

**AURIMAR MOREIRA REIS**

**DESENVOLVIMENTO DE TÉCNICA DE MEDIÇÃO DE TEMPERATURA E  
VELOCIDADE COM TERMOPARES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS  
DE BAIXA FREQUÊNCIA**

Tese apresentada à Escola Politécnica  
da Universidade de São Paulo para  
obtenção do título de Doutor em  
Engenharia

São Paulo  
1999



**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
ESCOLA POLITÉCNICA**

**TERMO DE JULGAMENTO  
DE  
DEFESA DE TESE DE DOUTORAMENTO**

Aos 25 dias do mês de fevereiro de 1999, às 10:00 horas, no Departamento de Engenharia Mecânica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, presente a Comissão Julgadora, integrada pelos Senhores Professores Doutores Jurandir Itizo Yanagihara, Orientador do candidato, Silvio de Oliveira Junior, Linilson Rodrigues Padovese, Jerônimo dos Santos Travelho e Paulo Selegim Júnior iniciou-se a Defesa de Tese de Doutorado do Senhor **AURIMAR MOREIRA REIS**.

Título da Tese: "DESENVOLVIMENTO DE TÉCNICA DE MEDIÇÃO DE TEMPERATURA E VELOCIDADE COM TERMOPARES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS DE BAIXA FREQUÊNCIA".

Concluída a arguição, procedeu-se ao julgamento na forma regulamentar, tendo a Comissão Julgadora considerado o candidato:

Prof.Dr.Jurandir Itizo Yanagihara.....( *aprovado - 48* )  
 Prof.Dr.Silvio de Oliveira Junior.....( *Aprovado - 50* )  
 Prof.Dr.Linilson Rodrigues Padovese.....( *aprovado - 48* )  
 Prof.Dr.Jerônimo dos Santos Travelho...( *aprovado - 48* )  
 Prof.Dr.Paulo Selegim Júnior.....( *aprovado - 48* )

Para constar, é lavrado o presente termo, que vai assinado pela Comissão Julgadora e pela Secretária da Seção de Pós-Graduação.

São Paulo, 24 de fevereiro de 1999.

A Comissão Julgadora:

*Yanagihara*  
 \_\_\_\_\_  
*Linilson*  
 \_\_\_\_\_  
*Selegim*  
 \_\_\_\_\_  
*Travelho*  
 \_\_\_\_\_

Secretária: Elisabete Ap<sup>a</sup> F.S.Ramos *Elisabete Ramos*

Obs: Resolução 4476, de 17-9-1997 Altera dispositivos do Regimento Geral da USP Art.109 - Imediatamente após o encerramento da arguição da dissertação ou da tese cada examinador expressará seu julgamento em sessão secreta, considerando o candidato **aprovado** ou **reprovado**.

Homologado pela C.P.G. em reunião realizada a 08/03/1999.

PMC

**AURIMAR MOREIRA REIS**

**DESENVOLVIMENTO DE TÉCNICA DE MEDIÇÃO DE TEMPERATURA E  
VELOCIDADE COM TERMOPARES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS  
DE BAIXA FREQUÊNCIA**

Tese apresentada à Escola Politécnica  
da Universidade de São Paulo para  
obtenção do título de Doutor em  
Engenharia

Área de Concentração:  
Engenharia Mecânica

Orientador:  
Prof. Dr. Jurandir Itizo Yanagihara

São Paulo  
janeiro - 1999

À memória de  
minha mãe, Guiomar,  
e de minha irmã, Selene.

## **AGRADECIMENTOS**

Ao Prof. Dr. Jurandir Itizo Yanagihara, pela orientação segura, pelos conselhos e conhecimentos transmitidos, fundamentais para a realização deste trabalho.

À CAPES e à FAPESP pelos meios e recursos financeiros concedidos sem os quais este trabalho não seria realizado.

Aos familiares, pelo grande apoio moral e pela confiança depositada.

Aos colegas e amigos da área de energia e fluidos do Depto. de Engenharia Mecânica da USP, companheiros de todas as horas.

## ERRATA DO TRABALHO:

### DESENVOLVIMENTO DE TÉCNICA DE MEDIÇÃO DE TEMPERATURA E VELOCIDADE COM TERMOPARES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS DE BAIXA FREQUÊNCIA.

Página i - lista de símbolos:

$Q$ : transferência de calor radioativo. Onde se lê “radioativo” entenda-se por “radiativo” em todo o texto inclusive.

Página 3 - segundo parágrafo:

Onde se lê “energia térmica” entenda-se por “energia interna” em todo o texto inclusive.

Complementado no final com: “Os efeitos catalíticos em alguns casos de chamas turbulentas podem ser expressivos e podem ser minimizados com uma técnica adequada”.

Página 36 - primeiro parágrafo:

Complementado no final com: “Para casos gerais, o parâmetro  $m$  na fórmula 4.3 é uma variável de descrição e não o instante em que ocorre um máximo em  $R_{XIX2}$ . Mas, para o caso sendo estudado, o máximo coeficiente de correlação corresponderá ao ponto de defasagem média entre duas curvas, ou seja, para um máximo valor de  $R_{XIX2}$  (e conseqüentemente de  $\rho_{XIX2}$ ), haverá um valor de  $m$  que multiplicado pela taxa de amostragem corresponderá a defasagem média entre as duas curvas”.

Página 54 - penúltimo parágrafo:

Na frase “A PSD é uma medida da amplitude quadrática do sinal e, basicamente, é estimada...” foi retirada “é uma medida da amplitude quadrática do sinal e” ficando “A PSD, basicamente, é estimada...”.

Página 55 - último parágrafo:

Complementado no final com: “Os dois sinais da Figura 6.1, assim como todos os resultados posteriores, foram aquisitados sem a proteção do tubo externo do queimador, ou seja, a chama não estava confinada e, portanto, as temperaturas médias eram baixas. Isso foi feito para permitir uma vida mais longa para os termopares”.

Página 74 - penúltimo parágrafo:

Onde se lê “amplifica os sinais” entenda-se por “aumenta as flutuações de temperatura”.

Página 76 - primeiro parágrafo:

Onde se lê “valor real” entenda-se por “valor esperado”.

Página 106 - Equação A.9

Onde há:

$$\tau = \frac{\rho_T C_P D^2}{6h} = \dots \quad \text{deve ser substituído por:} \quad \tau = \frac{\rho_T C_P D}{6h} = \dots$$

## SUMÁRIO

|   |           |
|---|-----------|
| Lista de símbolos                                       | i         |
| Resumo  | iv        |
| "Abstract"  | v         |
| <br>  |           |
| <b>1. INTRODUÇÃO</b>                                    | <b>1</b>  |
| <b>2. REVISÃO DA LITERATURA</b>                         | <b>6</b>  |
| 2.1. TÉCNICAS DE MEDIÇÃO DE TEMPERATURA E DE VELOCIDADE | 6         |
| 2.1.1. TERMOPAR   | 6         |
| 2.1.2. ANEMÔMETRO LASER DOPPLER (LDA)                   | 9         |
| 2.2. COMPENSAÇÃO DE MEDIDAS DE TERMOPARES               | 12        |
| 2.2.1. COMPENSAÇÃO ELÉTRICA                             | 12        |
| 2.2.2. COMPENSAÇÃO DIGITAL                              | 16        |
| 2.3. DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE TEMPO                 | 19        |
| 2.4. CONSIDERAÇÕES                                      | 20        |
| <b>3. MÉTODO DE COMPENSAÇÃO DA TEMPERATURA</b>          | <b>23</b> |
| 3.1. TRANSFERÊNCIA DE CALOR ENTRE O GÁS E O TERMOPAR    | 23        |
| 3.2. A CONSTANTE DE TEMPO                               | 25        |
| 3.3. O MÉTODO DE COMPENSAÇÃO                            | 30        |
| <b>4. DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE</b>                    | <b>35</b> |
| 4.1. CORRELAÇÕES DE SINAIS                              | 35        |
| 4.1.1. MÉTODO DA ÁREA ENTRE CURVAS                      | 37        |
| 4.2. COMPARAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE 2 TERMOPARES            | 41        |
| 4.3. EQUAÇÕES DIFERENCIAIS DOS TERMOPARES               | 42        |
| 4.4. EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE                            | 43        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>5. ARRANJO EXPERIMENTAL</b>  | <b>46</b>  |
| 5.1. QUEIMADOR  | 47         |
| 5.2. SISTEMA DE POSICIONAMENTO DOS TERMOPARES                                 | 48         |
| 5.3. SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS  | 49         |
| <b>6. TRATAMENTO DOS DADOS</b>  | <b>53</b>  |
| 6.1. VALORES MÉDIOS QUADRÁTICOS E RMS   | 53         |
| 6.2. DENSIDADE ESPECTRAL DE POTÊNCIA (PSD)                                    | 54         |
| 6.3. FUNÇÃO DENSIDADE DE PROBABILIDADE (PDF)                                  | 57         |
| 6.4. FILTRAGEM DIGITAL  | 60         |
| <b>7. ANÁLISE DOS RESULTADOS</b>  | <b>68</b>  |
| 7.1. APLICAÇÃO DO MÉTODO DE COMPENSAÇÃO                                       | 68         |
| 7.2. TEMPERATURA DOS GASES ATRAVÉS DA CONSTANTE DE TEMPO<br>MÉDIA E DO MÉTODO | 73         |
| 7.3. OBTENÇÃO DA VELOCIDADE DOS GASES   | 84         |
| <b>8. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES</b>  | <b>101</b> |
| 8.1. CONCLUSÕES   | 101        |
| 8.2. RECOMENDAÇÕES  | 102        |
| ANEXO A - DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DO MÉTODO  | 105        |
| ANEXO B - ANÁLISE DE INCERTEZAS DO MÉTODO DE COMPENSAÇÃO                      | 110        |
| ANEXO C - PROGRAMA DO MÉTODO  | 119        |
| <b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>   | <b>128</b> |



## LISTA DE SÍMBOLOS

|             |  |
|-------------|--|
| $a, b:$     | constantes da Equação 3.10   |
| $A, B, C:$  | coeficientes da equação da temperatura do gás  |
| $A:$        | área superficial da junção   |
| $c:$        | calor específico   |
| $c_I:$      | coeficiente de $Re_D$ da relação de $Nu_D$   |
| $c_2, c_3:$ | constantes da relação da constante de tempo  |
| $Cf_n:$     | capacitância   |
| $C_p:$      | calor específico do material da junção   |
| $D:$        | diâmetro da junção esférica  |
| $f_n:$      | freqüência de corte do canal $n$   |
| $f_c:$      | freqüência crítica de Nyquist  |
| $G:$        | ganho da placa   |
| $h:$        | coeficiente de transferência de calor  |
| $k:$        | condutividade térmica do gás   |
| $L:$        | distância do bocal do queimador  |
| $m:$        | potência de $Re_D$ da relação de $Nu_D$ ou número de pontos defasados do conjunto de dados |
| $M:$        | massa da junção do termopar  |
| $N:$        | número total de pontos do conjunto de dados  |
| $P_h:$      | PSD da função $h$  |
| $P:$        | probabilidade  |
| $p:$        | função densidade de probabilidade  |
| $Q:$        | transferência de calor radioativo  |

|            |   |
|------------|---|
| $R_g$ :    | resistor de ganho                         |
| $R_{XY}$ : | correlação entre X e Y                    |
| $t$ :      | tempo                                     |
| $t'$ :     | tempo de atraso                           |
| $t_s$ :    | tempo de amostragem                       |
| $T$ :      | temperatura ou período de amostragem      |
| $T_{rm}$ : | temperatura radiante média ambiente       |
| $v$ :      | velocidade do escoamento principal do gás |
| $x$ :      | posição                                   |
| $X$ :      | função de transferência                   |

## LETRAS GREGAS

|                           |                                       |
|---------------------------|---------------------------------------|
| $\alpha, \beta, \gamma$ : | coeficientes da equação da velocidade |
| $\Delta$ :                | taxa de amostragem                    |
| $\delta$ :                | intervalo espacial entre dois pontos  |
| $\mu$ :                   | viscosidade do gás                    |
| $\mu_f$ :                 | viscosidade do fluido                 |
| $\mu_s$ :                 | viscosidade na superfície             |
| $\mu_x$ :                 | valor médio de x                      |
| $\rho$ :                  | densidade do gás                      |
| $\rho_T$ :                | densidade do material do termopar     |
| $\rho_{X1X2}$ :           | função de correlação normalizada      |
| $\sigma_x^2$ :            | variância                             |
| $\tau$ :                  | constante de tempo                    |
| $\psi_x^2$ :              | valor médio quadrático de x           |

## ADIMENSIONAIS

*Nu*: número de Nusselt

*Pr*: número de Prandtl

*Re*: número de Reynolds

## SUBSCRITOS

*g*: relativo ao gás

1,2,3: relacionado aos termopares 1, 2 e 3

## SOBRESCRITOS

' componente de flutuação

· derivada temporal

– valor médio

## RESUMO

O objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de uma nova técnica de medição de flutuações de temperatura e de velocidade em escoamentos turbulentos de baixa frequência com a utilização de termopares. O termopar é um instrumento de medida de temperatura que não responde instantaneamente às mudanças do meio. O termopar sofre um atraso em sua resposta devido a sua inércia térmica e, portanto, além de atrasadas, as medidas de temperatura são atenuadas. Para compensar esse atraso foi elaborado um método de compensação que consiste, basicamente, em comparar as equações diferenciais de dois termopares. O resultado é uma equação algébrica simples para a temperatura do gás cujos coeficientes são funções somente dos dados medidos e das propriedades constantes do escoamento e do termopar. Outro aspecto inovador desta técnica é a avaliação da constante de tempo média e instantânea do termopar através da avaliação simultânea da velocidade média e instantânea. Para a velocidade é obtida uma equação similar que é também função somente dos dados de termopares. Para testar a metodologia foi montado um aparato experimental que produz uma chama turbulenta de GLP-ar em cujos gases de combustão os termopares eram inseridos. A técnica mostrou bons resultados quando comparada com os resultados de temperatura do gás baseada na constante de tempo média. A velocidade também mostrou resultados realistas ao ser comparada com alguns outros métodos.

## ABSTRACT

A new technique for measuring the instantaneous velocity and temperature in low frequency turbulent flows by using of thermocouple set has been developed. This technique consists in comparing the differential equations of two thermocouples in order to compensate the effect of thermal lag. The new feature of this method is the use of simple algebraic equations to obtain instantaneous values of velocity and temperature, in which the time constant of the sensor is not necessarily constant, and the algebraic equations coefficients are dependent only of the thermocouple datas. An experimental apparatus consisting of a LPG burner and a thermocouple positioning system with automatic data acquisition was constructed in order to verify the applicability of the technique. This technique has shown statistically significant results for temperature and velocity and good agreement when compared with other methods.

## 1. INTRODUÇÃO

O primeiro dos objetivos deste trabalho consistiu no desenvolvimento de uma nova técnica de medição de flutuações de temperatura em escoamentos turbulentos de baixa frequência. Essa técnica procura fazer, principalmente, as correções em medidas feitas por termopares em escoamento de gases de combustão para obter a verdadeira temperatura dos gases. O segundo objetivo foi a extensão da técnica para também obter as flutuações de velocidade do escoamento a partir dos dados de termopares. Para estes propósitos, foi projetado e construído um sistema de medidas que produzia uma chama turbulenta pré-misturada de GLP e ar.

A técnica, proposta preliminarmente por REIS (1994)<sup>1</sup>, consistia basicamente em obter a temperatura de gases de combustão, a partir de dados de termopares calculados da velocidade e da temperatura dos gases supostas conhecidas e variando de forma senoidal com o tempo. Vários melhoramentos da técnica foram acrescentados, como, por exemplo, a inclusão do termo de transferência de calor por radiação na equação que rege o fenômeno; um procedimento para obtenção da velocidade média do escoamento com base nas correlações de temperatura dos termopares; filtragem analógica e digital dos sinais de termopares para eliminar ruídos de alta frequência; e alguns procedimentos para obtenção da velocidade instantânea do escoamento apenas com base nos sinais de termopares.

O termopar, atualmente, constitui apenas mais uma das muitas técnicas de medidas de temperatura existentes. Os grandes avanços ocorridos nas últimas décadas em eletrônica, em tecnologia material e em computadores permitiram o surgimento de várias técnicas modernas de medição em campos de escoamento<sup>2-15</sup>. Essas técnicas, mais avançadas e mais sofisticadas, proporcionaram uma análise mais detalhada dos campos medidos, bem como uma grande contribuição em áreas complexas de Mecânica dos Fluidos Experimental. Esses processos de medição, chamados de diagnósticos ópticos ou técnicas laser, vieram

complementar as técnicas de sondas existentes.

Uma das principais inovações das novas técnicas de medidas foi o caráter não intrusivo dos instrumentos no escoamento, ao contrário da maioria das técnicas anteriores, onde os processos de medidas eram essencialmente intrusivos. Uma outra característica é que algumas são aplicadas não somente em medidas de temperatura, mas também em medidas de densidade<sup>13</sup> e de concentração das espécies<sup>4,7,8</sup>, além de outras propriedades de escoamentos. Essas técnicas ainda estão em fase de evolução e se diversificando. As mais conhecidas utilizam os fenômenos de espalhamento Raman<sup>2-10</sup> (incluindo CARS - "Coherent Anti-Stokes Raman Scattering"), espalhamento Rayleigh<sup>11-14</sup> e LIF<sup>15</sup> ("Laser-Induced Fluorescence"), cujos detalhes e comparações são dados nas referências<sup>16-19</sup>.

Apesar das vantagens oferecidas pelas novas técnicas de medição elas apresentaram alguns inconvenientes relacionados a dificuldades de utilização e, principalmente, exigências de equipamentos sofisticados com a consequente elevação dos custos. Além disso elas não são adequadas para utilização em ambientes industriais severos. Devido a esses inconvenientes a preferência pelas sondas antigas como termopares, termômetros de resistência, etc., continua sendo maior porque são técnicas de medição de custo muito mais baixo e de operação simples.

Para medição de temperatura o termopar é ainda o instrumento mais utilizado por apresentar, além do baixo custo, respostas rápidas de variações de temperatura no escoamento, é um instrumento bem simples, de fácil manuseio e instalação, cobre um amplo intervalo de temperaturas e, diferentemente de muitos outros transdutores de temperatura, o termopar não está sujeito a problemas de auto-aquecimento<sup>20-22</sup>.

O termopar continua sendo usado extensivamente como um sistema de diagnóstico de combustão em chamas turbulentas<sup>23-38</sup>. É frequentemente usado para calibrar e documentar a exatidão de técnicas laser como observado nas referências<sup>2-5,10,14-15</sup>. Medidas

de flutuações de temperatura com a técnica CARS são comparadas com termopares em MANTZARAS e VAN DER MEER (1997)<sup>3</sup>. No trabalho de CHANDRAN et al. (1985)<sup>14</sup> os sinais de termopares compensados comparam-se bem com medidas feitas pela técnica de espalhamento molecular Rayleigh. Medidas de temperatura média usando termopares também concordam favoravelmente com os dados obtidos pela espectroscopia laser Raman<sup>4,5,10</sup>.

Um termopar, ou qualquer sensor de imersão, indica apenas sua própria temperatura. Em geral esta não será igual à temperatura do gás a menos que precauções especiais sejam tomadas. Conforme HERZFELD (1962)<sup>22</sup>, há, basicamente, quatro fenômenos de transporte bem definidos que ocorrem entre o termopar e o meio envolvente: (1) transferência de calor por radiação, (2) transferência de calor por condução através dos fios do termopar, (3) conversão de energia cinética em energia térmica na camada limite em torno do termopar, e (4) transferência de calor da camada limite para a junção por convecção. Pode haver ainda o fenômeno de reações catalíticas na junção de termopares submetidos à temperaturas muito elevadas. Em muitas situações, em chamas turbulentas, é comum considerar apenas a transferência de calor por convecção. Os outros efeitos são pequenos comparados à convecção. Alguns autores acrescentam as correções devidas à radiação<sup>24,29,30,38-41</sup>, o efeito mais significativo além da convecção em chamas turbulentas. Outros procuram incluir os efeitos de condução<sup>37,41-43</sup> e catalíticos<sup>5,33,38,40,41</sup> mas verificam que esses efeitos são desprezíveis.

