/ou deslocamento de linhas espectrais, o Método Fowler-Milne (Thornton, 1993) e as intensidades relativas de um grupo de linhas espectrais que estão em um mesmo estágio de ionização (Pang et al, 1993).

Pang et al (1993) afirmam que o método da intensidades relativas é o mais simples e direto. Entretanto, há uma grande limitação para esta técnica que é a necessidade da existência de um

conjunto de linhas suficientemente espaçadas para a estimação de temperatura. Vilarinho et al (2001) mediram a temperatura média do arco utilizando as linhas 415,9; 420,1; 696,5 e 706,7 nm, que possuem uma diferença de 1,23 eV, que corresponde a 14300 K. Um outro método disponível é o Método de Fowler-Milne, que calcula a temperatura a partir da normalização das intensidades espectrais, dispensando o critério de afastamento das linhas (Thornton, 1993). Este método baseia-se no fato de que com um aumento da temperatura, a intensidade de uma linha espectral passará por um máximo e depois irá se reduzir devido ao efeito combinado do plasma de expansão e ionização.

Em ambas opções, é necessário supor que o plasma está em equilíbrio termodinâmico local (LTE), ou seja, o processo colisional é o mecanismo predominante e que os gradientes térmicos e de concentração são pequenos, o que não é verdade próximo do eletrodo e da chapa. Nestas regiões os valores de temperatura calculados são normalmente superestimados (Vilarinho et al, 2001).

Para se utilizar estes métodos, deve-se conhecer a qual elemento pertence uma determinada linha espectral, utilizando-se um banco de dados (por exemplo, Reader & Corliss, 1998). Ressalta-se que a grande maioria dos trabalhos recorre a dados de publicações de longa data (Olsen, 1959). Outro grande problema é a identificação automática destas linhas e a determinação das constantes físicas relacionadas. Vilarinho et al (2001) propõem rotinas computacionais para tal fim.

Muitas vezes a experimentação por espectroscopia pode-se tornar onerosa. Assim, o desenvolvimento de modelos numéricos confiáveis é de grande importância. A modelagem do arco plasma é de grande complexidade, uma vez que se trata de um problema com acoplamentos hidrodinâmico, térmico, magnético e elétrico. Além disso, o problema não é linear, onde as propriedades físicas (densidade, viscosidade, entalpia, etc.) dependem fortemente da temperatura.

O modelo matemático preponderantemente utilizado nas pesquisas numéricas foi apresentado por Hsu & Pfender (1983) que resolveram o sistema de equações diferenciais acopladas utilizando o Método dos Volumes Finitos. Os modelos matemáticos utilizados em trabalhos sucessores são semelhantes e todos tratam o arco de plasma como estável, laminar e estacionário.

As principais limitações encontradas nos trabalhos da literatura foram que as simulações foram conduzidas para altas correntes de soldagem (acima de 100 A), não existindo uma investigação maior para baixas correntes. Outro ponto é que todos os autores citados compararam os resultados de suas simulações com experimentos de outros autores, referenciando principalmente o trabalho de Hsu & Pfender (1983) para validação do campo de temperatura.

A formulação matemática do plasma do arco de soldagem baseia-se nas equações de conservação da massa, conservação na quantidade de movimento (Navier-Stokes), na conservação da energia e na conservação da tensão elétrica. O domínio do arco para um soldagem TIG sobre chapa resfriada está esquematizado na Fig. (1), cujas condições de contorno estão apresentadas na Tab. (1). A formulação matemática está apresentada nas Eqs. (1) a (5). Como hipóteses simplificativas do modelo, considera-se que o arco é axialmente simétrico, está em regime estacionário e está no estado de equilíbrio termodinâmico local (LTE). Além disso, o escoamento é laminar e o plasma é opticamente fino (portanto a perda por radiação é dada por volume unitário).

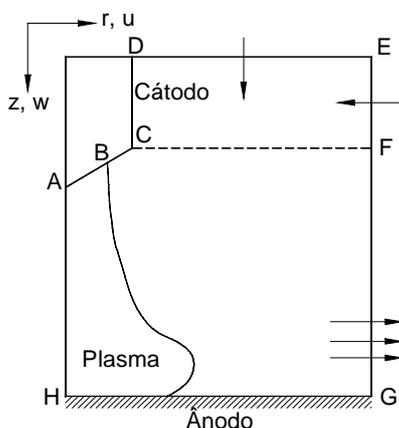


Figura 1 – O domínio computacional para o arco (Hsu & Pfender, 1983).

Tabela 1 – Condições de contorno utilizadas por Hsu & Pfender (1983).

Figura 1	u	w	T	$\Phi$
AB	0	0	T=3000K	$J_c = \frac{I}{\pi R_c^2}$
BC	0	0	T=3000K	$\partial\Phi/\partial z = 0$
CD	0	0	T=3000K	$\partial\Phi/\partial r = 0$
DE	0	constante	T=1000K	$\partial\Phi/\partial z = 0$
EF	$\partial(\rho u)/\partial r = 0$	$\partial w/\partial r = 0$	T=1000K	$\partial\Phi/\partial r = 0$
FG	$\partial(\rho u)/\partial r = 0$	$\partial w/\partial r = 0$	$\partial T/\partial r = 0$	$\partial\Phi/\partial r = 0$
GH	0	0	T=1000K	constante
HA	0	$\partial w/\partial r = 0$	$\partial T/\partial r = 0$	$\partial\Phi/\partial r = 0$

u é a componente da velocidade na direção r;

w é a componente da velocidade na direção z;

T é a temperatura das partículas (elétrons e íons);

$\Phi$  é a tensão elétrica.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \left[ \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \mu \frac{2u}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) \right] - J_z B_\theta, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u w)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] + J_r B_\theta; \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u h_p)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w h_p)}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{k}{C_p} r \frac{\partial h_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k}{C_p} \frac{\partial h_p}{\partial z} \right) + \frac{J_z^2 + J_r^2}{\sigma_e} - S_R + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left( \frac{J_r}{C_p} \frac{\partial h_p}{\partial r} + \frac{J_z}{C_p} \frac{\partial h_p}{\partial z} \right); \quad (4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \sigma_e r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_e \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0, \quad (5)$$

onde,  $\rho$  é a densidade do plasma;  $P$  é a pressão;  $h_p$  é a entalpia do plasma;  $\mu$  é a viscosidade do plasma;  $J_r$  é a densidade de corrente na direção r;  $J_z$  é a densidade de corrente na direção z;  $B_\theta$  é o campo magnético auto-induzido;  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do espaço livre;  $C_p$  é o calor específico;  $k$  é a condutividade térmica;  $\sigma_e$  é a condutividade elétrica;  $S_R$  representa a perda por radiação devido à alta temperatura e “e” é a carga elementar do elétron.

## 2. METODOLOGIA

### 2.1. Espectroscopia Óptica de Emissão

O arranjo experimental utilizado para a espectroscopia está mostrado na Fig. (2). O arco de soldagem é estabelecido sobre uma chapa de cobre resfriada usando uma fonte eletrônica no modo corrente constante e uma tocha TIG, eletrodo AWS EWTh-2 de  $\phi 1,6$  mm, ângulo de ponta de  $60^\circ$ . O resfriamento da chapa (ânodo) foi utilizado para prevenir evaporação metálica e, conseqüentemente, contaminação do plasma. Deve-se ressaltar que todo o conjunto tem grande massa e baixa rigidez para prevenir efeitos de vibração. Todo este arranjo, é bem descrito em Vilarinho et al (2001).

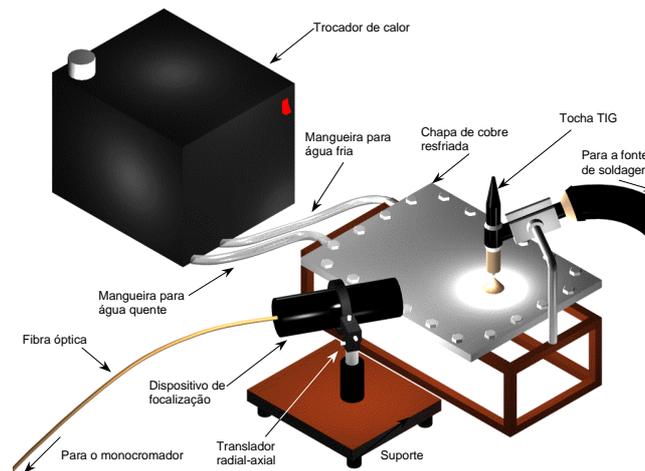


Figura 2 – Vista simulada da bancada experimental para obter o espectro mapeado do arco.

A fibra óptica, utilizada para se captar a luminosidade do arco, foi fixada num dispositivo de foco, que por sua vez está preso a um sistema de translação com três graus de liberdade, cujo passo é de 0,38 mm/volta. Este dispositivo foi construído para proporcionar uma ampliação de três vezes do arco e conseqüentemente, melhorar a resolução espacial. Como o diâmetro da fibra é de 400  $\mu\text{m}$ , a resolução deste sistema é de 400/3  $\mu\text{m}$ , ou seja, 133  $\mu\text{m}$ . Ressalta-se que uma fibra de 250  $\mu\text{m}$  de diâmetro apresentaria um erro de 3,5% (Vilarinho et al, 2002).

Com o intuito de quantificar o campo de temperatura do arco, procedeu-se à execução de 24 ensaios dispostos conforme mostra a Fig. (3), executando-se uma média de três aquisições para cada ponto. Supondo o arco como sendo axisimétrico, varreu-se somente sua metade. A disposição dos pontos na Fig. (3) foi utilizada a partir de observações iniciais.