As medidas de temperatura obtidas por termopares, além de serem atenuadas, sofrem um atraso de resposta devido aos efeitos da inércia térmica do sensor, que está relacionado principalmente com a transferência de calor por convecção. Para corrigir isto, geralmente é determinada a constante de tempo do termopar. A constante de tempo representa praticamente o tempo de atraso de resposta do sensor e está relacionada portanto



com a mudança de fase e atenuação nas medidas realizadas.

Há, basicamente, dois métodos principais para compensar os efeitos da inércia térmica em medidas de flutuações de temperatura de termopares: a compensação elétrica ou eletrônica<sup>25-28,31,38,42,44-45</sup>, a menos utilizada atualmente, e a compensação digital ou numérica, descritas no capítulo 2. A compensação elétrica se baseia principalmente em amplificar os sinais de termopares em frequências altas, na proporção inversa da atenuação pela inércia térmica, e cortar os sinais de ruídos usando filtros passa baixa. Os sinais elétricos dos termopares são transformados em temperaturas após essa compensação. A compensação digital é feita diretamente sobre os dados de temperatura já transformados a cada aquisição e não sobre a força eletromotriz (f.e.m.) do termopar. O método de compensação digital deste trabalho, apresentado no capítulo 3, utiliza as tabelas padronizadas das relações f.e.m.-temperatura contidas nos manuais de termopares<sup>20</sup>, resolve as equações diferenciais dos termopares e, através das relações entre essas equações, corrige as temperaturas medidas.

O método de compensação do capítulo 3 é um método baseado em dados de 3 termopares. Este método consistiu, basicamente, em obter a temperatura do primeiro termopar em função do segundo, a uma certa distância do primeiro, e comparar com a temperatura do terceiro termopar. Este último é posteriormente colocado na mesma posição e com um diâmetro diferente do primeiro. Comparando as duas equações diferenciais obtidas - para o primeiro e terceiro termopares - chega-se então a uma equação algébrica simples para a temperatura do gás cujos coeficientes são funções somente dos dados medidos e das propriedades constantes do escoamento e do termopar.

O método de compensação leva em consideração principalmente a transferência de calor por convecção entre o termopar e o escoamento, mas acrescenta as correções devidas aos efeitos de radiação (seção 3.1 e anexo A). É um método que se baseou em várias

relações para a transferência de calor<sup>46-56</sup>, antes de se obter uma fórmula para a constante de tempo (seção 3.2). A constante de tempo é determinada, implicitamente, em cada instante de tempo, ao contrário do que é geralmente utilizado por muitos autores, ou seja, uma constante de tempo média. Poucos pesquisadores utilizam uma constante de tempo instantânea<sup>29,37,42,57</sup>, determinada a cada intervalo de tempo, e que necessita de medidas simultâneas de velocidade.

No capítulo 4 são mostrados alguns procedimentos para se obter a velocidade do escoamento. Alguns autores<sup>35,58</sup> já conseguiram obter a velocidade média do escoamento com base nos dados de termopares. No trabalho de MOTEVALLI et al. (1992)<sup>35</sup> a velocidade média é obtida dividindo a distância entre dois termopares, separados ao longo do escoamento, pelo tempo necessário para o escoamento ir de um termopar ao outro, tempo esse conseguido da máxima correlação entre os dois sinais.

Neste trabalho, além da velocidade média do trabalho de MOTEVALLI, as flutuações de velocidade podem também ser obtidas. O procedimento a ser mostrado é praticamente o mesmo usado para se chegar à temperatura. Uma equação similar à equação da temperatura é conseguida, a qual pode ser resolvida a cada instante de tempo. Portanto, a velocidade instantânea pode ser obtida com base somente nos dados de termopares.

No capítulo 5 é apresentado todo o arranjo experimental, constituído basicamente de um queimador, um sistema de aquisição de dados contendo os termopares e uma placa de aquisição, e um microcomputador. No capítulo 6 são apresentados alguns conceitos estatísticos para fazer o tratamento dos dados obtidos dos termopares. No capítulo 7 é feita uma descrição mais detalhada, passo a passo, da aplicação dos vários métodos empregados neste trabalho e como os dados são tratados e analisados. E no capítulo 8 são apresentadas as principais conclusões e recomendações. A dedução analítica, o programa do método e a análise de incertezas de temperatura são dadas nos anexos.

## 2. REVISÃO DA LITERATURA

### 2.1. TÉCNICAS DE MEDIÇÃO DE TEMPERATURA E DE VELOCIDADE

#### 2.1.1. TERMOPAR

Segundo PERRY et al.(1963)<sup>21</sup>, a história do termopar data por volta de 1821 da descoberta por Seebeck de que uma corrente elétrica flui em um circuito contínuo de dois metais se as duas junções estão em diferentes temperaturas. Sua experiência (circuito de Bi-Cu e Bi-Sb) mostrou que, quando as junções de dois metais diferentes formando um circuito fechado são expostas a diferentes temperaturas, uma força eletromotriz (f.e.m.) é gerada a qual induz uma corrente elétrica contínua. Tal termopar pode ser representado pelo diagrama mostrado na Figura 2.1.  $A$  e  $B$  são os dois metais,  $T_1$  e  $T_2$  são as temperaturas das duas junções.  $I$  representa a corrente termoelétrica que flui no circuito.  $A$  é geralmente referido como termoeletricamente positivo em relação a  $B$  se  $T_2$  é a junção mais fria.

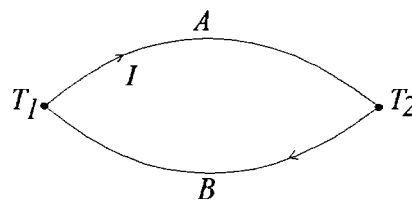


Figura 2.1 - Circuito termopar simples

O efeito Seebeck relaciona a conversão líquida de energia térmica em energia elétrica com o aparecimento de uma corrente elétrica. A voltagem Seebeck se refere a força eletromotriz térmica líquida em um termopar sob condições de corrente nula. A direção e

magnitude da voltagem Seebeck,  $E_S$ , depende das temperaturas das junções e dos materiais do termopar. Para uma combinação particular de materiais,  $A$  e  $B$ , e pequenas diferenças de temperatura,

$$dE_S = \alpha_{A,B}dT, \quad (2.1)$$

onde  $\alpha_{A,B}$  é um coeficiente de proporcionalidade chamado de coeficiente de Seebeck.

Numerosas investigações de circuitos termoeletricos, nos quais medidas precisas da corrente, resistência e força eletromotriz foram feitas, resultou no estabelecimento de algumas leis experimentais básicas: 1) lei dos circuitos homogêneos, cuja consequência exige que dois materiais diferentes sejam requeridos para formar um circuito termopar; 2) lei de metais intermediários, onde um material intermediário, como um mecanismo de medida da força eletromotriz, pode ser introduzido no circuito sem afetar a f.e.m. líquida do termopar e 3) lei de temperaturas sucessivas ou intermediárias, na qual permite que um termopar seja utilizado em qualquer temperatura de referência.

O uso prático de termopares para aplicações na indústria e em laboratórios requer que o termopar obedeça a uma estabelecida relação entre a força eletromotriz e a temperatura dentro de limites aceitáveis de erros. O manual da ASTM (1988)<sup>20</sup> para medição de temperatura, inclui várias tabelas que dão as relações temperatura-f.e.m. para os tipos de termopares mais comuns usados na indústria. Os valores dados nessas tabelas podem ser gerados através de equações em séries de potências, cujos coeficientes, para intervalos de temperatura apropriados, são também fornecidos.

Um circuito termopar é por sua natureza um mecanismo de medição de diferenças, produzindo uma força eletromotriz a qual é função das temperaturas de suas duas junções. Uma destas junções está a uma temperatura a ser medida, sendo conhecida como a junção de medição. A outra junção é mantida a uma temperatura conhecida e é

referida como a junção de referência. Geralmente a junção de referência é colocada a uma temperatura de 0°C de um banho de gelo e é onde se faz as ligações com o instrumento de medida da força eletromotriz. A temperatura obtida através das relações f.e.m.-temperatura deve ser corrigida no caso da junção de referência estar à temperatura ambiente.

A calibração de um termopar consiste na determinação de suas forças eletromotrizes em um número suficiente de temperaturas conhecidas para que, com alguns meios de interpolação, sua f.e.m. seja conhecida sobre todo o intervalo de temperatura no qual será usado. O processo requer um termômetro padrão que indica temperaturas sobre a escala padrão, um meio de medida de f.e.m. do termopar e um ambiente controlado no qual o termopar e o termômetro padrão possam produzir a mesma temperatura. Algumas técnicas de calibração de termopares são dadas no manual da ASTM (1988)<sup>20</sup> e em HERZFELD (1962)<sup>22</sup>.

Para uma dada composição, quanto menor os fios e a junção do termopar, mais rápida será a resposta às mudanças de temperatura. Quanto maior o diâmetro dos fios, maior será o efeito de condução de calor sobre a temperatura da junção de medida. Por outro lado, fios mais finos rompem-se facilmente. Em casos envolvendo corrosão, termopares de fios mais grossos normalmente requerem substituição menos frequente.

A tabela 2.1 mostra os tipos comuns de termopares e seus intervalos de aplicação. As respostas de termopares de diferentes diâmetros dos fios, as características de corrosão em atmosferas oxidantes e redutoras e os métodos de ligação dos fios de termopares são dados por PERRY et al.(1963)<sup>21</sup>. As curvas e tabelas relacionando as forças eletromotrizes e as temperaturas são encontradas no manual da ASTM (1988)<sup>20</sup>.

TABELA 2.1 - TIPOS COMUNS DE TERMOPARES E INTERVALOS DE TEMPERATURA NOS QUAIS SÃO USADOS

| Tipo I.S.A. | Elem. Positivo | Elem. Negativo | Int. Temp.(°C) | Temp. Max.(°C) |
|-------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| S           | 90%Pt - 10%Rh  | Platina        | 0 a 1450       | 1700           |
| R           | 87%Pt - 13%Rh  | Platina        | 0 a 1450       | 1700           |
| K           | Cromel-P       | Alumel         | -200 a 1100    | 1200           |
|             | Cromel-P       | Constantan     | -100 a 1000    | 1000           |
| J,Y         | Ferro          | Constantan     | -200 a 750     | 1000           |
| T           | Cobre          | Constantan     | -200 a 350     | 600            |

FONTE: PERRY et al.(1963)<sup>21</sup>, p. 22-6

### 2.1.2. ANEMÔMETRO LASER DOPPLER (LDA)

O anemômetro laser Doppler é um instrumento que utiliza feixes de laser para medir a velocidade de um fluido em determinado ponto do escoamento. Quando um feixe luminoso passa através de um fluido a luz é espalhada por partículas em suspensão contidas no fluido. A luz espalhada pelas partículas contém informações sobre a velocidade do escoamento. A velocidade é obtida pela frequência das ondas luminosas refletidas (efeito Doppler).

No efeito Doppler, uma onda de luz plana de frequência  $f_0$ , propagando-se na direção de um vetor unitário  $\mathbf{s}$ , com comprimento de onda  $\lambda$ , é espalhada na forma de uma onda esférica por uma partícula passando em um ponto  $x$  com velocidade  $\mathbf{v}$ . Para um observador localizado numa posição qualquer na direção de um vetor unitário  $\mathbf{r}$  a frequência da onda luminosa espalhada pela partícula é dada por:

$$f = f_0 + \frac{v \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{s})}{\lambda}. \quad (2.2)$$

Assim, a diferença  $f_D$  entre a frequência da luz incidente e a frequência da luz espalhada, ou a mudança Doppler, é dada por:

$$f_D = \frac{v \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{s})}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Temos, portanto, que  $f_D$  depende linearmente da componente da velocidade na direção  $\mathbf{r} - \mathbf{s}$  e, além disso,  $f_D$  tem um sinal associado ao sentido da velocidade.

A luz espalhada pelas partículas é recebida em um fotodetector, que transforma um sinal luminoso numa corrente elétrica. A luz do laser possui uma frequência da ordem de  $10^{14}$  Hz, a qual é muito mais alta que a frequência de resposta de qualquer detector disponível. Assim, analisando o sinal de uma única onda luminosa, seria impossível obter um sinal do fotodetector. A saída para esse problema é combinar no fotodetector os sinais de duas ondas luminosas de frequências diferentes  $f_1$  e  $f_2$ . Tal processo, chamado de detecção óptica heteródina ("optical heterodyne detection" ou "optical mixing") produz um sinal com uma parte oscilando com frequência  $f_1 + f_2$  e outra parte oscilando com frequência  $f_1 - f_2$ . O fotodetector responde apenas à segunda parte do sinal, onde  $f_1 - f_2$  varia entre 1 e 100 MHz.

No sistema ótico, duas ondas luminosas planas  $E_{01}$  e  $E_{02}$  (Figura 2.2), com frequências  $f_{01}$  e  $f_{02}$  e direções de propagação  $\mathbf{s}_1$  e  $\mathbf{s}_2$ , cruzam-se no espaço em um ponto  $x$ . Uma partícula dotada de velocidade  $v$ , passando pelo ponto  $x$  provoca o espalhamento de duas ondas esféricas  $E_1$  e  $E_2$ , com frequências dadas por:

$$f_1 = f_{01} + \frac{v \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{s}_1)}{\lambda}, \quad (2.4)$$

$$f_2 = f_{02} + \frac{v \cdot (r - s_2)}{\lambda} \quad (2.5)$$

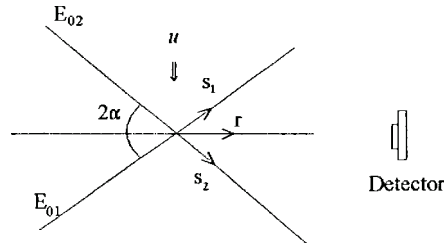


Figura 2.2 - Cruzamento de dois feixes do LDA

A diferença entre as frequências, que gera um sinal no fotodetector, é dada por

$$f_1 - f_2 = f_s + f_D \quad (2.6)$$

onde,  $f_s = f_{01} - f_{02}$ , e

$$f_D = \frac{v \cdot (s_2 - s_1)}{\lambda} \quad (2.7)$$

Se  $u$  é a componente da velocidade  $v$  na direção  $s_2 - s_1$ , pode-se ver, de acordo com a Figura 2.2, que  $f_D$  é:

$$f_D = \frac{2u \operatorname{sen} \alpha}{\lambda} \quad (2.8)$$

e assim, analisando a frequência do sinal da corrente gerada no fotodetector, é possível determinar o valor da componente da velocidade na direção  $s_2 - s_1$ , determinando inclusive o seu sentido, através de

$$u = \frac{(f_1 - f_2 - f_s) \lambda}{2 \operatorname{sen} \alpha} \quad (2.9)$$



Nota-se nas expressões acima que o efeito Doppler e, conseqüentemente, a componente da velocidade, são independentes da direção  $r$  do fotodetector. Mais detalhes incluindo os princípios básicos para obtenção das três componentes da velocidade, equipamentos e parâmetros de um sistema LDA e processamento de sinais podem ser vistos nas referências<sup>59,60</sup>.

## 2.2. COMPENSAÇÃO DE MEDIDAS DE TERMOPARES

O termopar, como qualquer outro instrumento de medição de temperatura, não responde instantaneamente a uma mudança de temperatura do meio em que está submerso. Isso é devido a sua inércia térmica e, portanto, não indica a verdadeira temperatura do meio. Para se obter a verdadeira temperatura do meio é necessário fazer algum tipo de compensação dos efeitos da inércia térmica do termopar. Os principais tipos de compensação conhecidos são a compensação elétrica e a digital (ou numérica), as quais são descritas sucintamente a seguir.

### 2.2.1. COMPENSAÇÃO ELÉTRICA

A técnica de compensação elétrica do atraso de resposta do termopar foi primeiro desenvolvida por SHEPARD e WARSHAWSKY (1953)<sup>45</sup> com o objetivo de obter melhores resultados em motores à jato. Desde então foi usada por muitos pesquisadores no campo de combustão devido a sua conveniente aplicabilidade<sup>25-28,31,38,42,44-45</sup>.

Da curva de resposta em freqüência do termopar, mostrada pela linha tracejada na Figura 2.3, é visto que a resposta cai quando a freqüência é maior que  $1/(2\pi\tau)$  (a freqüência de corte do termopar). Para medir variações de temperaturas em freqüências mais altas que

a frequência de corte o sistema de compensação deve ter uma resposta que seja o inverso da resposta do termopar para que o resultado combinado seja plano sobre a faixa de frequência desejada.

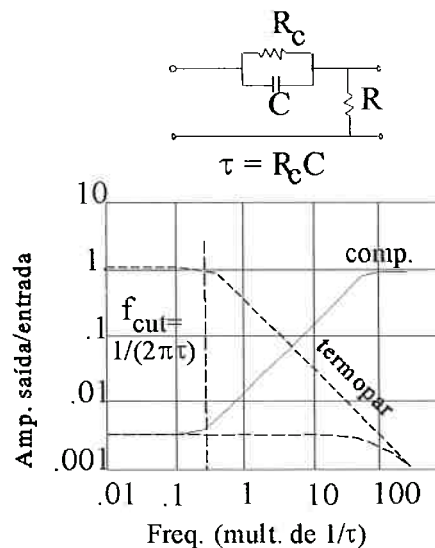


Figura 2.3 - Compensador R-C e sua característica de resposta

Se a resposta em frequência é estendida por um certo fator  $F$  (de modo que a frequência de corte da combinação termopar-compensador seja  $F/(2\pi\tau)$ ), o tempo requerido para completar 63 por cento de uma mudança em degrau na temperatura será reduzido por  $F$ , e a combinação termopar-compensador agirá como se tivesse uma constante de tempo efetiva de  $\tau/F$ . O compensador alcança essa melhora em resposta realizando as operações indicadas pela equação diferencial (Equação 2.10), ou seja, adiciona um sinal proporcional à taxa de variação da temperatura do termopar ao sinal proporcional à temperatura do termopar, para obter um sinal proporcional à temperatura do gás. A constante de proporcionalidade é obtida através de uma escolha apropriada das constantes do circuito.

A temperatura de um termopar  $T$  em um gás de temperatura  $T_g$ , desprezando os termos de condução, radiação e catalíticos na equação da energia, é dada por:

$$\tau \frac{dT}{dt} + T = T_g, \quad (2.10)$$

onde  $\tau$  é a constante de tempo do termopar. Basicamente, a temperatura é considerada aproximadamente linear a força eletromotriz  $E$  do termopar. Usando o circuito R-C acima, que realiza a operação  $(\tau dE/dt + E)$ , sobre a força eletromotriz, a f.e.m.  $E_g$  do termopar na temperatura do gás é então obtida.

No compensador R-C da Figura 2.3 a soma é obtida escolhendo R e C de modo que a corrente através de R seja aproximadamente proporcional à taxa de variação da temperatura do termopar, e escolhendo  $R_c$  para produzir uma corrente adicional através de R que seja proporcional à temperatura do termopar. A queda de tensão produzida pela soma das duas correntes através de R é então aproximadamente proporcional à temperatura do gás.

O critério para atingir a compensação apropriada é  $\tau = R_c C$ . Para estender a frequência de corte original por um fator  $F$  e, portanto, alcançar uma constante de tempo efetiva  $\tau/F$  é necessário que  $F = 1 + R_c/R$ . Este é o princípio básico da compensação elétrica utilizada por muitos pesquisadores.