As condições experimentais foram Ar puro a 8 l/min, 40 A e comprimento do arco em 4 mm. Esta corrente foi escolhida devido da literatura estudar somente trabalhos para altas correntes (100 a 300 A), deixando uma grande lacuna para baixas correntes. A entrada da intensidade luminosa no espectrômetro foi ajustada através de uma fenda de 12  $\mu\text{m}$  e um tempo de integração em 0,01 s.

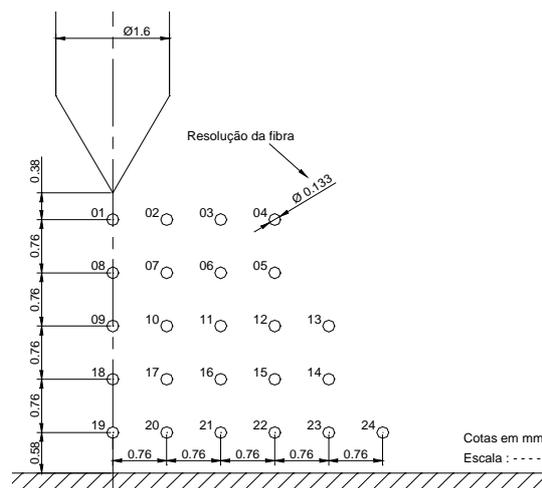


Figura 3 – Disposição dos ensaios para o mapeamento do arco.

Inicialmente, tentou-se utilizar o método das intensidades relativas, adquirindo-se os espectros em duas faixas (415,9 e 420,1 nm e 696,5 e 706,7 nm), tal qual efetuado para se determinar a temperatura média do arco por Vilarinho et al (2001). Entretanto, nos pontos centrais (01, 08, 09, 18 e 19) não se encontrou as linhas de 415,9 e 420,1 nm. Isto ocorreu porque a temperatura nesta região é tão elevada que o Ar no seu estado atômico passa diretamente para o íon bivalente (Ar II),

deixando uma população muito pequena de íons monovalentes Ar I, insuficientes para excitar o monocromador. Ressalta-se que as linhas 696,5 e 706,7 ainda são visíveis, pois elas se encontram num comprimento de onda diferente das linhas de Ar II, que se encontram entre 400 e 500 nm.

Na tentativa de continuar com o método das intensidades relativas, procurou-se linhas somente de Ar II, suficientemente espaçadas para garantir o LTE e a correta estimação da temperatura. Entretanto, esta tarefa se mostrou infrutífera. Assim, utilizou-se o Método Fowler-Milne.

Olsen (1959) e Thornton (1993) utilizaram o Método Fowler-Milne para estimar a temperatura do arco. No presente trabalho, traçou-se, semelhantemente a estes autores, uma curva normalizada mostrada na Fig. (4). Esta figura mostra como varia a intensidade normalizada com a temperatura para vários comprimentos de onda. A partir desta curva pode-se calcular a temperatura do arco, normalizando-se as intensidades espectrais e comparando com a Fig. (4). Para utilizar o Método de Fowler-Milne construiu-se o programa “Fowlermilne.m”.

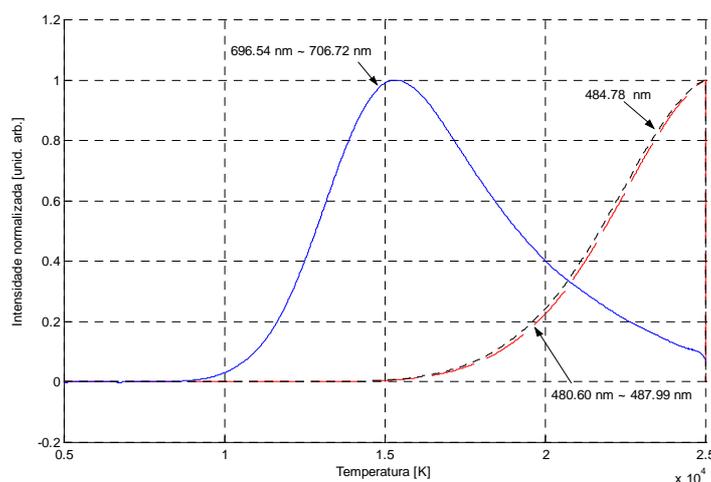


Figura 4 – Intensidade normalizada para ser utilizada no Método Fowler-Milne.

Olsen (1959) afirma que a grande limitação desta técnica refere-se ao limite inferior de temperatura que se pode medir (10000 K para o Ar), uma vez que a intensidade normalizada cai bruscamente com a redução de temperatura. Por esse motivo, os trabalhos da literatura são restritos a comprimentos de arco maiores que 5 mm e correntes maiores que 100 A. Como pretende-se estimar o campo de temperatura para uma baixa corrente (40 A) e relativamente um pequeno comprimento de arco (4 mm), propõe-se uma modificação no Método Fowler-Milne. Esta modificação, mostrada na Fig. (5), busca reduzir a perda de sensibilidade do método a medida que a temperatura se aproxima de 10000 K, linearizando-se a curva a partir de 12500 K até 5000 K (limite inferior onde se possuem dados das constantes físicas). Ressalta-se que esta modificação foi proposta após testes iniciais que realmente comprovaram que a partir de uma certa intensidade normalizada (em torno de 0,075) o programa “Fowlermilne.m” calcula todas as temperaturas como aproximadamente 10000 K.

Para utilizar o método de Fowler-Milne modificado, adquiriu-se duas regiões distintas: em torno de 480,60 nm e em torno 696,54 nm. Como exemplo dos espectros obtidos, tem-se a Fig. (6), que traz os espectros obtidos para os Pontos 01. Observando-se todos os espectros obtidos, nota-se a presença de Ar II somente nos pontos 01 e 08. Observando-se a Fig. (4), pode-se inferir que o ponto 08 está no máximo da curva (intensidade das linhas de 480,60 nm estão tendendo a zero) enquanto que o ponto 01 estaria um pouco à direita da curva (é razoável supor que a temperatura do ponto 01 seja maior que a do ponto 08). Já para as linhas de 696,54 nm nota-se que elas decrescem como esperado. Com relação a possíveis fontes de erro deste sistema, observa-se que todo o mapeamento dos 24 pontos levou em torno de 30 min, o que pode induzir a flutuações no arco.

A partir das intensidades das linhas de 696,54 nm para os pontos 01 a 24, normalizou-se os valores das linhas (máximo valor igual a 1,0) e procedeu-se à execução da Transformada de Abel

utilizando-se o programa “Abel.m” (Vilarinho et al, 2002). Esta transformada foi feita para cada um dos cinco conjuntos de pontos dispostos em linha (Fig. (3)), totalizando cinco transformadas. Um exemplo é mostrado na Fig. (7). Explicando melhor, existem cinco conjunto de pontos que descrevem os 24 experimentos: conjunto 01 (pontos 01 a 04); conjunto 02 (pontos 08 a 05); conjunto 03 (pontos 09 a 13); conjunto 04 (pontos 18 a 14) e conjunto 05 (pontos 19 a 24).

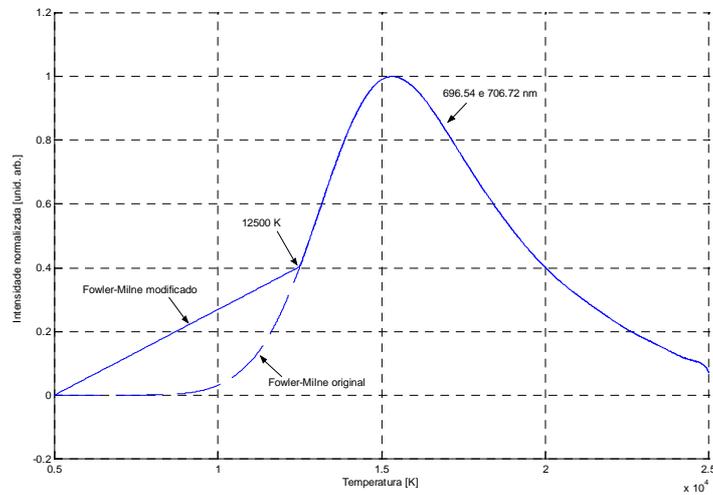


Figura 5 - Método Fowler-Milne modificado.

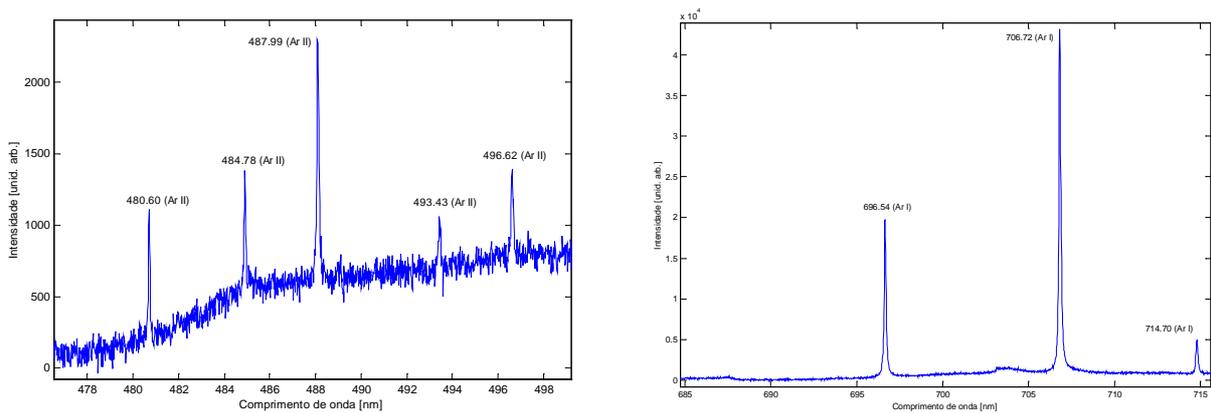


Figura 6 – Exemplo de espectros obtidos durante o mapeamento para o Ponto 01.