Para medir o valor médio da constante de tempo alguns autores utilizam o procedimento a seguir. Uma corrente elétrica alternada passa através dos fios do termopar para aquecer a junção acima da temperatura do gás. O aumento da temperatura  $\Delta T$  e a corrente de aquecimento  $I$  são medidos. Com base na equação diferencial não homogênea para a dissipação de energia elétrica no fio do termopar, obtida de LENZ e GUNTHER (1980)<sup>26</sup>,

$$\dot{T} + \frac{1}{\tau}(T - T_g) = I^2 \frac{r_{el}}{A_c^2 c_p}, \quad (2.11)$$

é tomada a média temporal (na qual, naturalmente, o valor médio da derivada temporal de  $T$  é nulo), onde se chega à constante de tempo média:

$$\bar{\tau} = \frac{\overline{\Delta T} A_c^2 c \rho}{I^2 r_{el}}. \quad (2.12)$$

Nas equações acima  $I$  é a corrente de aquecimento,  $r_{el}$  é a resistência elétrica específica,  $A_c$  é a área da seção reta do fio do termopar,  $c$  é o calor específico,  $\rho$  é a densidade, e o valor médio de  $\Delta T$  é o aumento da temperatura da junção devido à corrente de aquecimento. O valor da constante  $A_c^2 c \rho / r_{el}$  é obtido do material da junção e com as medidas de  $\Delta T$  e  $I$  a constante de tempo é determinada.

Basicamente, a aparelhagem instrumental utilizada consiste de um pré-amplificador dos sinais dos termopares. Os sinais amplificados passam por um circuito de linearização f.e.m.-temperatura e depois pelo compensador R-C para amplificar os sinais de alta frequência. Os sinais de frequência muito alta são geralmente cortados usando filtros passa baixa. A seguir os sinais analógicos são convertidos em digitais em um conversor A/D e passados para o computador onde serão analisados.

Apesar de ter sido bastante utilizada, a técnica de compensação elétrica apresenta algumas dificuldades, as quais são descritas por KATSUKI et al.(1987)<sup>38</sup> a seguir.

- 1 - A constante de tempo de resposta varia com as flutuações na temperatura local e com a velocidade. Portanto, flutuações exatas não podem ser reproduzidas com um  $\tau$  constante.
- 2 - O coeficiente de transferência de calor na junção quente depende da temperatura do filme de gás envolvente. A temperatura média da junção quente é diferente da temperatura média do gás devido ao maior coeficiente de transferência de calor quando há flutuações de temperatura alta. Isto significa que a temperatura média real dos gases não pode ser obtida pela média da temperatura da junção quente.

3 - A máxima frequência possível de compensação é restrita devido às características do circuito de compensação e ao limite no diâmetro do fio do termopar.

4 - As temperaturas medidas devem ser corrigidas para as perdas de radiação e de calor condutivo. No entanto, os valores de correção variam em conexão com a temperatura e com o campo de escoamento, bem como com as geometrias dos sensores e de mecanismos de combustão.

5 - Reações catalíticas ocorrem sobre a superfície da junção quente em um escoamento quimicamente reativo de não equilíbrio.

### **2.2.2. COMPENSAÇÃO DIGITAL**

Embora a compensação digital (ou numérica) não supere completamente todas as limitações da compensação elétrica, assim como também apresenta as dificuldades citadas anteriormente, ela reduz o nível de ruído porque menos componentes eletrônicos são usados, permite uma estimativa da razão sinal/ruído da densidade espectral de potência (PSD) do sinal de temperatura amostrado, é mais flexível e geralmente mais exata, segundo SON et al.(1989)<sup>36</sup>. O processamento do sinal digital também simplifica o procedimento de aplicação de correções adicionais para os dados de temperatura tais como transferência de calor por radiação e por condução para as bordas. Uma outra vantagem é que várias constantes de tempo podem ser usadas para compensar o mesmo arquivo de dados sem novas amostragens. Além disso, o baixo custo e rapidez de computadores atuais e o uso de algoritmos, tais como a transformada rápida de Fourier (FFT), faz a compensação digital atrativa em termos de eficiência de tempo e de custo.

Basicamente, os equipamentos eletrônicos utilizados na compensação digital, além dos termopares, são os milivoltímetros para medidas da f.e.m. e conversores analógico-

digitais para transformar os dados para serem utilizados no computador. Atualmente, todo esse processo pode ser feito utilizando apenas uma placa de aquisição de dados instalada no computador, onde os dados são convertidos para temperaturas usando as relações f.e.m.-temperatura dos termopares comuns.

A compensação digital se baseia unicamente em resolver numericamente a equação diferencial do termopar (Equação 2.10). As derivadas temporais dos termopares na equação podem ser calculadas de várias maneiras, mas, geralmente, são calculadas usando o esquema de diferenças centradas<sup>1</sup> ou de curvas polinomiais ajustadas em determinados trechos do conjunto de dados<sup>24</sup>. A principal dificuldade se encontra na determinação da constante de tempo, a qual envolve o conhecimento da transferência de calor entre a junção e o escoamento. Geralmente é determinada com base nas relações de Nusselt para o escoamento sobre uma junção esférica ou cilíndrica. Para isto é necessário medidas da velocidade do escoamento principal. Mais adiante serão mostradas algumas técnicas experimentais para a determinação da constante de tempo (seção 2.3).

A técnica de compensação digital utilizada por SON et al.<sup>36</sup> é essencialmente uma deconvolução digital na qual é usado o algoritmo FFT. O sinal de temperatura medido é primeiramente transformado pela FFT para o domínio de frequência onde cada termo nas séries de Fourier é dividido pela função de transferência do termopar. A transformada rápida de Fourier inversa (IFFT) é então realizada para retornar com os dados compensados ao domínio de tempo. No domínio de frequência, as frequências mais altas são eliminadas com uma pré-estabelecida frequência de corte ou utilizando um filtro digital.

Basicamente, a transformada de Fourier da Equação 2.10 torna-se:

$$j\omega\tau T(j\omega) + T(j\omega) = T_g(j\omega), \quad (2.13)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular (rad/s) e  $j = \sqrt{-1}$ .  $T(j\omega)$  é a temperatura da junção do termopar em termos de frequência e  $T_g(j\omega)$  é a temperatura do gás também no domínio de frequência. Assim, a função de transferência,  $X(j\omega)$ , escrita na forma complexa e na notação em termos de fase, é:

$$X(j\omega) = \frac{T(j\omega)}{T_g(j\omega)} = \frac{1}{1 + j\omega\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \angle \tan^{-1}\omega\tau. \quad (2.14)$$

Na notação em termos de fase é dada a magnitude e o ângulo de defasagem, onde o símbolo  $\angle$  significa ângulo. Assim, a temperatura do gás é obtida de

$$T_g(j\omega) = \frac{T(j\omega)}{X(j\omega)}. \quad (2.15)$$

Para retornar a temperatura compensada acima ao domínio de tempo basta aplicar a IFFT. Esta operação de reverter o efeito da função de transferência é chamada de deconvolução.

Embora este método de compensação seja simples, alguns inconvenientes são encontrados pelo uso da transformada discreta de Fourier. A FFT difere da transformada integral de Fourier por que ela trata um conjunto de dados finitos como se fosse uma função periódica estendendo de  $t = -\infty$  até  $t = +\infty$ . Se  $T(t)$  não começa e termina com o mesmo valor, uma descontinuidade é introduzida quando a função é repetida, causando frequências mais altas que não podem ser adequadamente descritas pelo número de termos limitados nas séries. Por causa desta descontinuidade as derivadas, que fazem parte da compensação, irão divergir, pelo menos em alguns pontos. Este efeito é conhecido como efeito "ringing" no domínio de tempo e, no domínio de frequência, "leakage" ocorre o qual é evidenciado pelas componentes de frequências que se misturam com as frequências adjacentes. O fenômeno de Gibbs, o qual é o "overshooting" em uma descontinuidade, também está presente.

Para superar esses problemas uma das soluções é subtrair dos dados originais uma

função analítica (a função analítica mais simples é uma linha reta desenhada do primeiro ao último ponto do conjunto de dados) de modo que os dados comecem e terminem com o mesmo valor e que, além disso, tenham derivadas nulas nos extremos. O conjunto resultante dos dados e a função analítica são compensados separadamente, e a soma é a compensação dos dados originais.

### 2.3. DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE TEMPO

Segundo PARANTHOEN e LECORDIER (1996)<sup>54</sup>, os métodos para a determinação da constante de tempo são classificados de dois modos: 1) método de aquecimento interno, onde o sensor de temperatura é aquecido por efeito Joule de maneira estacionária ou não e 2) método de aquecimento externo, onde o sensor é aquecido por um procedimento externo.

O método de aquecimento interno é o mais antigo. Consiste em aquecer o sensor por uma corrente contínua ou alternada (de frequência bem superior à frequência característica da junção) à uma temperatura superior a do escoamento e registrar o decréscimo da temperatura do sensor quando a corrente é removida. A constante de tempo corresponde ao tempo necessário para a queda de temperatura entre o sensor e o escoamento atingir 63% da diferença de temperatura inicial. Este método não permite a determinação da constante de tempo enquanto o termopar está aquecendo. Este é um procedimento experimental que foi bastante usado<sup>25-28,36,38</sup>, e que ainda continua sendo utilizado, como se observa no trabalho de PARK e RO (1996)<sup>42</sup>.

No método de aquecimento externo é examinada a resposta do termopar às mudanças conhecidas da temperatura do ambiente em que ele está submerso. Este método claramente permite determinar a constante de tempo enquanto o termopar está sendo



aquecido ou quando está sendo esfriado pelo ambiente. Segundo MILES e GOULDIN (1993)<sup>29</sup>, a desvantagem desse método é o requisito de conhecimento exato do campo de temperatura externo.

Uma aplicação recente da obtenção de  $\tau$  é a utilização de um feixe laser para aquecer a junção do termopar. No trabalho de NEVEU et al.(1995)<sup>34</sup>, um laser (7W) incide sobre a junção do termopar posicionado em um escoamento de gás laminar aquecido a uma certa temperatura. A temperatura da junção aumenta acima da temperatura do gás. O feixe laser é bloqueado e a constante de tempo é determinada com base no sinal de decréscimo da temperatura da junção. Outras variações do método de aquecimento externo, e também do interno, podem ser vistas no trabalho de PARANTHOEN e LECORDIER (1996)<sup>54</sup>,

Outros métodos recentes para determinar a constante de tempo têm surgido. Um deles utiliza dois sensores, onde as constantes de tempo dos termopares podem ser deduzidas por comparação das respostas de dois termopares com constantes de tempo diferentes sujeitos às flutuações de temperatura externa idênticas. Segundo MILES e GOULDIN (1993)<sup>29</sup>, embora esse método possa ser visto como de aquecimento externo, é classificado separadamente uma vez que não requer o conhecimento exato do campo de temperatura do fluido externo. A obtenção da constante de tempo através das respostas de dois termopares podem ser vistas em alguns trabalhos<sup>24,39,57</sup>. No trabalho de FORNEY e FRALICK (1995)<sup>55,56</sup>, são usados até três termopares e a temperatura do gás é determinada sem necessidade do conhecimento das constantes de tempo individuais, mas das relações entre elas.

## 2.4. CONSIDERAÇÕES

Da revisão acima, a compensação das respostas de termopares é geralmente

realizada através da compensação elétrica ou através da compensação digital. Como citado anteriormente, a preferência atual é pela compensação digital, principalmente, por ser mais flexível ao ser toda processada nos computadores atuais e por consistir unicamente em resolver a equação diferencial do termopar. A principal dificuldade se encontra na determinação da constante de tempo, a qual envolve o conhecimento da transferência de calor entre a junção e o escoamento.

Os diferentes métodos empregados por vários autores se baseiam principalmente em obter um valor mais exato para a constante de tempo, ou obter uma maneira de fazer a compensação sem necessidade de conhecer a constante de tempo. Quando a constante de tempo é determinada, por algum dos métodos descritos anteriormente, ela é geralmente utilizada para compensar todo o arquivo de dados, ou seja, é considerada constante. Caso a constante de tempo seja considerada variando com o tempo ela deve ser determinada em cada ponto do conjunto de dados, mas, para isto é necessário medidas simultâneas de temperatura e de velocidade do escoamento. Então torna-se necessário utilizar duas técnicas de medição em um mesmo ponto do escoamento: o termopar para a temperatura e um anemômetro laser (LDA) ou um velocímetro laser (VLD) para a velocidade.

Nos últimos anos surgiram alguns métodos que procuram fazer a compensação independente do conhecimento prévio da constante de tempo. Estes casos estão nos trabalhos de FORNEY e FRALICK (1995)<sup>55,56</sup> onde, por comparação das equações de termopares, é eliminada a dependência da velocidade sobre a constante de tempo. Mas, mesmo no trabalho deles, a equação para a temperatura do gás obtida não é resolvida por ser instável, e medidas da velocidade foram requeridas para se chegar a melhores resultados.

As grandes vantagens do método proposto no capítulo 3 e deste trabalho são:

- 1) uma constante de tempo média é determinada com base nas correlações dos sinais de 2 termopares. Este procedimento, ao que parece, nunca foi realizado antes. O trabalho de

MOTEVALLI et al.(1992)<sup>35</sup> é o único que obtém a velocidade média do escoamento com base nessas correlações, mas este resultado não foi estendido para a determinação da constante de tempo;

2) o método de compensação é independente do conhecimento prévio da constante de tempo. Além disso, a equação do método é resolvida em cada ponto do conjunto de dados e, conseqüentemente, caso a constante de tempo seja requerida, ela pode ser determinada em cada um desses pontos, ou seja, em cada instante;

3) o método de compensação é independente do conhecimento da velocidade do escoamento. Portanto, não necessita de alguma outra técnica para obter a velocidade simultaneamente com a temperatura de termopares;

4) o método foi estendido para a obtenção da velocidade instantânea do escoamento somente com base nos sinais de termopares. Isto nunca foi realizado antes e, portanto, somente com as medidas de termopares, é possível obter a temperatura e a velocidade instantânea do escoamento. Esta é a maior vantagem da técnica proposta neste trabalho.

### 3. MÉTODO DE COMPENSAÇÃO DA TEMPERATURA

O método de compensação desenvolvido neste trabalho é um método digital, ou seja, utiliza os dados medidos pelos termopares e faz a compensação no computador. É um método que leva em consideração principalmente a transferência de calor por convecção entre o termopar e o escoamento, mas acrescenta as correções devidas aos efeitos de radiação, apesar dessas correções não influenciarem significativamente nas flutuações de temperatura. Não considera os efeitos de condução e catalíticos porque são de fato muito pequenos para a chama produzida. É um método que independe do conhecimento prévio da constante de tempo.

#### 3.1. TRANSFERÊNCIA DE CALOR ENTRE O GÁS E O TERMOPAR

As equações individuais para as transferências de calor por radiação, por condução e por convecção são geralmente aceitas separadamente quando os efeitos do meio são pequenos de modo que a presença de um não influencia os valores dos outros efeitos. Em muitos trabalhos envolvendo aplicações de termopares em combustão é admitido que os efeitos de radiação para a vizinhança, condução para as bordas e efeitos catalíticos (reações catalíticas em sondas não revestidas), são pequenos comparados com os efeitos de convecção. Se radiação ou condução para as bordas é significativa, é possível aplicar correções aproximadas após a realização da compensação para a inércia térmica.

Com as hipóteses acima mostra-se, pela conservação da energia aplicada à junção (sensor) do termopar, que

$$MC_p \frac{dT(t)}{dt} = hA(T_g(t) - T(t)), \quad (3.1)$$

onde  $T_g(t)$  e  $T(t)$  são as temperaturas do gás e da junção do termopar no instante de tempo

$t$ ,  $C_p$ ,  $M$  e  $A$  são o calor específico, a massa e a área superficial do termopar, respectivamente, e  $h$  é o coeficiente de transferência de calor. Reorganizando obtém-se:

$$\tau \frac{dT(t)}{dt} = T_g(t) - T(t), \quad (3.2)$$

sendo  $\tau$ , a constante de tempo, dada pela relação abaixo:

$$\tau = \frac{MC_p}{hA}. \quad (3.3)$$

A constante de tempo  $\tau$  é praticamente uma medida do tempo de resposta do sensor às mudanças do meio. Geralmente são utilizados alguns procedimentos para avaliar o tempo de resposta do sensor do termopar antes da utilização em medidas transientes de temperatura. Esses procedimentos consistem em uma série de testes onde o sensor é geralmente submetido a um banho de temperatura conhecida e observado a sua resposta quando a temperatura do banho é variada. Como será visto mais adiante, a constante de tempo será determinada através das relações entre os sinais de dois termopares.

### **Radiação térmica**

Agora, será considerada a contribuição da radiação, a qual pode ser dividida em calor transferido por radiação da chama para a vizinhança (ar ambiente) e para o termopar, e calor transferido da junção do termopar para o ar ambiente. Cálculos aproximados mostram que a transferência de calor radioativa da junção para o ambiente é bem superior ao calor transferido da chama para a junção do termopar. Além disso, o cálculo da radiação da chama para a junção é bastante complicado, pois envolve geometrias muito complexas

para calcular os fatores de forma da radiação. O problema envolve uma chama, de geometria complexa, e a pequena junção, aproximadamente esférica. Fazendo algumas simplificações, é possível calcular a ordem de grandeza da radiação da chama para a junção. O resultado é pequeno (cerca de 9%), comparado com a radiação da junção do termopar para o ambiente, devido às pequenas dimensões envolvidas e à baixa emissividade dos gases de combustão.

Além disso, cálculos preliminares mostraram que a contribuição da radiação influenciava pouco nas flutuações de temperatura medidas pelos termopares. Enquanto a flutuação de temperatura era de 30°C a variação da temperatura devida à radiação foi de apenas 2,65°C. Desse modo era possível acrescentar apenas um valor médio, devido à radiação, após a obtenção da temperatura do gás.

Embora esse procedimento de acrescentar a temperatura média de radiação após o processo de compensação dos sinais de termopares possa parecer um pouco grosseiro, é geralmente utilizado por alguns autores na área de combustão, como nos trabalhos de SON et al.(1989)<sup>36</sup> e de HOWARD et al.(1995)<sup>40</sup>.

Mas há uma outra maneira de acrescentar os termos de radiação sem necessidade de fazer certas hipóteses. A única hipótese a ser feita é a de desprezar a contribuição da radiação da chama para a junção que, como visto, é pequena em relação a radiação da junção para o ambiente. Esses termos entrarão nos coeficientes da equação da temperatura do gás, cuja dedução é mostrada detalhadamente no anexo A.

### **3.2. A CONSTANTE DE TEMPO**

A constante de tempo ou a taxa de resposta do sensor de temperatura obviamente depende das propriedades físicas do sensor e das propriedades físicas e dinâmicas do

ambiente. Essas propriedades dependem da temperatura e assim o tempo de resposta do sensor varia também com a mudança na temperatura. Além disso, o coeficiente de troca de calor depende fortemente do número de Reynolds; conseqüentemente a resposta do sensor varia também com a velocidade no ambiente de medição. Daí a grande dificuldade para se determinar a constante de tempo.

O sinal de voltagem medido pelo termopar deve ser primeiramente transformado em sinal de temperatura antes que a compensação seja realizada. Isto porque as equações acima estão escritas em termos de temperatura e a relação entre voltagem (f.e.m.) e temperatura para o termopar não é linear. Na compensação digital, a relação f.e.m.-temperatura é simplesmente avaliada em termos da curva polinomial dada para cada termopar. Na compensação eletrônica, a mesma operação é realizada usando um linearizador eletrônico antes da compensação. Por isto, segundo SON et al.(1989)<sup>36</sup>, o processamento digital é usualmente mais exato que o procedimento eletrônico.

Após o processo de transformação do sinal em temperatura a etapa seguinte consiste na compensação propriamente dita. O problema principal na compensação se encontra na determinação da constante de tempo  $\tau$ . Usualmente uma constante de tempo média é usada em compensação digital, como também é feito em compensação elétrica. Poucos estudos utilizam mais de uma constante de tempo média<sup>25,29</sup> ou uma constante de tempo instantânea envolvendo medidas simultâneas de temperatura e de velocidade<sup>24,29,37,42</sup>.

### **Números de Nusselt no escoamento sobre uma esfera**

Para ambientes corrosivos a junção do termopar é normalmente protegida para evitar contaminação dos gases. Mas para medidas em ambientes não corrosivos e sem fuligem, e onde se deseja uma resposta rápida, a junção do termopar pode ficar exposta, sem nenhum

revestimento. Para a pequena chama produzida nesse trabalho os gases gerados pela combustão são quase transparentes, são livres de sujeiras e praticamente não contém fuligem, e portanto, ideal para utilizar termopares com as junções expostas. As junções de termopares geralmente são admitidas tendo o formato cilíndrico, com seção igual ao diâmetro dos fios, ou esférico. Alguns fabricantes<sup>61</sup> se preocupam em formar junções mais próximas possíveis de um formato esférico para termopares de fios finos, os quais foram utilizados neste trabalho. Esta seção trata, portanto, sobre o escoamento turbulento e a transferência de calor em torno de uma esfera.