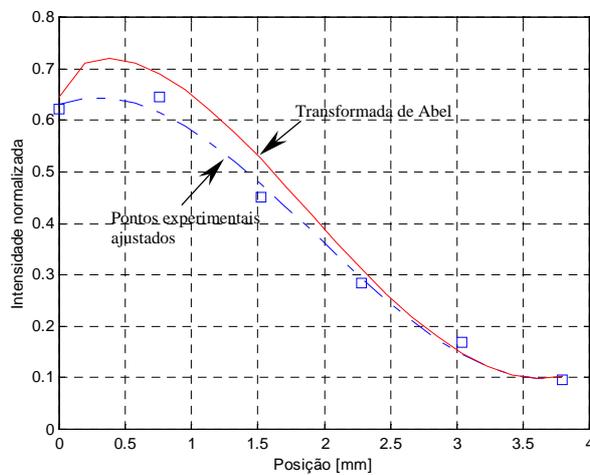


Figura 7 – Transformada de Abel para o conjunto 5.

Após calculada a Transformada de Abel, os valores obtidos para as intensidades corrigidas foram novamente normalizados, pois como pode ser visto pela Fig. (7), estes valores deixam de ser normalizados após a aplicação da transformada. Com esta normalização e o Método de Fowler-Milne modificado construiu-se as isotermas de temperatura, a partir da média de três ensaios, utilizando-se um ajuste por mínimos quadrados.

## 2.2. Modelamento Numérico

As Eqs. (1) a (5) foram discretizadas utilizando a técnica Volumes Finitos no domínio do problema apresentado na Fig. (1). Utilizou-se o algoritmo SIMPLE e esquema centrado de segunda ordem. Utilizou-se uma malha mais fina (90x90) do que a utilizada até agora na literatura. Deve-se ressaltar que inicialmente uma malha 60x60 foi testada e aumentando-se o número de nós, pode-se afirmar que a solução é independente de malha, onde a diferença entre a malha de 90x90, na máxima temperatura do arco, é de menor que 0,5% com relação à malha de 80x80.

Os sistemas de equações algébricas foram resolvidos iterativamente através do algoritmo de Stone (SIP - Strongly Implicit Procedure). Semelhantemente a Hsu & Pfender (1983) e os trabalhos sucessores, as equações da quantidade de movimento, da energia e da tensão elétrica foram resolvidas no domínio AEFLHIJKBA, sendo que as células do cátodo (ABCDEA) são desativadas para as equações da quantidade de movimento e energia. A lógica do programa construído e implementado em Fortran 4.0, "Plasma.exe", está representada na Fig. (8).

O critério de convergência adotado foi de 0,1% para os máximos valores de temperatura e velocidade. Com relação aos valores iniciais de  $u$ ,  $w$ ,  $T$  e  $\Phi$ , adotou-se as mesmas condições mostradas na Tab. (1). Deve-se ressaltar algumas características importantes nesta estimativa inicial. Variou-se o valor da velocidade axial  $w$  imposta no contorno DE (Fig. (1)) na faixa de 1,0 a 5,0 m/s e não foi verificada mudança no campo de velocidade. Variou-se também a temperatura de entrada do gás numa faixa de 1000 a 3000 K e não notou-se grandes diferenças no campo de temperatura. Adotou-se, semelhantemente a outros autores,  $w_{DE} = 2,0$  m/s e  $T_{DE} = 1000$  K.

Os parâmetros utilizados nas simulações foram  $45$  A/mm<sup>2</sup> de densidade de corrente na mancha catódica para arcos menores que 4 mm e  $65$  A/mm<sup>2</sup> para arcos a partir de 4 mm (segundo Choo et al, 1992). Como fatores de subrelaxação, adotou-se 0,1 a 0,6 para a pressão e velocidade, 0,1 a 0,3 para a entalpia e 0,3 como fator de subrelaxação para a tensão elétrica.