A constante de tempo do termopar é função do coeficiente de transferência de calor e portanto do número de Nusselt. Vários estudos foram realizados para quantificar a transferência de calor entre uma esfera e o escoamento turbulento em torno dela. Nos efeitos da camada limite associados com o escoamento sobre uma esfera, transição e separação são fenômenos importantes. Resultados experimentais para a variação do coeficiente de transferência de calor  $h$  com o ângulo  $\theta$  a partir do ponto de estagnação são mostrados por WELTY et al.(1969)<sup>47</sup>. O comportamento de  $h$  é semelhante à variação do número de Nusselt  $Nu_\theta$  para uma corrente de ar escoando sobre um cilindro.

Basicamente, o número de Nusselt atinge um ponto de mínimo no ponto de separação e, logo após, começa a aumentar com  $\theta$  devido à mistura associada com a formação de vórtices na esteira. No caso de um cilindro, para o número de Reynolds  $Re > 10^5$  surge um outro ponto de mínimo em um ângulo maior, mas que não chega a surgir no caso de uma esfera. Este outro ponto é devido à transição da camada limite para a turbulência.

Numerosas correlações de transferência de calor entre a esfera e o escoamento foram propostas e uma expressão muito recomendada é dada por WHITAKER (1972)<sup>48</sup> na forma:



$$Nu_D = 2 + (0,4Re_D^{1/2} + 0,06Re_D^{2/3})Pr^{0,4} \left( \frac{\mu_f}{\mu_s} \right)^{1/4} \quad (3.4)$$

válida nos respectivos intervalos de números de Prandtl, Reynolds e da relação entre as viscosidades:  $0,71 < Pr < 380$ ;  $3,5 < Re_D < 7,6 \times 10^4$ ;  $1,0 < (\mu_f/\mu_s) < 3,2$ . Os subscritos  $f$  e  $s$  correspondem respectivamente ao fluido e à superfície da esfera.

De acordo com INCROPERA e de WITT (1990)<sup>49</sup> a correlação acima possui uma aproximação de  $\pm 30\%$ , no intervalo mencionado de cada parâmetro. Todas as propriedades exceto  $\mu_s$  são avaliadas na temperatura  $T_f$ . Conforme ÖZIŞIK (1990)<sup>50</sup>, a Equação 3.4 para a esfera, e a expressão de  $Nu_D$  para um cilindro, tem a mesma dependência funcional com o número de Reynolds, exceto quanto à constante 2 na equação acima. À medida que  $Re$  tende a zero (isto é, o escoamento se anula), a Equação 3.4 admite um valor limite,  $Nu = 2$ , que representa a condução de calor estacionária de uma esfera, a uma temperatura uniforme, para o meio infinito que a rodeia. Segundo DANDY e DWYER (1990)<sup>51</sup>, a dependência de duas potências diferentes para  $Re$  na equação acima tem a intenção de levar em conta diferenças em magnitude na transferência de calor entre a região da camada limite e a região próxima da esteira.

Várias outras relações de Nusselt para o escoamento turbulento sobre esferas são encontradas em DANDY e DWYER (1990)<sup>51</sup> e em livros especializados em transferência de calor como HOLMAN (1983)<sup>53</sup> e INCROPERA e de WITT (1990)<sup>49</sup>. Muitas dessas relações apresentam uma forma aproximadamente comum com a relação de RANZ e MARSHALL apud DANDY e DWYER (1990)<sup>51</sup>, mostrada a seguir, embora esta tenha sido obtida para o caso de gotas líquidas esféricas em queda livre,

$$Nu_D = 2 + 0,6Re_D^{1/2}Pr^{1/3}, \quad (3.5)$$

válida no intervalo de  $1 < Re < 70000$ . Muitas das relações de Nusselt foram comparadas por DANDY e DWYER (1990)<sup>51</sup> e as curvas de  $Nu$  em função de  $Re$ , com  $Pr = 1$ , tornam-se muito próximas para  $Re < 100$ .

Para a grande maioria dos gases de combustão o número de Prandtl pode ser admitido como aproximadamente constante e igual a 0,7. Com isto, uma forma bem razoável para  $Nu_D$  em um escoamento sobre uma esfera de diâmetro  $D$  foi admitida:

$$Nu_D = 2,0 + c_1 Re_D^m, \quad (3.6)$$

onde  $c_1$  e  $m$  são constantes;  $c_1$  é uma constante envolvendo o número de Prandtl. As constantes admitidas neste trabalho, após comparação com várias outras relações, foram  $c_1 \approx 0,4$  e  $m \approx 0,5$ .

O coeficiente de transferência de calor é dado por  $h = Nu_D k/D$ , sendo  $k$  a condutividade térmica do gás. O número de Reynolds é dado por  $Re_D = \rho v D / \mu$ , onde  $\rho$  e  $\mu$  são a densidade e a viscosidade do gás, respectivamente, e  $v$  a velocidade. Considerando as propriedades do gás ( $\rho$ ,  $k$  e  $\mu$ ) e do material do termopar ( $\rho_T$  e  $C_p$ ;  $\rho_T$  = densidade do material da junção) constantes, o inverso da Equação 3.3 para a constante de tempo fica na seguinte forma:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{c_2}{D^2} + \frac{c_3 v^m}{D^{2-m}}, \quad (3.7)$$

onde  $c_2 = 12k/\rho_T C_p$  e  $c_3 = (6kc_1/\rho_T C_p)(\rho/\mu)^m$ . Admitindo pequenas variações de  $k$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $\rho_T$  e  $C_p$  com a temperatura,  $c_2$  e  $c_3$  podem ser consideradas como constantes. A Equação 3.2, com  $\tau$  dado pela Equação 3.7, torna-se

$$\frac{\dot{T}}{T_g - T} = \frac{c_2}{D^2} + \frac{c_3 v^m}{D^{2-m}}, \quad (3.8)$$

onde o ponto sobre  $T$  indica derivada em relação ao tempo.

Na Figura 3.1, é mostrado o efeito de alguns parâmetros sobre a constante de tempo. A constante de tempo sofre uma grande influência dos diâmetros, devida aos termos quadráticos da Equação 3.7, enquanto que a velocidade do escoamento pouco influencia o valor da constante de tempo, principalmente, em velocidades mais elevadas e quando os diâmetros são pequenos.

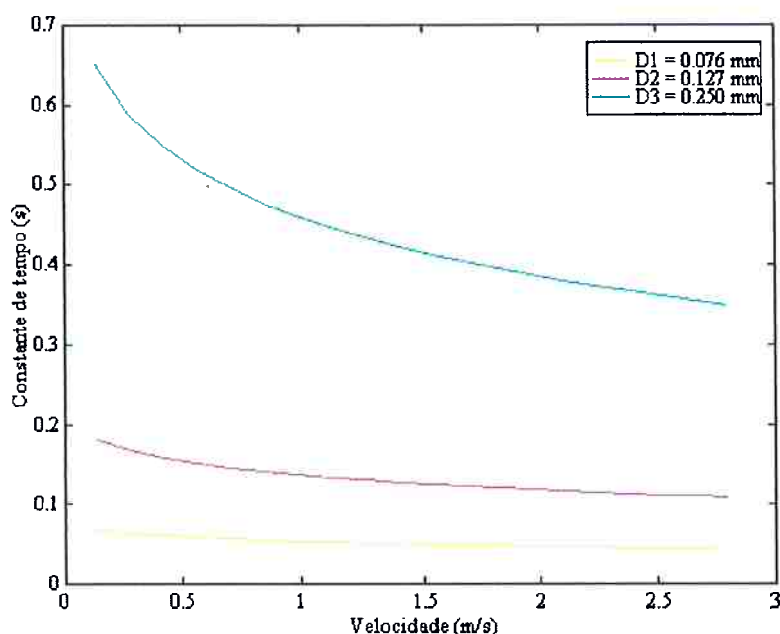


Figura 3.1 - Variação de  $\tau$  com o diâmetro e com a velocidade

### 3.3. O MÉTODO DE COMPENSAÇÃO

Aplicando a Equação 3.8 para dois termopares, com junções diferentes e de pequenos diâmetros, separados por uma pequena distância ao longo do escoamento, pode-se admitir que, devido a distância entre os termopares, o fluido leva um determinado tempo para ir do primeiro ao segundo termopar à jusante. Considerando que o fluido se

propaga convectivamente com a velocidade média do escoamento entre os dois termopares, essa velocidade média é simplesmente determinada dividindo a pequena distância pelo tempo gasto pelo fluido para ir de um termopar ao outro.

Com os termopares separados por uma distância pequena a diferença de fase entre os sinais dos termopares também será pequena e, além disso, pode-se admitir que a velocidade na posição do primeiro termopar é aproximadamente igual a velocidade no segundo termopar ( $v_1 \approx v_2$ ), e também a temperatura ( $T_{g1} \approx T_{g2}$ ). Combinando então as duas equações chega-se à seguinte equação algébrica simples para a temperatura do gás:

$$AT_g^2 + BT_g + C = 0, \quad (3.9)$$

sendo os coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$  dados por

$$A = \frac{c_2}{D_2^2} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} - \frac{c_2}{D_1^2},$$

$$B = \dot{T}_1 - \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 - A(T_1 + T_2),$$

$$C = \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 T_1 - \dot{T}_1 T_2 + AT_1 T_2.$$

A temperatura do gás é simplesmente obtida resolvendo a Equação 3.9. Nota-se, naturalmente, nos coeficientes acima a independência da velocidade e da constante  $c_3$ .

O uso de dois termopares foi a primeira tentativa para se resolver o problema proposto, porém surgiram algumas dificuldades. A principal foi devido ao mal condicionamento da Equação 3.9, ou seja, qualquer erro mínimo no cálculo dos coeficientes

$A$ ,  $B$  e  $C$  implicava num grande erro na solução  $T_g$ . Os coeficientes da Equação 3.9 envolvem derivadas das temperaturas dos termopares 1 e 2. O esquema utilizado para as derivadas  $\dot{T}_1$  e  $\dot{T}_2$  foi o esquema de diferença central, um dos que ocasiona menos erros. No entanto, mesmo pequenos erros nas derivadas, e conseqüentemente nos coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$ , provoca grandes desvios na solução  $T_g$ . Além disso a diferença de fase originada pela distância entre os termopares, a qual não foi considerada nas hipóteses anteriores, contribuiu muito para o surgimento de grandes erros na solução. Porém, se a diferença de fase fosse considerada, analiticamente, uma equação bem mais complexa seria obtida no lugar da Equação 3.9. Uma solução seria diminuir a distância entre os dois termopares mas isto pode não ser muito conveniente.

Alguns autores<sup>24,28,39</sup> utilizam dois termopares bem próximos para as medidas e com uma constante de tempo média. No entanto nesse procedimento deve-se verificar até que ponto uma medida feita por um termopar não influencia na medida feita pelo outro quando os dois estão muito próximos. Por outro lado se os termopares forem colocados muito distantes um do outro surgirá uma grande diferença de fase e conseqüentemente grandes erros ocorrerão na solução final.

O procedimento então adotado consistiu na utilização de três termopares, descrito como segue:

- Primeiramente dois termopares foram usados como anteriormente, mas o segundo termopar possuía um diâmetro igual ao do primeiro. As medidas então realizadas, em um certo intervalo de tempo, tinham como objetivo apenas calcular as constantes  $a$  e  $b$  da Equação 3.10, mostrada abaixo.
- A seguir o primeiro termopar (à montante do segundo) foi retirado e então substituído por um terceiro com um diâmetro diferente e novas medidas de temperatura foram realizadas (em um mesmo intervalo de tempo do item anterior).

- Com as constantes  $a$  e  $b$  determinadas, e com as novas medidas do segundo termopar, a temperatura do primeiro foi obtida como função da temperatura do segundo usando a Equação 3.10.
- A análise foi feita baseada nos dados do primeiro e terceiro termopares usando a Equação 3.9 (com o índice 2 nos coeficientes substituído por 3). Com isto eliminou-se a diferença de fase que havia anteriormente, uma vez que o primeiro e terceiro termopares ocuparam a mesma posição no escoamento.
- As derivadas das temperaturas dos termopares foram obtidas através do esquema de diferença central e assim os coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$  foram calculados e a temperatura do gás obtida.

Para obtenção da temperatura do primeiro termopar como função da temperatura do segundo foi admitida a seguinte hipótese. Como os termopares 1 e 2 estão relativamente próximos é possível admitir um comportamento linear da mudança de temperatura entre os dois termopares. Desse modo, uma relação para a temperatura do primeiro termopar como função da do segundo foi considerada na seguinte forma:

$$T_1' = aT_2' + b\dot{T}_2' \quad (3.10)$$

escrita em termos das flutuações de temperatura dos dois termopares, onde as constantes  $a$  e  $b$  foram determinadas no intervalo de tempo considerado. Utilizando a técnica de mínimos quadrados chega-se às seguintes equações:

$$a\sum_i T_{2i}'^2 + b\sum_i T_{2i}'\dot{T}_{2i}' = \sum_i T_{1i}'T_{2i}' \quad (3.11a)$$

$$a\sum_i T_{2i}'\dot{T}_{2i}' + b\sum_i \dot{T}_{2i}'^2 = \sum_i T_{1i}'\dot{T}_{2i}' \quad (3.11b)$$

e deste modo as constantes  $a$  e  $b$  são determinadas. As flutuações  $T_1$  e  $T_2$  nas equações acima são referentes às primeiras medidas. Para obter a temperatura do primeiro termopar deve-se somar a temperatura média, a qual é praticamente a mesma temperatura média do segundo termopar.

## 4. DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE

### 4.1. CORRELAÇÕES DE SINAIS

Além de sua utilização comum em medidas de temperatura o termopar também pode ser utilizado para a determinação da velocidade como é feito no trabalho de MOTEVALLI et al.(1992)<sup>35</sup>. No trabalho deles uma técnica é descrita, a qual se baseia na utilização de dois termopares para medidas de temperatura e velocidade média em escoamentos turbulentos de baixa velocidade. Nessa técnica, referida como CCV ("Cross-Correlation Velocimetry"), os registros de temperatura dos dois termopares são correlacionados para determinar a velocidade média do escoamento. A técnica CCV se baseia no conceito de "vórtice congelado" no qual as estruturas vorticiais retêm suas formas e características em um curto período de espaço e de tempo em escoamentos de baixa turbulência.

Outras utilizações de sondas para obtenção da velocidade estão nos trabalhos de COX (1977)<sup>58</sup>, onde é proposta uma técnica de correlação cruzada para medidas dos perfis de temperatura e velocidade média simultâneas usando uma única sonda.

O grau de correlação entre dois sinais defasados em um intervalo de tempo  $t'$  é determinado pela função de correlação,  $R_{X_1X_2}$ , definido a seguir<sup>35</sup>:

$$R_{X_1X_2} = \lim_{t_s \rightarrow \infty} \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} X_1(t)X_2(t+t')dt \quad (4.1)$$

onde  $X_1$  e  $X_2$  são as componentes de flutuação dos dados (isto é,  $X = x - \bar{x}$ , o valor médio subtraído do sinal original) e  $t_s$  é o tempo de amostragem. Como os dados são coletados em um tempo finito, a função de correlação é normalizada para eliminar o efeito de variações



de amplitudes dos registros de temperatura. Segundo MOTEVALLI et al.(1992)<sup>35</sup>, Estas variações são devidas à difusão de energia que ocorre enquanto os vórtices viajam de um sensor ao outro. A função de correlação normalizada é chamada de coeficiente de correlação,  $\rho_{X_1X_2}$ , e pode ser escrita na seguinte forma numérica:

$$\rho_{X_1X_2} = \frac{R_{X_1X_2}}{\left[ \frac{1}{N-m} \sum_{n=1}^{N-m} X_1^2(n) \right]^{1/2} \left[ \frac{1}{N-m} \sum_{n=m}^N X_2^2(n) \right]^{1/2}} \quad (4.2)$$

onde

$$R_{X_1X_2}(m) = \frac{1}{N-m} \sum_{n=1}^{N-m} X_1(n)X_2(n+m) \quad (4.3)$$

e  $N$  é o número total de pontos de dados. O número inteiro  $m$  corresponde ao número de pontos em que um registro é defasado em relação ao outro, ou seja,  $m$  está relacionado à diferença de fase entre as duas curvas de temperatura. O coeficiente de correlação varia entre 0 e 1, correspondendo a 0 e 100 por cento de correlação, respectivamente. O valor de  $m$  a priori não é conhecido, mas fazendo  $m$  variar de um certo valor negativo até o oposto positivo, obtém-se um máximo coeficiente de correlação.

Multiplicando o valor de  $m$  pela taxa de amostragem de coleta dos dados (intervalo de tempo entre dois pontos) obtém-se o tempo de defasagem entre as duas curvas. Pode-se dizer que este é o tempo médio que um vórtice leva para ir de um termopar ao outro à jusante no escoamento. Dividindo a distância entre os dois termopares por esse tempo médio tem-se a velocidade média aproximada do escoamento.

Nesse procedimento, os termopares não devem ficar muito próximos um do outro pois a máxima correlação pode coincidir para  $m = 0$ , dependendo da velocidade do escoamento e da taxa de amostragem, implicando em uma velocidade média infinita. Por

outro lado, se os termopares estiverem muito afastados entre si, o coeficiente de correlação pode ser muito baixo e a técnica pode fornecer resultados irreais. No trabalho de MOTEVALLI et al.(1992)<sup>35</sup> a distância mínima foi colocada em 20 mm e a máxima em 50 mm. Com distâncias maiores que 50 mm, o coeficiente de correlação diminui bastante e as estruturas vorticais não podem ser mais consideradas como “congeladas” causando, conseqüentemente, erros na velocidade média. A quantidade total de dados também é um fator importante e deve conter um número suficiente de flutuações.

#### 4.1.1. MÉTODO DA ÁREA ENTRE CURVAS

Este é um novo método para determinar a defasagem entre duas curvas correlacionadas. Resumidamente, consiste em determinar a área entre as duas curvas e distribuir esta área entre os pontos máximos e mínimos das curvas. A área distribuída é considerada retangular com altura igual a distância entre o ponto de máximo e mínimo e largura igual a defasagem média entre as duas curvas.

Considerando então o seguinte gráfico simplificado, de temperatura em função do tempo, a área entre as duas curvas é simplesmente a integral,

$$A_{12} = \int_0^t (T_2 - T_1) dt \quad (4.4)$$

ou,

$$A_{12} = \sum (T_2 - T_1) \Delta t \quad (4.5)$$

para tempos discretos.

Da figura abaixo, a curva  $T_2 = -24t + 104$  e a curva  $T_1 = -24t + 100$ . A área, portanto, entre as duas curvas é dada por:

$$A_{12} = \int_0^1 (T_2 - T_1) dt = \int_0^1 (104 - 100) dt = 4^\circ Cs \quad (4.6)$$

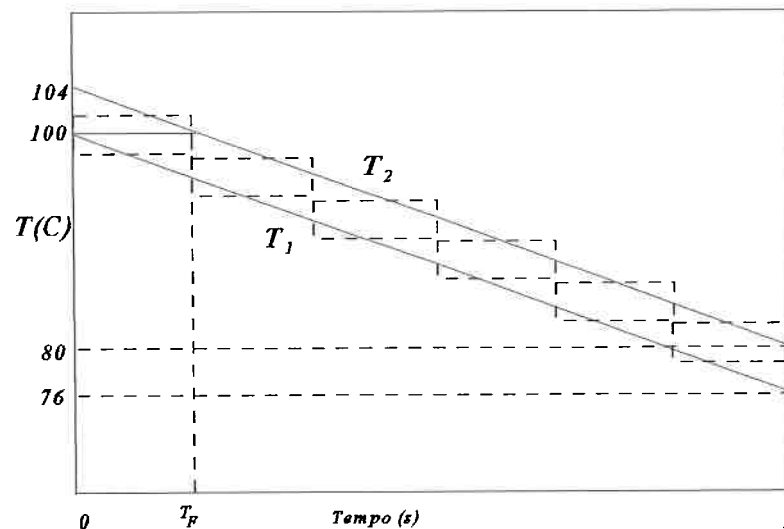


Figura 4.1 - Área entre as curvas  $T_1$  e  $T_2$

Esta área pode ser considerada como a área retangular entre o ponto médio máximo ( $T_{max} = 102^\circ C$ ) e o ponto médio mínimo ( $T_{min} = 78^\circ C$ ) entre as duas curvas, cuja largura é o tempo de defasagem  $T_F$ . O tempo de defasagem é a distância horizontal entre as duas curvas e significa que a mesma temperatura captada pelo primeiro sensor será detectada pelo segundo sensor à jusante após esse tempo  $T_F$ , que é calculado por:

$$100 = -24T_F + 104 \quad \Rightarrow \quad T_F = 1/6s \quad (4.7)$$

e a área retangular é dada portanto por:

$$A_{ret} = (102 - 78) \times 1/6 = 4^\circ Cs \quad (4.8)$$

que é exatamente igual a área  $A_{12}$ , como previsto. Portanto, o tempo de defasagem médio entre duas curvas pode ser obtido calculando a área entre as duas curvas e dividindo o

resultado pela diferença entre o valor máximo e mínimo entre as duas curvas.