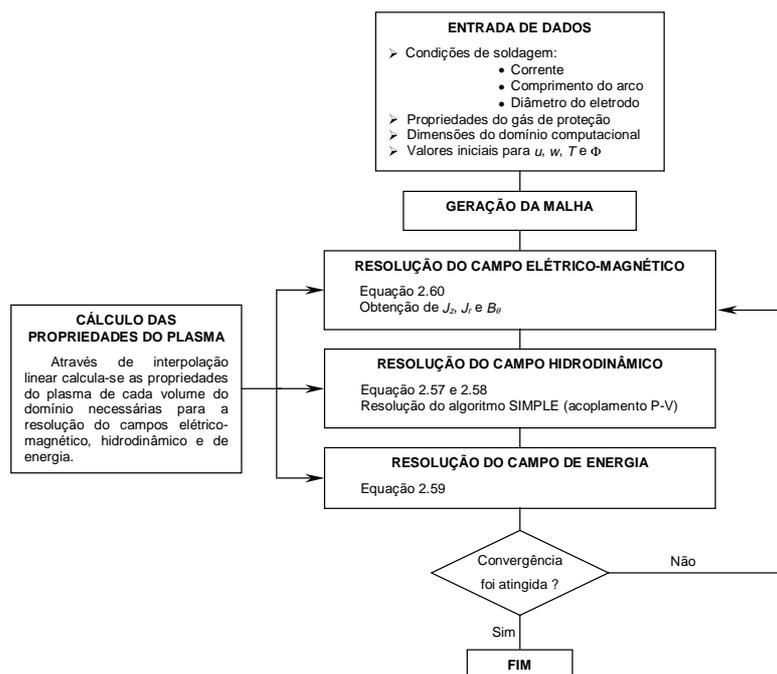


Figura 8 – Lógica do programa "Plasma.exe".

Simulou-se as propostas mostradas na Tab. (2). As simulações SIM01 e SIM02 referem-se à validação física do programa (comparação entre resultados numéricos e experimentais da literatura), enquanto que a simulação SIM03 refere-se à simulação que será comparada com os resultados advindos da espectroscopia. Os valores das propriedades físicas foram retirados de Liu (1977) e se referem ao Ar puro, que será estudado inicialmente devido à sua grande utilização.

Tabela 2 – Simulações propostas.

Simulação	Gás de proteção	La [mm]	Corrente [A]
SIM01	Ar	10	100
SIM02	Ar	10	200
SIM03	Ar	4	40

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Ao se comparar os resultados obtidos pelas simulações com a literatura (Fig. (9)), percebe-se uma certa homogeneidade, principalmente na região fora do centro do arco. Thornton (1993) afirma que, mesmo entre os trabalhos experimentais da literatura, existem diferenças no campo de temperatura obtido. Estas diferenças seriam provenientes de técnicas experimentais de baixa qualidade e/ou de incertezas nas constantes físicas empregadas. O principal motivo para a existência de discrepâncias entre os perfis de temperatura, aqui obtidos numericamente, e os perfis experimentais da literatura, reside no não modelamento da ponta do eletrodo.

Com relação à comparação do campo de temperatura obtido pela simulação (SIM03) com o campo de temperatura obtido pela espectroscopia, pode-se dizer que os resultados foram satisfatórios, como mostra a Fig. (10), apesar, de mais uma vez, o programa “Plasma.exe” não ter conseguido calcular com grande precisão o campo de temperatura no centro do arco. A boa concordância entre a temperatura simulada e a experimental pode ser observada pela Fig. (11). Nesta figura, traçada para cada conjunto disposto em linha (Fig. (3)), nota que os resultados ficaram bem próximos. A fonte de erro mais provável para explicar a discrepância entre os resultados trata-se do efeito do ângulo de ponta. Além disso, estas diferenças podem advir de erros de medição (flutuação do arco, por exemplo) e tratamento dos dados (erros numéricos devido aos poucos pontos para se efetuar a Transformada de Abel) e de erros inerentes ao ajuste por mínimos quadrados.

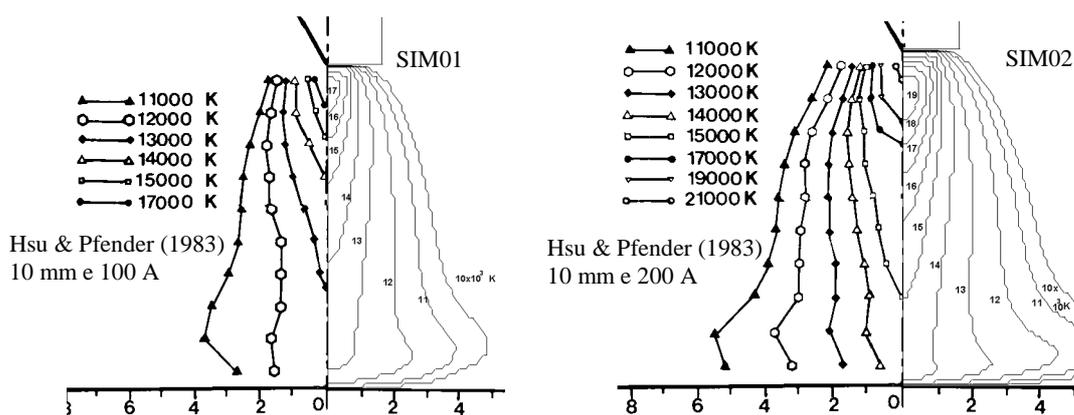


Figura 9 - Comparação entre as simulações e resultados da literatura.

De uma forma geral, pode-se dizer que as comparações efetuadas entre os resultados experimentais e numéricos vêm a validar o Método de Fowler-Milne modificado proposto aqui para calcular temperaturas abaixo de 10000 K para o plasma de Ar. Ressalta-se que a diferença média entre as temperaturas numéricas e experimentais foi de 13,4 %.

Uma verificação importante a ser efetuada refere-se à suposição de que o escoamento seja laminar. Calculando-se o número de Reynolds ( $Re = u.La.\rho/\mu$ ), para o ponto mais crítico encontrado na simulação SIM03 ( $u = 98,7$  m/s;  $La = 4$  mm;  $\rho = 3,461.10^{-3}$  Kg/m<sup>3</sup> e  $\mu = 3,342.10^{-4}$  Kg/m-s), encontrou-se  $Re$  igual a 4,1. Ducharme et al (1996) afirmam que a transição laminar-turbulento, durante a simulação do arco, ocorre para  $Re$  entre 10 e 100. Assim, a suposição de que o fluido seja laminar é válida.

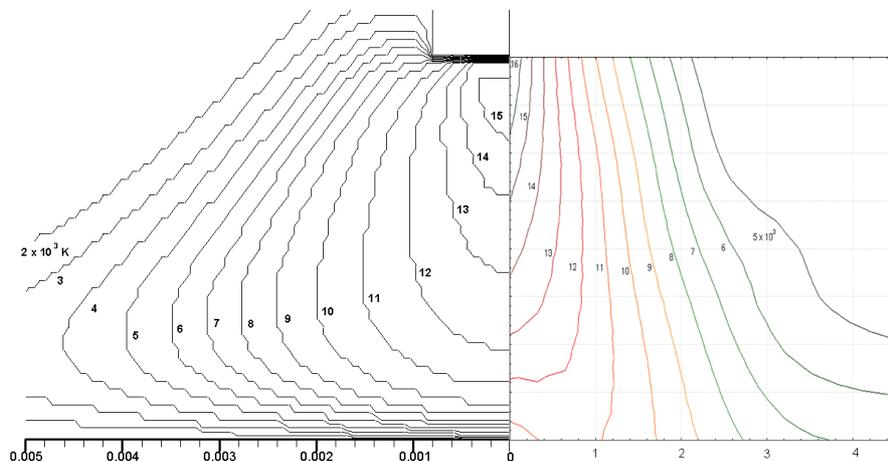


Figura 10 – Comparação entre o campo de temperatura simulado e experimental.

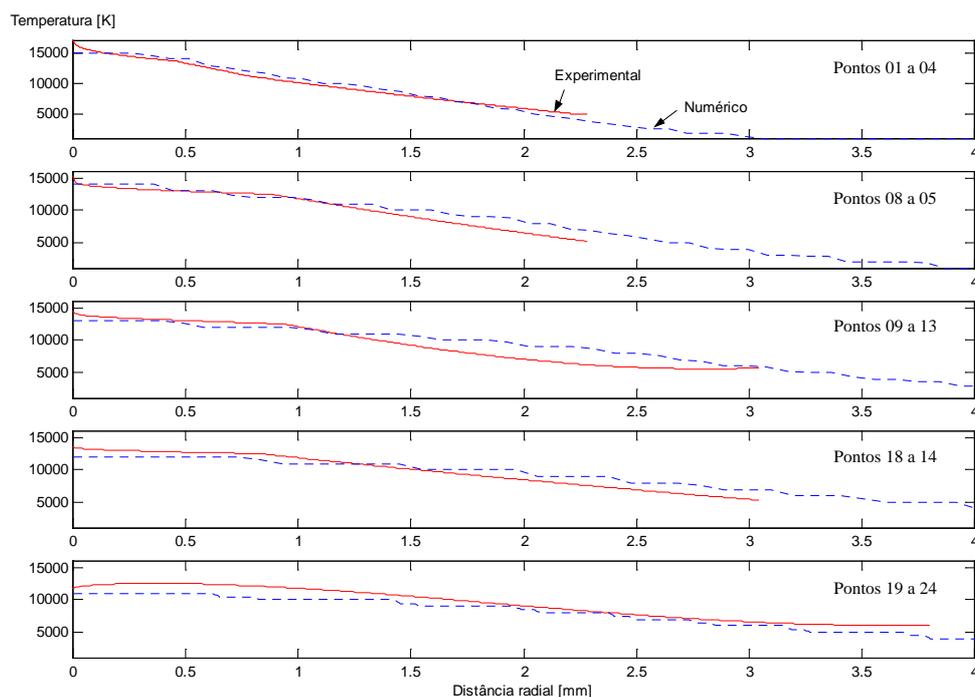


Figura 11 – Comparação entre temperatura simulada e experimental.