Se as curvas  $T_2$  e  $T_1$  continuassem com uma inclinação oposta (de sinal contrário) e alcançassem os mesmos valores máximos iniciais após um segundo, a área total dobraria de valor e a defasagem seria a mesma mas negativa, pois a curva  $T_2$  não estaria mais a frente de  $T_1$ . Além disso, se a curva 2 permanecesse sempre a frente da curva 1, chegaria em um ponto onde as duas curvas se cruzariam e a área a partir de então mudaria de sinal, pois a curva 2 ficaria abaixo da curva 1, podendo, portanto, chegar a anular a área total mais à frente.

Portanto, para aplicação desse procedimento para obter a defasagem média entre duas curvas reais, deve ser levado em conta alguns fatores como os citados acima. O recomendável é dividir todo o conjunto de dados em trechos, onde os pontos de divisão entre esses trechos sejam os pontos onde ocorrem uma mudança nos sinais das derivadas ou onde ocorre um cruzamento entre as duas curvas. E então obter a defasagem média em cada um desses trechos.

Porém, este procedimento pode ser melhor utilizado em trechos cada vez menores, até mesmo para um intervalo de tempo correspondente a uma taxa de amostragem  $\Delta t$  de um conjunto de dados discretos. Considere um conjunto de dados de temperaturas  $T_1$  e  $T_2$  amostrados a uma taxa  $\Delta t$ . A área integral entre um ponto  $i$  e o ponto seguinte  $i+1$  do conjunto de dados seria:

$$A_i = (T_{2i} - T_{1i} + T_{2i+1} - T_{1i+1})\Delta t \quad (4.9)$$

Considerando ainda a Figura 4.1, e admitindo que a taxa de amostragem seja igual ao tempo de defasagem  $T_p$ , esta área corresponde à uma área inclinada da figura e deve coincidir com a área do retângulo correspondente que é igual a:

$$A_r = \left( \frac{T_{2i} + T_{1i}}{2} - \frac{T_{2i+1} + T_{1i+1}}{2} \right) T_F \quad (4.10)$$

Igualando, portanto, estas duas áreas se obtém o tempo de defasagem  $T_F$  em cada instante  $t_i$  do conjunto de dados.

Para dados reais, nos quais a distância entre as curvas seja visível,  $T_F$  é geralmente maior que a taxa de amostragem  $\Delta t$ . Além do mais, em trechos das curvas não muito inclinados, a expressão entre parênteses da área  $A_i$  será maior, em valor absoluto, do que a expressão entre parênteses da área  $A_r$ , ocasionando um maior valor para  $T_F$  em relação a taxa de amostragem.

Com os valores de  $T_F$  calculados em cada instante de tempo do conjunto de dados, é possível obter a velocidade correspondente a partir das medidas de dois termopares iguais separados por uma pequena distância  $\Delta x$  em um escoamento. A velocidade do escoamento entre os dois termopares seria, simplesmente,

$$v = \frac{\Delta x}{T_F} \quad (4.11)$$

Este método ainda necessita de estudos pois em vários pontos do conjunto de dados as temperaturas de dois termopares iguais podem coincidir implicando em uma área  $A_i$  nula e, conseqüentemente, em um  $T_F$  nulo e velocidade infinita. Mesmo quando as temperaturas dos dois termopares sejam próximas os valores de velocidades podem ser muito grandes em valor absoluto. Um tratamento especial deve ser feito nestes pontos.

## 4.2. COMPARAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE 2 TERMOPARES

Do mesmo modo feito para a temperatura do gás, no método de compensação, a equação algébrica de segundo grau para a velocidade é obtida comparando as Equações 3.8 para dois termopares de diâmetros diferentes e igualando as temperaturas do gás ( $T_{g1} \approx T_{g3}$ ):

$$\alpha u^2 + \beta u + \gamma = 0, \quad (4.12)$$

sendo os coeficientes  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  dados por

$$\alpha = (T_1 - T_3) \frac{c_3^2}{(D_1 D_3)^{2-m}},$$

$$\beta = (T_1 - T_3) \left( \frac{c_2 c_3}{D_1^2 D_3^{2-m}} + \frac{c_2 c_3}{D_1^{2-m} D_3^2} \right) + \frac{\dot{T}_1 c_3}{D_3^{2-m}} - \frac{\dot{T}_3 c_3}{D_1^{2-m}},$$

$$\gamma = (T_1 - T_3) \left( \frac{c_2}{D_1 D_3} \right)^2 + \frac{\dot{T}_1 c_2}{D_3^2} - \frac{\dot{T}_3 c_2}{D_1^2}.$$

A velocidade do gás é então obtida resolvendo a Equação 4.12 e calculando  $v = u^{1/m}$ . A velocidade neste caso é independente do conhecimento da temperatura do gás; os coeficientes são funções apenas das constantes e das medidas dos termopares. A Equação 4.12 apresenta sérios problemas de condicionamento e necessita de procedimentos especiais para obter uma solução realista.

### 4.3. EQUAÇÃO DIFERENCIAL DO TERMOPAR

A partir da temperatura do gás calculada pelo método de compensação a velocidade pode ser simplesmente obtida resolvendo a equação original para cada termopar, ou seja,

$$\tau \frac{dT(t)}{dt} = T_g(t) - T(t), \quad (4.13)$$

sendo  $\tau$ , a constante de tempo, dada pela relação abaixo:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{c_2}{D^2} + \frac{c_3 v^m}{D^{2-m}}. \quad (4.14)$$

Isolando a velocidade  $v$  da relação acima e levando na Equação 4.13 obtém-se:

$$\frac{\dot{T}}{T_g - T} = \frac{c_2}{D^2} + \frac{c_3 v^m}{D^{2-m}} \quad (4.15)$$

que, para o primeiro termopar, fica:

$$v_1 = \left[ \frac{\dot{T}_1 D_1^{2-m} c_3^{-1}}{T_g - T_1} - \frac{c_2 c_3^{-1}}{D_1^m} \right]^{1/m} \quad (4.16)$$

sendo  $m = 0,5$  (potência do número de Reynolds); isto significa que a expressão entre colchetes acima fica elevada ao quadrado. E, para o termopar 3, a velocidade é dada por:

$$v_3 = \left[ \frac{\dot{T}_3 D_3^{2-m} c_3^{-1}}{T_g - T_3} - \frac{c_2 c_3^{-1}}{D_3^m} \right]^{1/m}. \quad (4.17)$$

#### 4.4. EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE

A equação da continuidade pode ser usada para o cálculo da velocidade em função do tempo se for considerada a densidade variando com a temperatura e, conseqüentemente, com o tempo, ou seja,  $\rho = \rho(T(t))$ . Essa função de densidade pode ser obtida diretamente dos dados de temperatura e da lei dos gases ideais, onde a pressão pode ser considerada praticamente constante e, portanto,  $\rho = P/RT$ , sendo  $P$  a pressão e  $R$  a constante do gás. A densidade pode ser obtida também por meio de tabelas de  $\rho$  em função de  $T$  para vários gases.

A equação da continuidade é dada por:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (4.18)$$

para o caso unidimensional, onde  $u$  é a velocidade na direção do escoamento. Na forma numérica a equação acima fica:

$$\frac{\Delta(\rho u)}{\Delta x} = \frac{\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1}{\Delta x} = - \frac{\Delta \rho}{\Delta t} \quad (4.19)$$

onde os subscritos 1 e 2 se referem às posições dos termopares 1 e 2, separados por uma distância  $\Delta x$ . A derivada temporal da densidade pode ser calculada no ponto médio entre os dois termopares fazendo a média aritmética das derivadas entre as posições 1 e 2.

Agora, considerando a seguinte hipótese de que, para dois termopares iguais separados por uma pequena distância no escoamento, a velocidade na posição 1 é praticamente igual à velocidade na posição 2, e também igual a velocidade no meio entre os dois pontos, então a velocidade pode ser diretamente obtida fazendo  $u_2 \approx u_1 \approx u$ :



$$u = -\frac{\Delta\rho}{\Delta t} \frac{\Delta x}{\rho_2 - \rho_1} \quad (4.20)$$

e

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta t} = \frac{\dot{\rho}_2 + \dot{\rho}_1}{2} \quad (4.21)$$

onde o ponto sobre  $\rho$  indica derivada temporal calculada pelo esquema de diferenças centradas. A velocidade  $u$  é calculada no meio entre os dois termopares.

De outra maneira, integrando a equação da continuidade no pequeno espaço entre dois termopares, chega-se a:

$$\int_1^2 \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx = - \int_1^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} dx \quad (4.22)$$

$$\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1 = - \frac{\partial}{\partial t} \int_1^2 \rho dx \quad (4.23)$$

Admitindo que a densidade e sua derivada temporal varia muito pouco no espaço entre os dois termopares, o que realmente acontece, o último termo da equação acima pode ser desprezado e, portanto, chega-se a equação da continuidade para escoamento em regime permanente:

$$\rho u = cte. = \rho_2 u_2 = \rho_1 u_1 = \rho_M u_M \quad (4.24)$$

A velocidade média  $u_M$  é obtida das correlações e a densidade média é diretamente obtida dos valores de densidades calculados pela lei dos gases ideais. Dessa maneira, a

velocidade na posição do termopar 1 pode ser determinada com

$$u_1 = \frac{\rho_M \mu_M}{\rho_1} \quad (4.25)$$

onde a densidade  $\rho_1$  é calculada com base na temperatura do gás do método de compensação. Como a temperatura do gás ( $T_g$ ) do método é comparada com a temperatura ( $T_{gt}$ ) baseada na constante de tempo média do termopar 1 (veja Figuras 7.24 e 7.29), uma boa combinação entre a velocidade  $u_1$  calculada com  $\rho_1$  em função de  $T_g$  e a velocidade calculada com  $\rho_1$  em função de  $T_{gt}$ , serve para confirmar os resultados da temperatura do gás.

## 5. ARRANJO EXPERIMENTAL

Os principais constituintes do sistema de medidas são mostrados na Figura 5.1, o qual é basicamente constituído de um queimador que produz uma chama turbulenta, um sistema de aquisição de dados de temperatura dos termopares, e um computador para análise e tratamento dos dados.

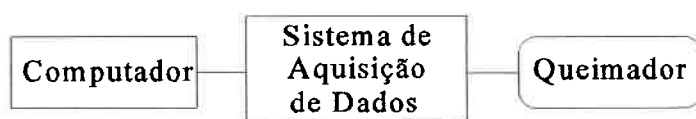


Figura 5.1. Sistema básico de medidas

Uma chama turbulenta pré-misturada de GLP-ar é produzida pelo queimador. As flutuações de temperatura dos gases de combustão produzidos pela chama são detectadas pelos termopares. Os sinais de tensão obtidos pelos termopares são convertidos e transformados em sinais de temperatura no sistema (placa) de aquisição de dados. Os sinais de temperatura então armazenados no computador são analisados e a compensação é finalmente realizada de acordo com o método anteriormente descrito.

Na Figura 5.2 os componentes de 1 a 6 formam o sistema do queimador e os números de 7 a 11, juntamente com a placa de aquisição de dados instalada no microcomputador (11), constituem o sistema de aquisição de dados.

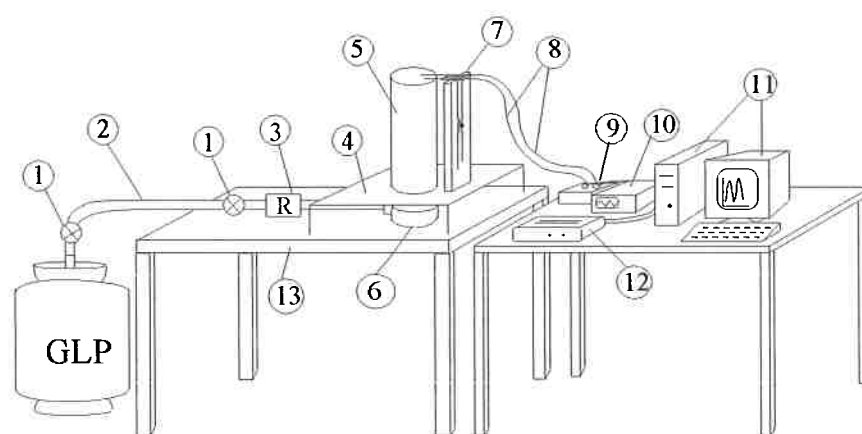


Figura 5.2. Sistema de medidas. 1-válvulas, 2-mangueira, 3-rotâmetro, 4-suporte p/tubo externo do queimador, 5-tubo externo, 6-cuba, 7-suporte p/termopares, 8-termopares, 9-banho de gelo, 10-osciloscópio, 11-computador, 12-impressora, 13-bancada.

## 5.1. QUEIMADOR

O queimador completo consiste de um tanque de combustível GLP, um sistema de alimentação da chama constituído por mangueiras, válvulas e um medidor de vazão (rotâmetro), uma cuba por onde o gás penetra antes do ponto de ignição e o bocal do queimador onde a chama é produzida. Isto pode ser visto nas Figuras 5.2 e 5.3.

A cuba e o bocal do queimador, foram projetados e construídos de acordo com a Figura 5.3. A cuba por onde passa o combustível, vindo através do sistema de alimentação da chama, constitui a base do queimador. Nessa cuba, uma borracha rígida, mostrada na Figura 5.3, permite a vedação necessária e serve de suporte para uma agulha farmacêutica. O gás sob pressão, proveniente do tanque de combustível, é controlado por uma válvula na saída do tanque e por uma válvula de controle de vazão próximo à entrada do rotâmetro. O gás penetra no interior da cuba e sai através da agulha sendo introduzido no interior do tubo interno do queimador (bocal), onde é feita a ignição (Figuras 5.2 e 5.3).

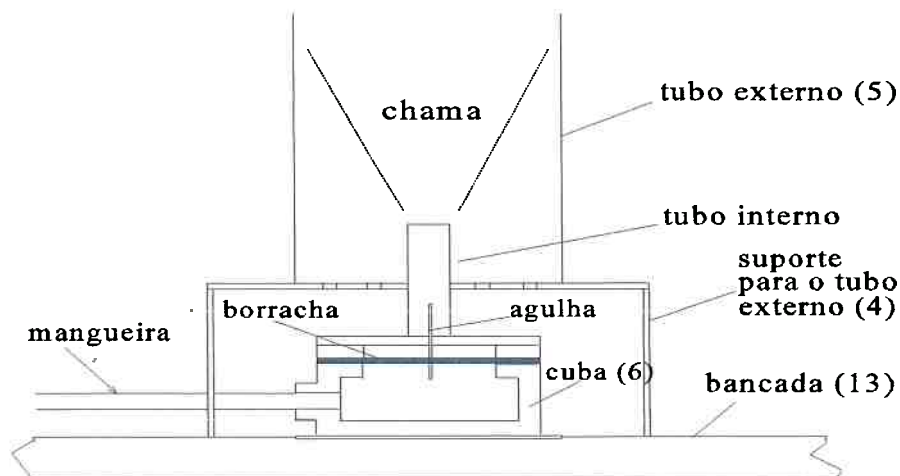


Figura 5.3 - Projeto do queimador

O bocal do queimador (tubo interno) é formado por um tubo de aço inoxidável de diâmetro interno igual a 12,7mm e comprimento de 59 mm. A chama turbulenta que sai do tubo interno, e também os gases da combustão, ficam envolvidos pelo tubo externo, de diâmetro e comprimento iguais a 102mm e 635mm, respectivamente, evitando assim a influência de vento lateral. A chama turbulenta produzida nesse queimador possuía flutuações de baixa frequência, como esperado. O tubo externo é apoiado sobre uma pequena bancada perfurada para permitir a entrada de ar inferior (Figura 5.3).

## 5.2. SISTEMA DE POSICIONAMENTO DOS TERMOPARES

Os suportes para os termopares são constituídos por posicionadores do tipo mostrado na Figura 5.4 e interligados do modo mostrado na Figura 5.5. Para evitar vibrações excessivas os fios dos termopares passam por dois pequenos furos de um cilindro cerâmico (miçanga). Essa miçanga se encaixa, adequadamente, dentro de um pequeno tubo de aço inox, ligado aos posicionadores, ficando somente a junção do termopar livre para as medidas (Figura 5.4).

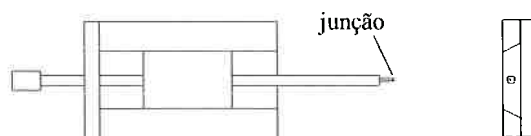


Figura 5.4 - Posicionador para os termopares

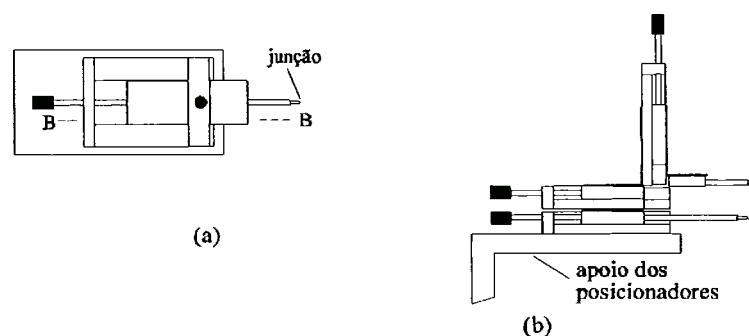


Figura 5.5 - (a) vista superior dos posicionadores, (b) corte BB.

A interligação dos posicionadores, como mostrado na Figura 5.5b, permite a translação dos termopares dentro dos gases produzidos pela chama. Os dois termopares podem ser aproximados um do outro, na direção vertical, em até 4,0 mm. Na direção horizontal as junções podem se movimentar até 25 mm em relação ao eixo da chama.

### 5.3. SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

O sistema de aquisição de dados é constituído de uma placa de aquisição de dados (amplificador e um conversor analógico/digital) inserido em um microcomputador. Essa placa faz a conversão de sinais analógicos em dados binários de até 8 canais com resolução de 12 bits. Desses oito canais, 4 são diferenciais configuráveis para a conexão de sensores de temperatura (termopares) e os outros 4 são canais simples para sinais de tensão genérica. Essa placa contém ainda três contadores programáveis de 2 MHz para geração de interrupções e contagem de eventos. O tempo de conversão é de 20  $\mu$ s e a taxa máxima de

amostragem é de 50 kHz por canal<sup>62</sup>.