#### 4. CONCLUSÕES

O campo de temperatura estimado pelo programa “Plasma.exe”, que utiliza a formulação obtida por Volumes Finitos ficou abaixo daquele encontrado na literatura, provavelmente devido à utilização do eletrodo sem o modelamento do ângulo de ponta. Entretanto, deve-se ressaltar que há grande divergência mesmo entre os autores da literatura. Já o campo de temperatura simulado e o campo de temperatura obtido pela espectroscopia ficaram próximos, onde os maiores desvios aconteceram no centro do arco. O erro médio para o cálculo da temperatura ficou em 13,4%.

## 6. REFERÊNCIAS

- Choo, R. T. C. et al, 1992, "On the Calculation of the Free Surface Temperature of Gas-Tungsten-Arc Weld Pools from First Principles", Metallurgical Transactions B, 23B, pp. 357-369.
- Ducharme, R. et al., 1996, "A Mathematical Model of TIG Electric Arcs Operating in the Hyperbaric Range", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 29, pp. 2650-2658.
- Hsu, K. C. and Pfender, E., 1983, "Two-Temperature Modeling of the Free-Burning, High-Intensity Arc", J. Appl. Phys, 54(8), pp. 4359-4366.
- Liu, C. H., 1977, "Numerical Analysis of the Anode Region of High Intensity Arcs", Ph.D. Thesis, University of Minnesota.
- Olsen, H. N., 1959, "Thermal and Electrical Properties of an Argon Plasma", The Physics of Fluids, Vol. 2, N. 6, pp. 614-623.
- Pang, Q., et al, 1993, "Spectroscopic Measurements of Hydrogen and Oxygen in Shielding Gas During Plasma Arc Welding", Journal of Engineering for Industry, Vol. 115, pp. 145-148.
- Reader, J. and Corliss, C. H., 1998, "Line Spectra of the Elements", Handbook of Chemistry and Physics, 79<sup>th</sup> edition, Section 10, pp. 10-1 a 10-203.
- Thornton, M. F., 1993, "Spectroscopic Determination of Temperature Distributions for a TIG Arc", Ph.D. Thesis, Cranfield Institute of Technology, UK, 118 p.
- Vilarinho, L. O., Dantas, N. O. e Scotti, A., 2001, "Desenvolvimento da Técnica de Espectroscopia Óptica de Emissão para a Avaliação de Gases de Proteção", CD-ROM do XXVII CONSOLDA.
- Vilarinho, L. O., Dantas, N. O. e Scotti, A., 2002, "Validação Numérica da Transformada de Abel Aplicada à Espectroscopia em Soldagem", submetido ao II Conem.

## NUMERICAL AND EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE TIG WELDING TEMPERATURE FIELD AT LOW CURRENTS

### Francisco José de Souza

Chemical Engineer, MSc in Separation Processes, PhD student at LTCM - Federal University of Uberlândia, 38400-902, Uberlândia – MG, e-mail: fjsouza@mecanica.ufu.br.

### Louriel Oliveira Vilarinho

Mechanical Engineer, MSc in Welding, PhD student at LAPROSOLDA - Federal University of Uberlândia, 38400-902, Uberlândia – MG, e-mail: vilarinho@mecanica.ufu.br.

### Noelio Oliveira Dantas

Experimental Physician, Dr. in Physics, Prof./Researcher in the Laboratory of Semiconductor and Isolating New Materials (LNMIS) at Federal University of Uberlândia, e-mail: noelio@ufu.br.

***Abstract.** The thermal efficiency knowledge of shielding gases is very important, as it is one of the main factors that influence in the welding performance. Thus, if the arc temperature field is known, it would be possible to assess different shielding gases and give an support concerning vantages and disadvantages of each market mixture. Thus, this work describes the numerical and experimental procedures that were used to determine the plasma jet temperature profile, which forms the TIG welding arc, at low current (40 A). This low current was selected, once literature focus on high currents. The simulations were done using the movement, energy and electrical charge equations through the finite volume method. The experimental part was conducted using spectroscopy, picking punctual luminescence from plasma through an optic system. The TIG welding occurred on a water-cooled copper plate and shielded by pure argon. The temperature field was determined through the modified Fowler-Milne method. The experimental temperature field was compared to the numerical one, and the results were found in good agreement.*

***Keywords.** welding, finite volumes, numerical modelling, spectroscopy.*