Para utilização da placa com termopares foi necessário fazer uma configuração no hardware da placa e alterar o software de aquisição. Na configuração de fábrica a faixa de tensão abrangida era de -5 a +5 V. Para utilização de termopares tipo K numa faixa de temperaturas de trabalho de 0 a 1000°C, o que corresponde a um intervalo de 0 a 39,35 mV, a faixa de tensão dos canais da placa foi configurada para trabalhar nesse intervalo. A configuração da faixa de tensão de cada canal é feita com a colocação de um resistor de ganho e um capacitor em determinadas posições correspondentes a cada canal da placa. O ganho teórico é calculado dividindo-se a faixa de entrada do conversor (+5V) pela f.e.m do termopar (39,35mV - equivalente ao máximo da faixa de temperaturas = 1000°C), o que dá um ganho de 127,06. O ganho prático é calculado para resistores comercialmente disponíveis. O circuito de entrada de cada canal é composto por um circuito integrado chamado AD-620 e um filtro passa baixa de 1ª. ordem<sup>62</sup>. O AD-620 é um amplificador com ganho definido por um resistor externo  $R_g$  :

$$G = \frac{49,4k\Omega}{R_g} + 1. \quad (5.1)$$

Para  $G = 127,06$ , o resistor de ganho  $R_g$  deve ser de 392Ω; este foi o resistor instalado nas posições correspondentes a cada canal. Na prática, cada canal apresenta ganhos um pouco diferentes de  $G = 127,06$  mas cada um pode ser calibrado de modo que a diferença entre eles seja mínima. Essa calibração foi feita pelo fabricante.

Além disso, a placa devia ser também configurada para a frequência de corte de cada canal. A frequência de corte de fábrica era de 5,1 Hz, muito baixa para utilização em escoamentos turbulentos. Cada canal possui um filtro passa baixa de 1ª. ordem que pode ser configurado através de capacitores. A frequência de corte é dada por<sup>62</sup>:

$$f_n \cong (2,4 \times 10^{-6})/Cf_n \quad (5.2)$$

onde,  $f_n$  é a frequência de corte do canal  $n$  em Hz e  $Cf_n$  é a capacitância em Faraday. Os capacitores da placa (de 470 nF) foram substituídos por outros de 4,7 nF, aumentando, portanto, a frequência de corte para 510 Hz.

O acesso à placa pelo software é feito através de leituras e escritas em endereços (posições) do espaço de endereçamento de dispositivos de entrada e saída (E/S ou I/O = Input/Output) do microcomputador. Ao acessar estas posições, o programa transfere valores e comandos para/da placa. O acesso a estes endereços depende da linguagem utilizada. Para Turbo-Pascal, a linguagem usada, a escrita e a leitura de dispositivos de E/S são executadas por meio de um vetor inteiro pré-definido de nome PORT[I], sendo I uma expressão/variável inteira que fornece o endereço de E/S.

A aquisição dos dados, através de leituras nos endereços da placa, foi feita por meio de interrupções. A interrupção é um processo no qual as tarefas básicas do micro são interrompidas, por um período dependente da frequência de amostragem, para permitir o acesso à placa. Portanto, o recurso da interrupção permite aquisições em intervalos de tempo constantes e iguais ao inverso da frequência de amostragem.

Para utilização de interrupções é necessário fazer a programação de um dos contadores da placa. Esse contador possui um clock de 2 MHz e, portanto, os intervalos de tempo programáveis são múltiplos de 0,5  $\mu$ s. Basicamente, as subrotinas principais do programa de acesso à placa são as de programação dos contadores e de tratamento das interrupções. Esse programa de acesso à placa armazena as leituras de tempo e tensão (f.e.m.) dos termopares as quais são utilizadas pelo método de compensação.

Os valores de tensão (em mV) são transformados em temperaturas no próprio programa da placa de aquisição, através das tabelas padrões do manual da ASTM (1988)<sup>20</sup>



para termopares tipo K (Cromel-Alumel), usados neste trabalho. Nos testes iniciais, os termopares foram colocados aproximadamente 500 mm acima do bocal interno do queimador, imersos nos gases de combustão. A chama produzida pelo queimador tinha uma altura de aproximadamente de 250 mm. Primeiramente os testes foram feitos com dois termopares de mesmo diâmetro, cujas junções de medidas eram separadas verticalmente de 7 mm. Posteriormente, vários testes foram realizados para diferentes alturas acima do bocal do queimador, para diferentes distâncias entre os termopares e para diferentes diâmetros das junções.

As extremidades dos dois fios de cada termopar foram ligadas à fios de cobre, formando a junta fria do termopar. A junta fria foi deixada à temperatura ambiente e, desse modo, a temperatura medida foi corrigida através do programa. Desse modo, evitava-se os inconvenientes de trocar constantemente o gêlo do banho. Os fios de cobre eram então ligados ao canal da placa de aquisição.

Diferentes frequências de amostragem foram também utilizadas nas coletas dos dados, mas para a maioria dos resultados apresentados a seguir, a frequência de amostragem foi colocada em 200 Hz, ou seja, a cada 0,005 segundos (= taxa de amostragem) a placa fazia a leitura dos sinais nos dois canais ligados aos termopares. O tempo total de amostragem foi de 5,0 segundos e, portanto, uma tabela de 1000 dados de tempo e tensão (f.e.m.), correspondente a cada termopar, foi gerada e armazenada em um arquivo. Os valores de tensões foram transformados em temperaturas através do programa e a seguir foram aplicados os métodos descritos anteriormente.

## 6. TRATAMENTO DOS DADOS

Este capítulo fornece alguns conceitos estatísticos para fazer o tratamento dos dados e apresentá-los. Quando se trabalha com dados aleatórios alguns conceitos básicos como média e variância são fundamentais. Outros conceitos mais avançados, apesar dos nomes, representam uma variação dos conceitos de média e variância. Estes são os valores médios quadráticos e RMS definidos a seguir. A PSD e filtros digitais são conceitos muito ligados ao se trabalhar com sinais eletrônicos e permitem o conhecimento e a manipulação das várias frequências contidas nestes sinais. A PDF é, por outro lado, um conceito muito utilizado na área de turbulência, atualmente, pois dá uma idéia do comportamento da média e variância das várias propriedades ou parâmetros turbulentos. Todos estes conceitos são definidos a seguir e serão importantes para analisar os resultados a serem apresentados no capítulo 7.

### 6.1. VALORES MÉDIOS QUADRÁTICOS E RMS

Os valores médios quadráticos são definidos simplesmente como as médias dos valores quadráticos dos registros temporais. Na forma de equação, o valor médio quadrático  $\Psi_x^2$  de uma amostra em função do tempo  $x(t)$ , coletada em um período  $T$ , é dado por<sup>63</sup>:

$$\Psi_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt \quad (6.1)$$

A raiz quadrada positiva do valor médio quadrático é chamada de valor RMS (“Root Mean Square”).

Os dados físicos geralmente são considerados em termos de uma combinação de

uma componente constante, ou invariante com o tempo, e uma componente variável, ou componente de flutuação. A componente constante  $\mu_x$  pode ser descrita por um valor médio, o qual é simplesmente a média de todos os valores:

$$\mu_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (6.2)$$

A componente variável pode ser descrita pela variância, a qual é simplesmente o valor médio quadrático em torno da média. Na forma de equação, a variância  $\sigma_x^2$  é dada por

$$\sigma_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - \mu_x]^2 dt \quad (6.3)$$

A raiz quadrada positiva da variância é chamada de desvio padrão. Pela expansão da Equação 6.3, é visto que a variância é igual ao valor médio quadrático menos o quadrado do valor médio, ou seja,

$$\sigma_x^2 = \Psi_x^2 - \mu_x^2 \quad (6.4)$$

A raiz quadrada positiva da variância pode ser chamada também de RMS de flutuações da variável  $x$ .

## 6.2 DENSIDADE ESPECTRAL DE POTÊNCIA (PSD)

O espectro de potência, ou densidade espectral de potência (PSD-”Power Spectral Density”), é um outro parâmetro importante em análise de sinais. A PSD é uma medida da amplitude quadrática do sinal e, basicamente, é estimada tomando o quadrado do módulo da transformada discreta de Fourier do sinal. Através da PSD se conhece o quanto de potência está contida no intervalo de frequência  $f + df$ .

A transformada discreta de Fourier de um conjunto de  $N$  dados discretos funções

do tempo,  $h(t)$ , é dada por<sup>64</sup>:

$$H(f_n) \equiv \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i f_n t_k} \quad (6.5)$$

onde  $\Delta$  é a taxa de amostragem,  $h_k$  é o valor de  $h(t)$  no instante de tempo  $t_k$  e  $f_n$  é a frequência dada por:

$$f_n \equiv \frac{n}{N\Delta}, \quad n = -\frac{N}{2} \dots \frac{N}{2} \quad (6.6)$$

A máxima frequência possível é, portanto,  $f_{max} = 1/2\Delta$ , que é exatamente a frequência crítica de Nyquist. A PSD da função  $h(t)$  é então definida como

$$P_h(f_n) \equiv |H(f_n)|^2 + |H(-f_n)|^2 \quad (6.7)$$

onde,  $H(-f_n)$  corresponde a  $H(f_{N-n})$  e  $n$  passa a variar de  $0 \leq n \leq N-1$ , devido às propriedades de simetria da transformada discreta de Fourier.

A Figura 6.1 mostra os registros de temperatura em função do tempo de dois termopares  $T_1(t)$  e  $T_2(t)$ , em gases de combustão, onde o segundo ficava a 7,0mm de distância do primeiro na direção do escoamento. Os dois sinais apresentam pequenos ruídos que serão posteriormente eliminados com uma filtragem digital.

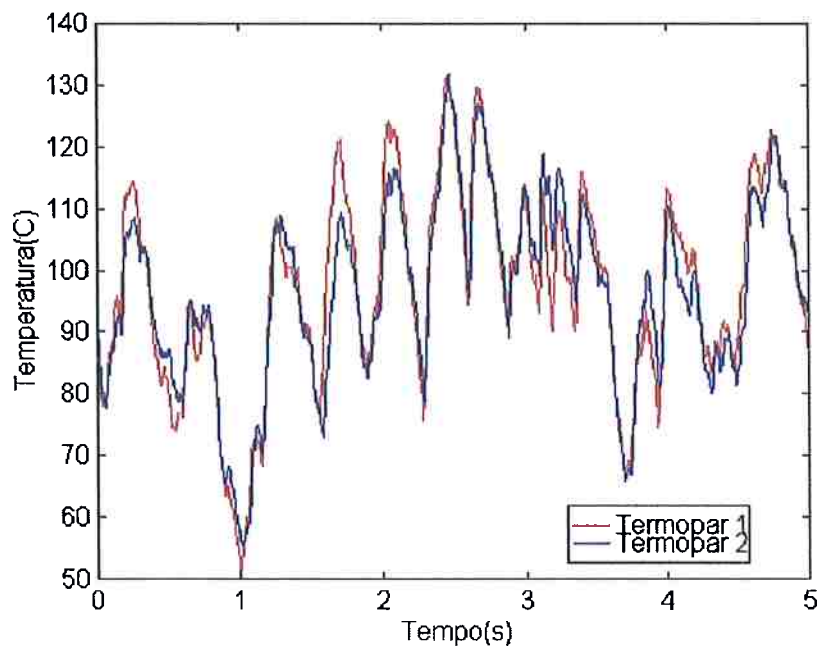


Figura 6.1 - Temperaturas de 2 termopares iguais com ruídos

A Figura 6.2 mostra a Densidade Espectral de Potência das medidas de flutuações do primeiro termopar, a qual é praticamente idêntica a do segundo, em todo o intervalo de frequência de Nyquist, indicando frequências muito baixas das componentes de flutuações de temperatura. A PSD foi calculada para as flutuações (valor da temperatura subtraído da temperatura média) com o fim de obter menores amplitudes da PSD. A frequência de amostragem dos sinais foi de 200 Hz, muito maior que as frequências máximas (aprox. 8 Hz) mostradas pela PSD.

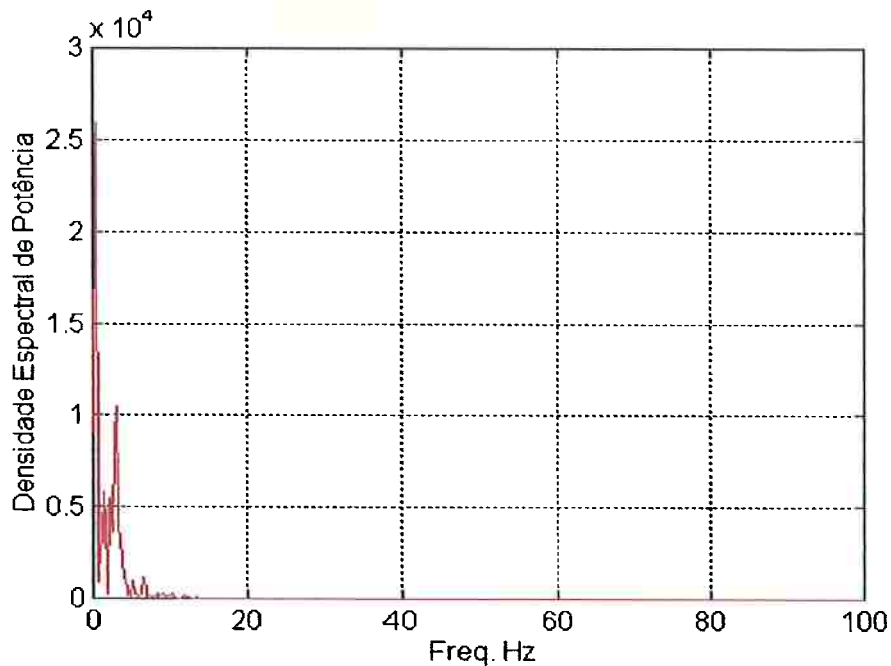


Figura 6.2 - PSD de flutuações de temperatura em todo o intervalo de frequência de Nyquist

### 6.3 FUNÇÃO DENSIDADE DE PROBABILIDADE (PDF)

A função densidade de probabilidade (PDF - “Probability Density Function”) de dados aleatórios descreve a probabilidade que os dados têm de assumir um certo valor dentro de algum definido intervalo em algum instante de tempo. Considere um registro no tempo  $x(t)$  ilustrado na Figura 6.3. A probabilidade que  $x(t)$  assumira um valor dentro do intervalo entre  $x$  e  $x+\Delta x$  pode ser obtida tomando a razão  $T_x/T$ , onde  $T_x$  é a quantidade total de tempo em que  $x(t)$  cai dentro do intervalo  $[x, x+\Delta x]$  durante um tempo de observação  $T$ . Esta razão aproxima da descrição de probabilidade exata quando  $T$  aproxima do infinito:

$$Prob[x < x(t) \leq x + \Delta x] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{T_x}{T} \quad (6.8)$$

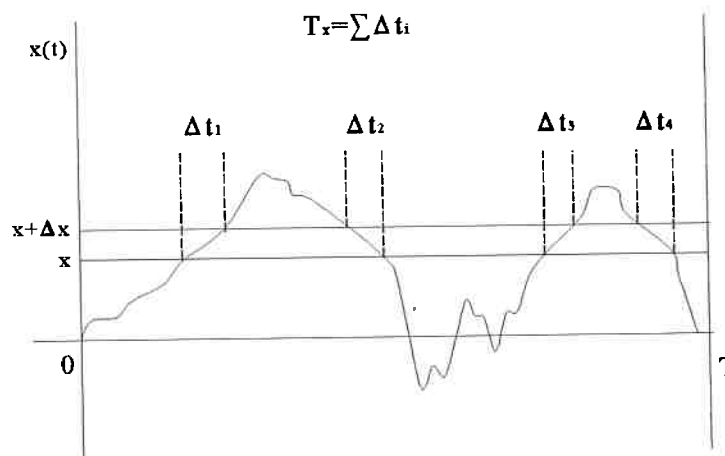


Figura 6.3 - Medidas de probabilidade

Para pequeno  $\Delta x$ , a função densidade de probabilidade  $p(x)$  pode ser definida como segue:

$$\text{Prob}[x < x(t) \leq x + \Delta x] \approx p(x) \Delta x \quad (6.9)$$

Mais precisamente,

$$p(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\text{Prob}[x < x(t) \leq x + \Delta x]}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \left[ \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{T_x}{T} \right] \quad (6.10)$$

A função densidade de probabilidade  $p(x)$  é sempre uma função de valor real não negativo.

A probabilidade de que o valor instantâneo  $x(t)$  seja menor do que ou igual a algum valor  $x$  é definida por  $P(x)$ , a qual é igual a integral da função densidade de probabilidade de menos infinito até  $x$ . Esta função  $P(x)$  é conhecida como a função distribuição de probabilidade, ou função distribuição de probabilidade cumulativa, e não deve ser confundida com a função densidade de probabilidade  $p(x)$ . Especificamente,

$$P(x) = \text{Prob}[x(t) \leq x] = \int_{-\infty}^x p(\xi) d\xi \quad (6.11)$$

A função de distribuição  $P(x)$  é limitada de zero até um, pois a probabilidade de  $x(t)$  ser menor que  $-\infty$  é zero enquanto que a probabilidade de  $x(t)$  ser menor que  $+\infty$  é a unidade.

A probabilidade que  $x(t)$  caia dentro do intervalo  $[x_1, x_2]$  é dada por

$$P(x_2) - P(x_1) = \text{Prob}[x_1 < x(t) \leq x_2] = \int_{x_1}^{x_2} p(x) dx \quad (6.12)$$

Em termos da função densidade de probabilidade  $p(x)$ , o valor médio de  $x(t)$  é dado por:

$$\mu_x = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x) dx \quad (6.13)$$

Em outras palavras, o valor médio é a soma linear ponderada de  $x(t)$  sobre todos os valores de  $x$ . Analogamente, o valor médio quadrático é dado por:

$$\Psi_x^2 = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 p(x) dx \quad (6.14)$$

o qual é a soma linear ponderada de  $x^2(t)$  sobre todos os valores de  $x$ .

A Figura 6.4 mostra a função densidade de probabilidade de temperatura do primeiro termopar da Figura 6.1. Todas as temperaturas se encontram na faixa de 349,31K (temperatura mínima) a 429,64K (temperatura máxima) com a probabilidade nula, naturalmente, de temperaturas fora dessa faixa. A temperatura média do conjunto de dados iniciais calculada pela Equação 6.2 foi de 395,03K, praticamente igual a temperatura média calculada pela Equação 6.13, que foi de 397,55K. Os valores máximos da densidade de probabilidade ocorrem próximos desse valor médio pois há uma maior concentração de



valores de temperatura em torno da temperatura média. Mas, também, podem ocorrer um pouco afastados, quase simétricos em torno da média, assumindo uma forma bimodal (2 picos máximos). Esse comportamento é também esperado em gases de combustão os quais são constituídos de pacotes quentes, completamente queimados, e pacotes mais frios, onde os gases não estão completamente queimados.

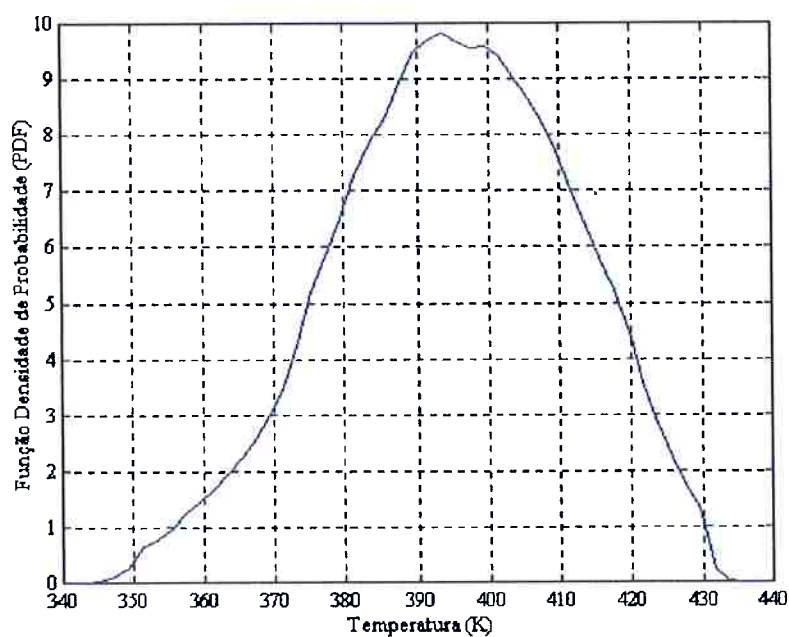


Figura 6.4 - Função densidade de probabilidade de temperatura

## 6.4 FILTRAGEM DIGITAL

A filtragem digital utilizada neste trabalho teve como objetivo eliminar ruídos de alta frequência dos sinais de termopares, suavizando os sinais, para uma melhor utilização dos métodos empregados. Dois filtros foram utilizados, sendo que, um deles utiliza a

transformada rápida de Fourier (FFT) e o outro consiste em um procedimento simples descrito mais adiante.

Basicamente, um desses filtros envolve uma exponencial decrescente com o tempo e a FFT. Primeiramente, os sinais de temperaturas em função do tempo são transformados pela FFT para o domínio de frequência. A seguir, o resultado é multiplicado com a transformada da exponencial (isto é chamado de convolução). A transformada da exponencial resulta em uma função decrescente com a frequência e, portanto, o resultado da multiplicação acima torna-se decrescente com a frequência, eliminando assim os sinais de frequências mais altas. A seguir é feita a transformada rápida de Fourier inversa (deconvolução), para retornar o resultado ao domínio de tempo.

Um segundo filtro, bem simples, foi criado afim de evitar alguns procedimentos para eliminar os problemas que surgem com a utilização da FFT, e uma aplicação é mostrada na Figura 6.5. Nesta figura, a filtragem foi feita calculando a média entre pontos consecutivos do conjunto de dados. Por exemplo, o valor médio no segundo ponto da Figura 6.5 é a média aritmética dos valores nos pontos 1, 2 e 3. O valor médio no terceiro ponto é a média aritmética dos valores nos pontos 2,3 e 4; e assim por diante. O resultado é a curva tracejada na Figura 6.5.

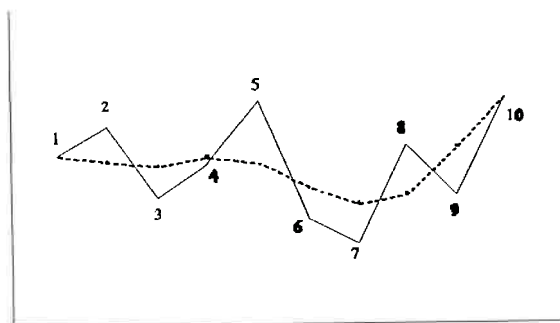


Figura 6.5 - Filtragem com média entre 3 pontos.

Nessa nova filtragem pode ser alterada a quantidade de pontos sobre os quais é obtida a média. Na Figura 6.5, as médias foram obtidas entre 3 pontos adjacentes. Com a média sobre apenas dois pontos se obtém uma curva mais próxima da original. Com a média entre 5 pontos será obtida uma curva mais suave. As curvas na Figura 6.7 foram obtidas com médias entre 5 pontos e o resultado foi idêntico ao daquele obtido usando a FFT.

Um cuidado que deve se ter nesse procedimento de filtragem é o de não corromper o sinal verdadeiro. Grosseiramente, a quantidade de pontos adjacentes sobre os quais é feita a média aritmética é uma medida da divisão da frequência de amostragem, implicando, portanto, em uma frequência de corte praticamente igual a frequência de amostragem dividida por essa quantidade de pontos. Para 5 pontos usados acima, o processo de filtragem, grosseiramente, cortou frequências da ordem de  $200/5 = 40$  Hz. Uma observação das Figuras 6.1, 6.6 e 6.7 mostra que a frequência das flutuações principais de temperaturas (aprox. 4 Hz) são bem menores que essa frequência de corte.

As Figuras 6.6 e 6.7 apresentam as mesmas curvas da Figura 6.1 após a filtragem digital. Na Figura 6.6 foi utilizado o filtro que usa a FFT e na Figura 6.7 foi utilizado o procedimento de filtragem da média entre pontos, mostrado acima. Nota-se que as curvas são bem suavizadas com os filtros e que, além disso, são muito bem correlacionadas.

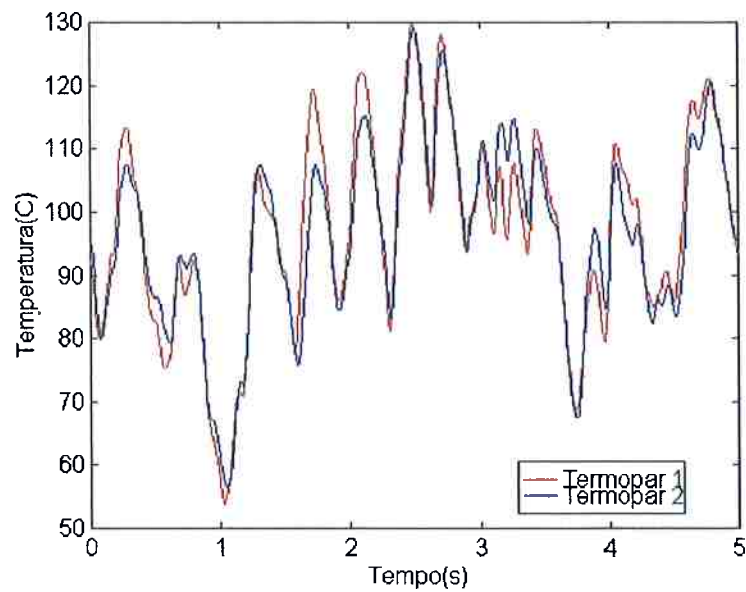


Figura 6.6 - Filtragem obtida usando a FFT.

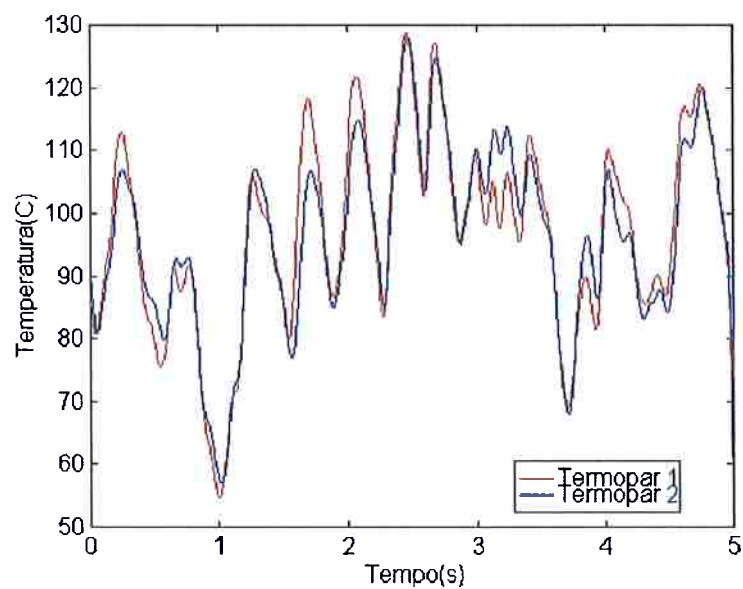


Figura 6.7 - Filtragem obtida com a média entre pontos consecutivos.

Note que as temperaturas na Figura 6.6, praticamente, começam e terminam com o mesmo valor, evitando assim, uma descontinuidade nos extremos do conjunto de dados e, portanto, os efeitos nocivos do fenômeno de Gibbs e "leakage", citados anteriormente.

Em análise de sinais um fator importante a ser observado é a frequência crítica de Nyquist, citada anteriormente, a qual é dada por  $f_c = 1/(2\Delta t)$ , onde  $\Delta t$  é a taxa de amostragem, ou seja,  $f_c$  é igual a metade da frequência de amostragem. Se uma função contínua no tempo, amostrada em um intervalo  $\Delta t$ , é de limitada largura de banda, ou seja, possui frequências dentro do intervalo  $[-f_c, +f_c]$ , então a função é completamente determinada pelas suas amostras discretas. Este é o chamado teorema de amostragem. No entanto, na maioria das vezes, não se conhece a priori os limites de frequência em um sinal a ser amostrado. Caso o sinal possua frequências fora do intervalo limitado pela frequência de Nyquist,  $[-f_c, +f_c]$ , essas frequências são movidas para dentro desse intervalo pelo ato da amostragem discreta. Este efeito é chamado de “aliasing”. Para suprimir este problema o que deve ser feito é: 1) forçar o sinal a ter um limite em frequência por filtragem analógica do sinal contínuo, ou então, 2) fazer uma amostragem suficientemente rápida que alcance dois pontos por ciclo da frequência mais alta presente no sinal.

Para verificar se o fenômeno de “aliasing” acontecia nos sinais dos termopares foi implementada uma filtragem analógica simples. Este filtro analógico é basicamente um circuito RC, ligado aos fios de extensão dos termopares, cuja frequência de corte é dado por  $f = 1/(2\pi RC)$ . Isso garante que o sinal amostrado não terá frequências maiores que essa frequência de corte. Se a amostragem é feita com uma frequência maior que o dobro de  $f$ , pelo menos, de acordo com o critério de Nyquist ( $f < f_c = 1/2\Delta t$ ), o fenômeno de “aliasing” não ocorrerá.

Na Figura 6.8 estão mostrados os espectros em frequência (PSD) de dois termopares, sendo um conectado ao filtro RC, onde R e C foram escolhidos de modo que  $f \approx 160$  Hz, e a frequência de amostragem foi colocada em 400 Hz. Os espectros de potência, definidos anteriormente, para os dois sinais são praticamente idênticos, onde as

diferenças são devidas unicamente às diferenças entre os dois canais dos termopares. Este comportamento mostra que o problema de “aliasing” não ocorre e as frequências principais são realmente baixas.

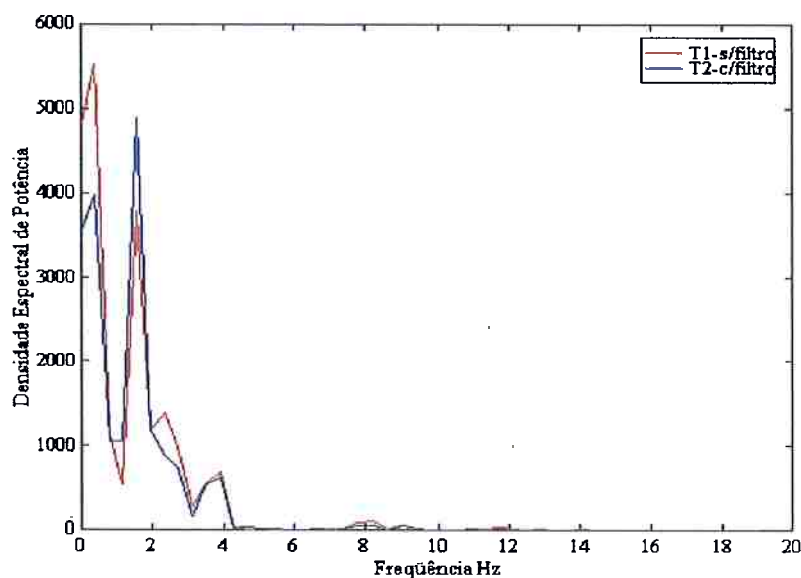


Figura 6.8 - PSD de flutuações de temperatura de dois sinais

Na Figura 6.9 está mostrada a curva do termopar 1 com filtro e sem filtro. Foi utilizado o filtro que faz a média entre pontos consecutivos do conjunto de dados. A média foi feita com 15 pontos e, mesmo assim, o efeito da filtragem, praticamente, não altera os dados originais, e dá uma boa suavização para a curva. Como citado anteriormente, a quantidade de pontos sobre os quais é feita a média é praticamente uma medida da divisão da frequência de amostragem, dando uma frequência de corte igual a frequência de amostragem dividida por essa quantidade de pontos. Para 15 pontos usados acima, o processo de filtragem cortou frequências da ordem de e mais altas que  $200/15 = 13,33\text{Hz}$ . Como as frequências máximas são da ordem de 8,0 Hz (veja Figura 6.8 acima), a filtragem pode ser utilizada com até  $200/8 = 25$  pontos sem prejuízo de corromper o sinal verdadeiro.

Para uma melhor visualização do efeito da filtragem, a Figura 6.10 mostra um “zoom” no intervalo de 2,8 a 3,15 segundos da Figura 6.9. A filtragem é mais significativa nos picos mais pontiagudos da curva e nas regiões onde há oscilações mais rápidas.

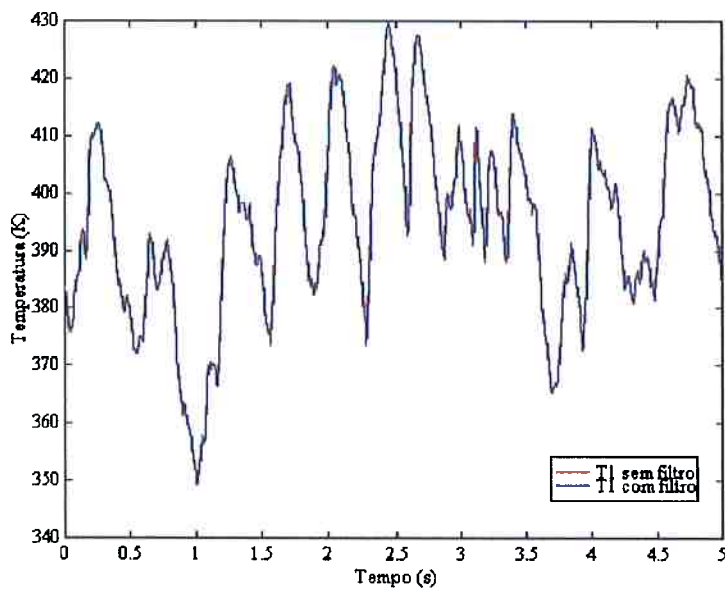


Figura 6.9 - Temperatura do termopar 1 com e sem filtro

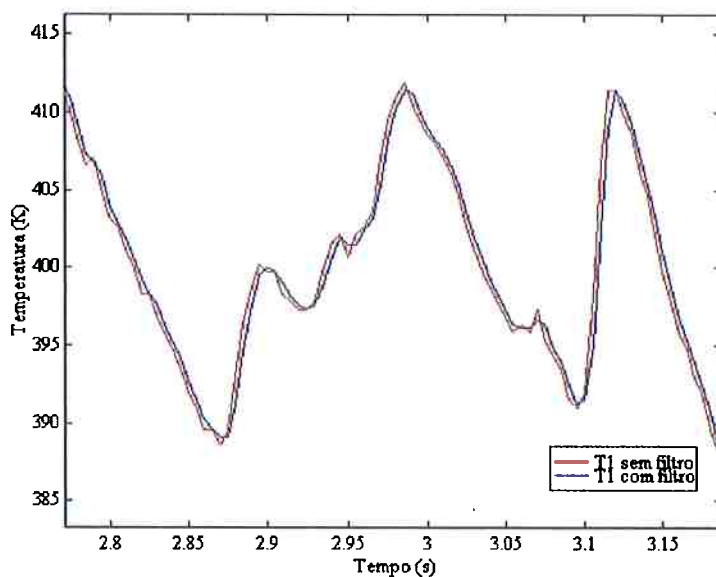


Figura 6.10 - Temperatura do termopar 1 com e sem filtro - Int. [2,8-3,15s]

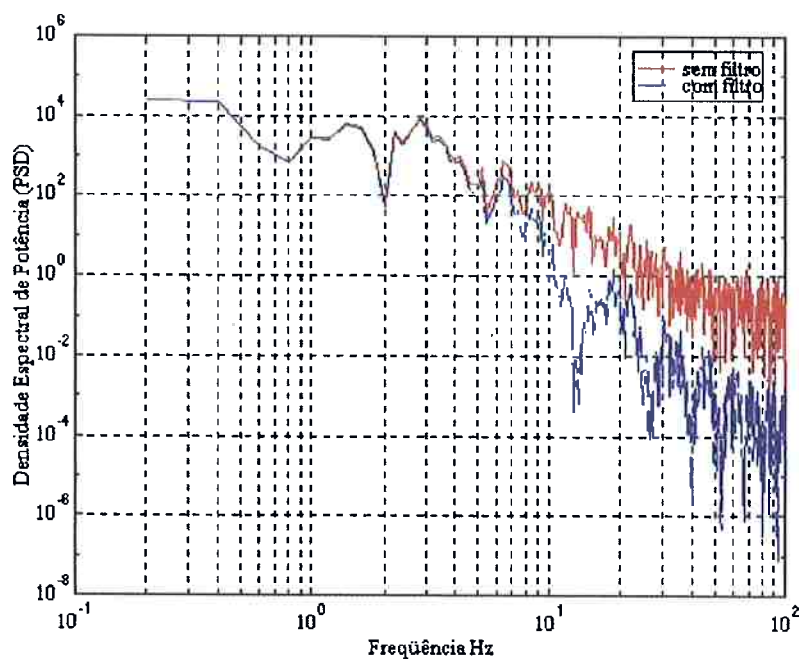


Figura 6.11 - PSD de temperatura do termopar 1 com e sem filtro

O efeito da filtragem pode também ser visto na Figura 6.11, em termos de frequência, onde são mostradas as curvas, com filtro e sem filtro, da densidade espectral de potência em escala logarítmica. Nota-se que em frequências abaixo de aproximadamente 10 Hz a PSD de temperatura do termopar 1 praticamente não sofre nenhuma alteração e o efeito da filtragem é insignificante. Até aproximadamente 3 Hz as amplitudes da PSD são altas e da ordem de  $10^4$ . Acima de 3 Hz as amplitudes caem rapidamente e a partir de 10 Hz o efeito da filtragem torna-se mais significativo diminuindo ainda mais as amplitudes da PSD e, conseqüentemente, as amplitudes de frequências mais altas do sinal do termopar.



## 7. ANÁLISE DOS RESULTADOS

### 7.1 APLICAÇÃO DO MÉTODO DE COMPENSAÇÃO

O procedimento do método de compensação começou com a filtragem dos dados de temperatura dos termopares descrita na seção 6.4. Após a filtragem dos dados, foi medido o grau de correlação entre as duas curvas da Figura 6.7 através do coeficiente de correlação dado pelas relações 4.2 e 4.3, onde  $X_1$  e  $X_2$  são as flutuações de temperatura dos termopares 1 e 2, respectivamente.

O número inteiro  $m$  corresponde ao número de pontos em que um registro é defasado em relação ao outro, ou seja,  $m$  está relacionado à diferença de fase entre as duas curvas de temperatura. O valor de  $m$  foi determinado fazendo  $m$  variar de um certo valor negativo até o oposto positivo, até obter um máximo coeficiente de correlação. Para as curvas da Figura 6.7, o coeficiente de máxima correlação foi  $\rho_{X_1X_2} = 0,96$ , correspondendo a  $m = 2$ , como mostrado na Figura 7.1.

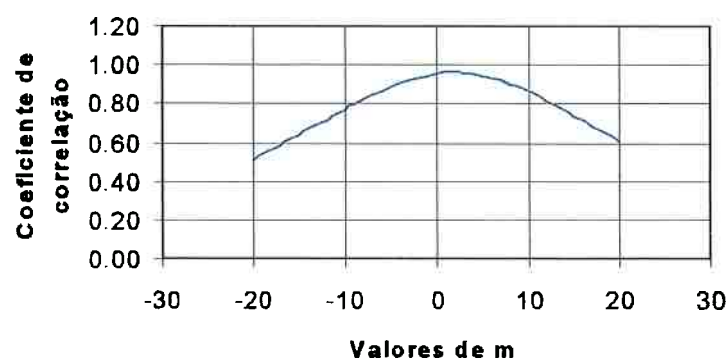


Figura 7.1 - Coeficiente de correlação  $\rho_{X_1X_2}$  entre as curvas da Figura 6.7

A taxa de amostragem dos registros de temperaturas foi de 0,005 segundos. Multiplicando o valor de  $m$  por esta taxa de amostragem obtém-se 0,01 segundos, o tempo

de defasagem entre as duas curvas, ou o tempo médio que um vórtice leva para ir de um termopar ao outro à jusante no escoamento. Dividindo a distância entre os dois termopares, a qual foi de aproximadamente 7 mm, por esse tempo médio tem-se a velocidade média aproximada do escoamento dos gases de combustão que ficou em torno de 0,7m/s.

A Figura 7.2 mostra outros registros de temperaturas de dois termopares iguais, agora separados ao longo do escoamento por uma distância  $\Delta x = 30\text{mm}$ . Isto dá um melhor resultado para a velocidade média das correlações. O termopar 2 se encontra à jusante do termopar 1 no escoamento dos gases de combustão.

A Figura 7.3 mostra o coeficiente de correlação para as duas curvas da Figura 7.2, onde o máximo valor do coeficiente,  $\rho_{x_1x_2} = 0,868$ , aconteceu para  $m = 6$ , significando que a curva do termopar 2 está atrasada em relação a curva 1 de  $m\Delta t = 6 \times 0,005 = 0,030$  segundos. A velocidade média então é dada por  $\Delta x / m\Delta t = 1,0\text{m/s}$ .

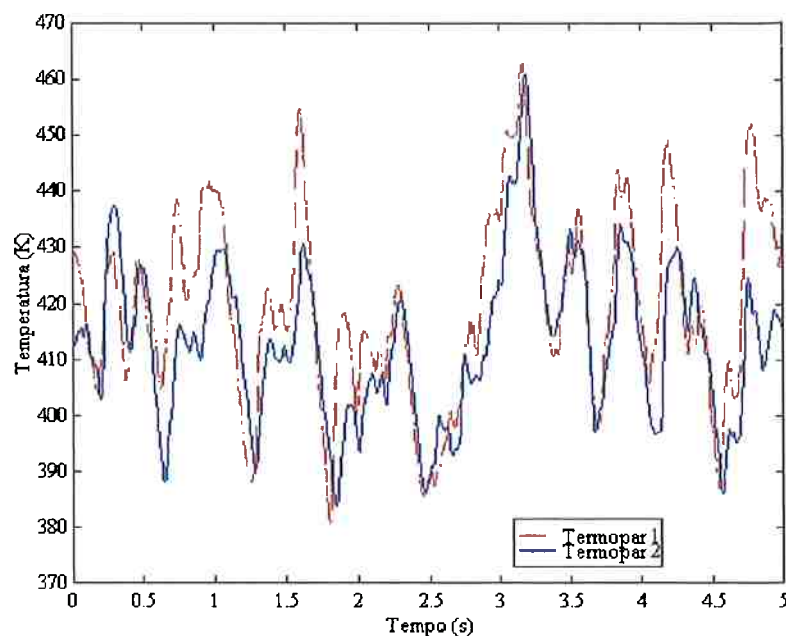


Figura 7.2 - Temperaturas defasadas de dois termopares iguais

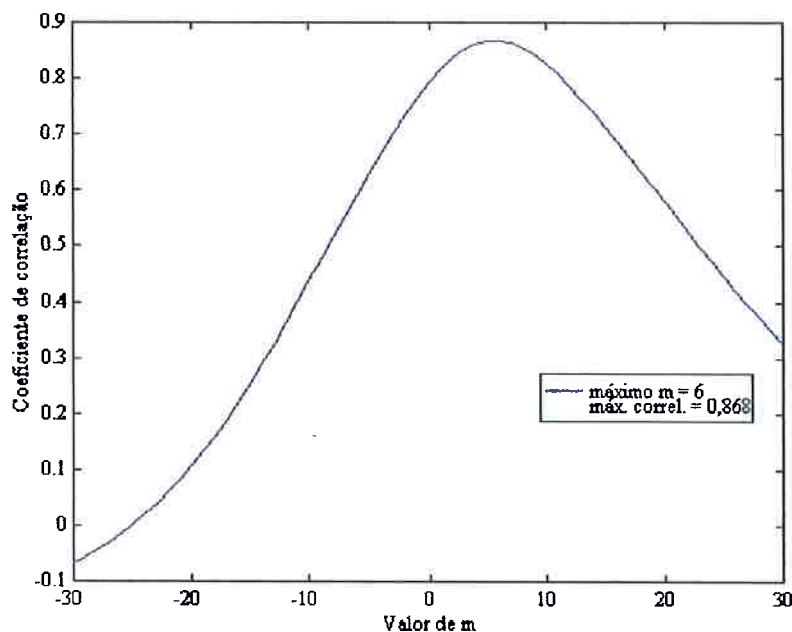


Figura 7.3 - Coeficiente de correlação  $\rho_{x1x2}$

Na Tabela 7.1 estão registrados os valores de correlações, velocidades médias e constantes de tempo para diferentes distâncias entre os dois termopares. Esta tabela mostra como o coeficiente de correlação diminui a medida que os termopares são mais afastados e como a velocidade média praticamente não sofre alteração. A constante de tempo é determinada pela relação 3.7.

TABELA 7.1 - VALORES DE CORRELAÇÕES, VELOCIDADES E CONSTANTES DE TEMPO PARA DIFERENTES DISTÂNCIAS ENTRE TERMOPARES

| Distância(mm) | $\rho_{x1x2}$ | Valor de m | Veloc. (m/s) | $\tau$ (s) |
|---------------|---------------|------------|--------------|------------|
| 7             | 0,982         | 1          | 1,4          | 0,064      |
| 10            | 0,965         | 2          | 1,0          | 0,065      |
| 15            | 0,971         | 3          | 1,0          | 0,066      |
| 20            | 0,953         | 4          | 1,0          | 0,065      |
| 25            | 0,903         | 4          | 1,2          | 0,064      |
| 30            | 0,868         | 6          | 1,0          | 0,066      |

Seguindo o procedimento descrito pelo método de compensação, os registros de temperatura dos dois primeiros termopares  $T_1$  e  $T_2$  (da Figura 6.7) foram utilizados apenas para determinar as constantes  $a$  e  $b$  da Equação 3.10, transcrita aqui:

$$T_1' = aT_2' + b\dot{T}_2 \quad (7.1)$$

que, através de mínimos quadrados, tornam-se:

$$a = \frac{(\sum_i T_{1i}' \dot{T}_{2i})(\sum_i T_{2i}' \dot{T}_{2i}) / \sum_i \dot{T}_{2i}^2 - \sum_i T_{1i}' T_{2i}'}{(\sum_i T_{2i}' \dot{T}_{2i})^2 / \sum_i \dot{T}_{2i}^2 - \sum_i T_{2i}'^2} \quad (7.2a)$$

$$b = \frac{(\sum_i T_{1i}' T_{2i}')(\sum_i T_{2i}' \dot{T}_{2i}) / \sum_i T_{2i}'^2 - \sum_i T_{1i}' \dot{T}_{2i}'}{(\sum_i T_{2i}' \dot{T}_{2i})^2 / \sum_i T_{2i}'^2 - \sum_i \dot{T}_{2i}^2} \quad (7.2b)$$

Com as constantes  $a$  e  $b$  calculadas pode-se determinar, em qualquer instante, a temperatura de um termopar em função do outro através da Equação 7.1. Os valores de  $a$  e  $b$ , não somente para as curvas da Figura 6.7 como também para várias outras curvas de termopares semelhantes, foram da ordem de 1 e  $10^{-2}$ , respectivamente.

A seguir foram utilizados dois termopares de diâmetros diferentes, onde as medidas de um foram usadas para calcular a temperatura na posição onde estava o outro. Isto é como usar dois termopares para fazer as medidas em um mesmo ponto do escoamento e no mesmo instante. Desse modo, pode-se dizer que a temperatura e a velocidade do gás, correspondente a um dos termopares, é exatamente igual a temperatura e a velocidade relacionada ao outro termopar. E assim pode-se comparar as equações diferenciais para os dois termopares. Esta é exatamente a idéia do método de compensação apresentado no Capítulo 3.

Os resultados dos novos registros de temperatura com termopares de diâmetros

diferentes estão mostrados na Figura 7.4 abaixo, após o procedimento de filtragem descrito anteriormente. Na Figura 7.4, a curva mais atenuada corresponde ao terceiro termopar que possui um diâmetro de aproximadamente 2 vezes maior. Os diâmetros neste caso foram  $76 \mu\text{m}$  para o termopar 2 e  $127 \mu\text{m}$  para o termopar 3. A curva do termopar 2 foi usada para calcular a temperatura na posição do termopar 3 (a mesma posição do termopar 1) utilizando a Equação 7.1.

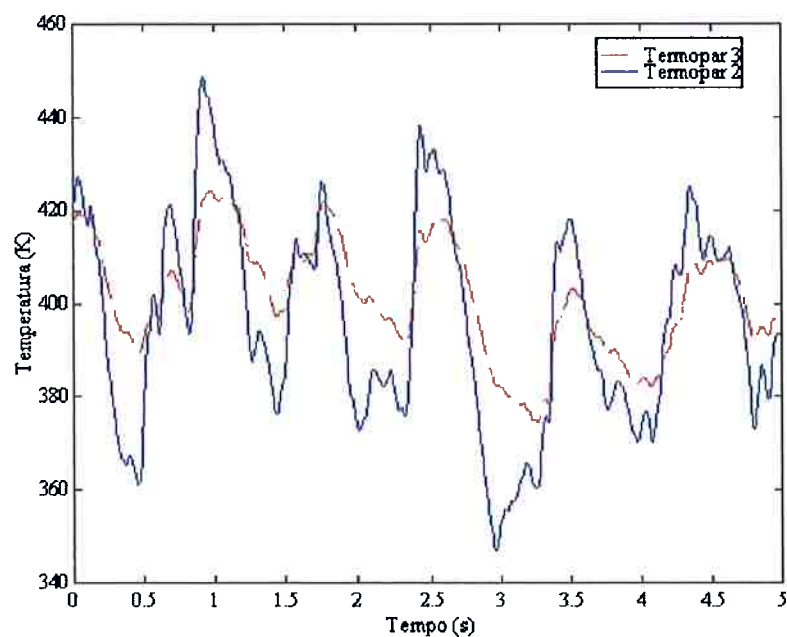


Figura 7.4 - Temperaturas de termopares de diâmetros diferentes:

$$D_2 \approx 76 \mu\text{m} \text{ e } D_3 \approx 127 \mu\text{m}.$$

As derivadas temporais das temperaturas acima foram calculadas usando o esquema de diferenças centradas, ou seja, a derivada em um ponto é a diferença entre a temperatura no ponto seguinte e a do ponto anterior dividida pelo intervalo de tempo entre esses dois pontos.

As constantes utilizadas pelo método, relacionadas com o material do termopar e com o gás, foram baseadas nas temperaturas médias medidas. Os gases comuns nos produtos da combustão são  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  e vapor d'água. As propriedades constantes entre esses

gases, condutividade térmica, densidade e viscosidade, não variam muito de um em relação ao outro. Então, tomando os valores das médias ponderadas das propriedades desses componentes, com base na temperatura média, obtém-se uma boa aproximação para a mistura gasosa.

Agora tem-se todos os dados necessários para resolver a equação principal do método de compensação. Com as constantes acima, as temperaturas dos termopares e as derivadas, foram calculados os coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$  da equação de segundo grau (Equação 3.9) e obtida a temperatura do gás compensada. Foi também calculada a temperatura do gás baseada em uma constante de tempo média, a qual serviu como um meio de comparação e também para saber se os resultados estão dentro da realidade, como descrito a seguir.

## 7.2 TEMPERATURA DOS GASES ATRAVÉS DA CONSTANTE DE TEMPO MÉDIA E DO MÉTODO

A constante de tempo média pode ser obtida do seguinte modo. A relação para a constante de tempo é dada por:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{c_2}{D^2} + \frac{c_3 v^m}{D^{2-m}} \quad (7.3)$$

onde  $c_2 = 12k/\rho_T C_p$  e  $c_3 = (6kc_f/\rho_T C_p)(\rho/\mu)^m$  são constantes do material do termopar e do gás.  $D$  é o diâmetro do termopar e  $v$  a velocidade do gás. Com a velocidade média obtida anteriormente ( $v \approx 0,7 \text{ m/s}$ ) a constante de tempo média  $\bar{\tau}$  é calculada para os dois termopares de diâmetros diferentes. Para os termopares 1 e 3 os valores da constante de tempo foram  $\bar{\tau}_1 = 0,044 \text{ s}$  e  $\bar{\tau}_3 = 0,115 \text{ s}$ .

Usando a equação:

$$\tau \frac{dT(t)}{dt} = T_g(t) - T(t) \quad (7.4)$$

chega-se a temperatura do gás  $T_g(t)$ . Os resultados estão mostrados na Figura 7.5 juntamente com a temperatura do termopar de maior diâmetro.

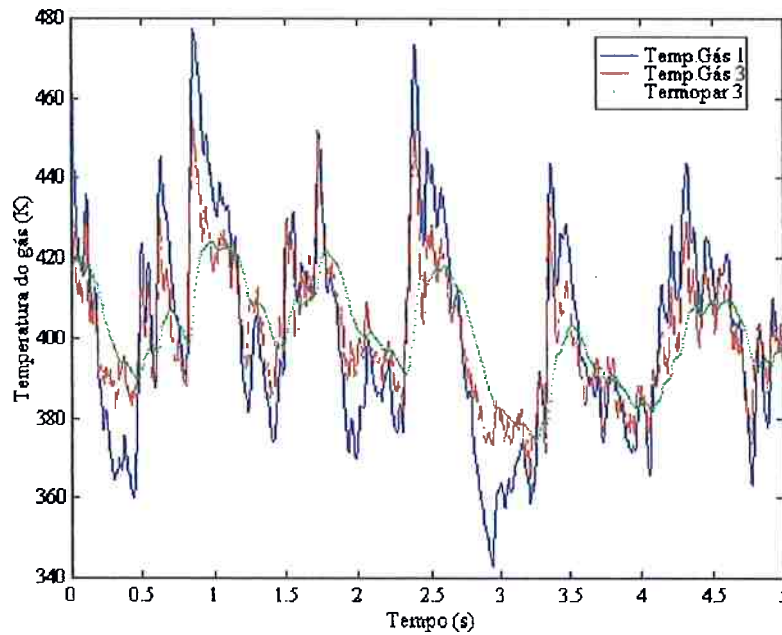


Figura 7.5 - Temperatura do termopar 3 e as temperaturas do gás calculadas com a constante de tempo média.

Como se verifica, a compensação com a constante de tempo média amplifica os sinais dos termopares e, também, as curvas compensadas apresentam o mesmo comportamento. Verifica-se que a temperatura corrigida do termopar 3 (temperatura do gás relativa ao termopar de maior diâmetro) ainda apresenta uma atenuação em relação a temperatura do gás correspondente ao primeiro termopar. Provavelmente, isto é devido às incertezas nos diâmetros dos termopares e na consideração de junções perfeitamente esféricas. Como os resultados de  $T_g$  são muito sensíveis aos diâmetros, a comparação das duas curvas compensadas são muito boas.

Aplicando agora o método de compensação, os coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$  da Equação

3.9 são calculados em cada ponto do conjunto de dados e a temperatura do gás é obtida. A solução é apresentada na Figura 7.6 e comparada com a temperatura compensada com a constante de tempo média do termopar 1. Os resultados se combinam muito bem e a solução apresentada pelo método de compensação consegue ampliar ainda mais as flutuações de temperatura, como esperado, uma vez que o resultado do método não se baseia em um valor médio para a constante de tempo.

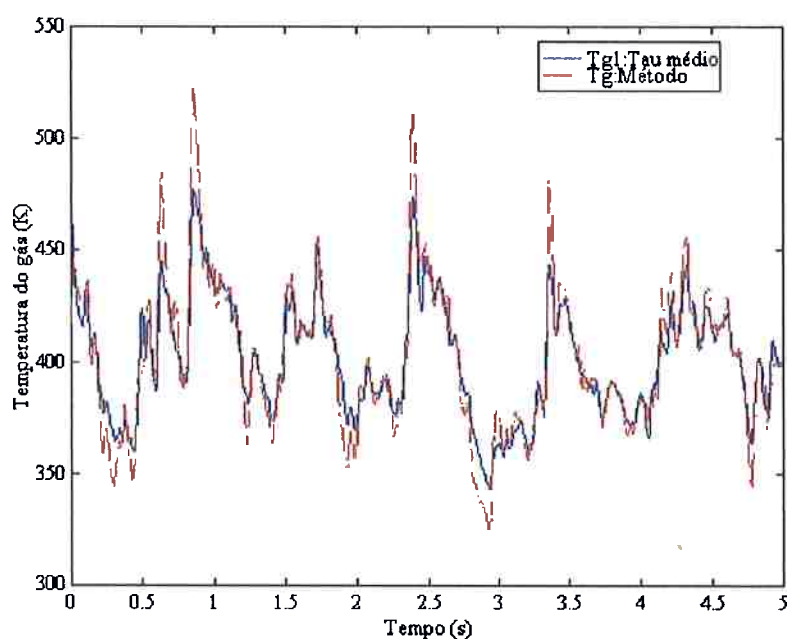


Figura 7.6 - Temperaturas do gás obtidas pelo método e  $c/\tau$  médio

Mesmo trabalhando com dados aleatórios, como os sinais de temperaturas acima, e utilizando esses dados em equações mal condicionadas, como a equação do método (Equação 3.9), os resultados foram muito bons. Praticamente, os únicos problemas que surgiram foram o aparecimento de soluções complexas da Equação 3.9 em determinados pontos, mas que foram resolvidos calculando a magnitude dessas soluções. Além disso, as partes imaginárias dessas soluções complexas eram muito menores do que a parte real e, portanto, mesmo se utilizasse somente a parte real da solução o resultado seria praticamente



o mesmo mostrado acima.

Para termopares de diâmetros maiores os problemas citados acima tornam-se mais significativos e a solução para temperatura do gás diverge um pouco do valor real em alguns pontos do conjunto de dados, mas a solução apresentada com a constante de tempo média, obtida por meio das correlações dos sinais, é também uma solução muito boa, e, neste caso, a determinação da velocidade do escoamento não necessita de uma técnica própria para medição de velocidade.

Na Figura 7.7 estão os resultados da temperatura do gás usando diâmetros de termopares maiores e iguais a  $D_1 = 0,25$  mm e  $D_3 = 0,38$  mm. Também foi usada uma frequência de amostragem de 400 Hz e, portanto, o intervalo total de amostragem é de 2,5 segundos para 1000 pontos. Apesar dos problemas de condicionamento do método há uma razoável concordância entre os resultados. A temperatura do gás baseada na constante de tempo média apresenta um melhor resultado e as amplitudes das flutuações da temperatura do gás são da mesma ordem das flutuações da figura anterior para termopares de diâmetros menores.

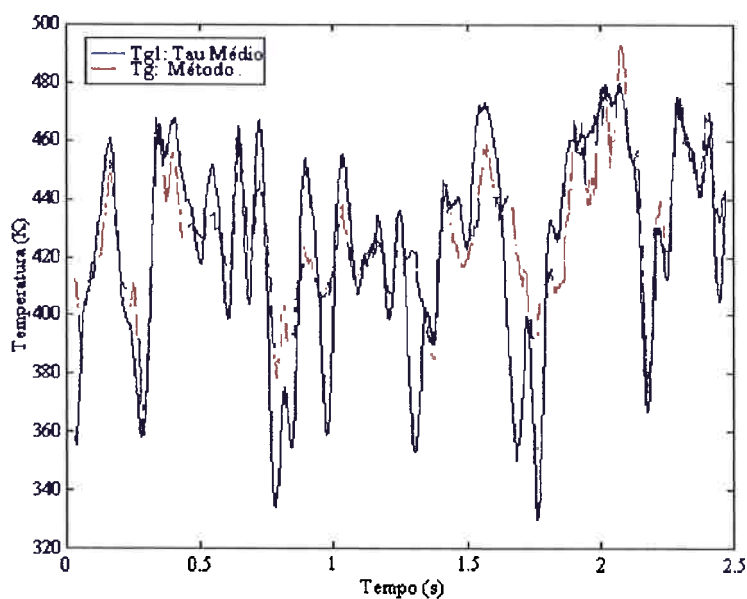


Figura 7.7 - Temperaturas do gás usando o método e  $\bar{\tau}$

A Figura 7.8 mostra os resultados da temperatura do gás baseada na constante de tempo média e da temperatura do termopar 1 ( $D_t = 0,25$  mm) calculada em função do segundo. Estes resultados ilustram melhor, e mais claramente, o atraso e a atenuação em medidas de termopares. Mostram também que nos pontos onde as derivadas das temperaturas dos termopares são quase nulas, as duas curvas praticamente coincidem estando assim de acordo com a equação diferencial do termopar, na qual a contribuição da radiação é realmente pequena.

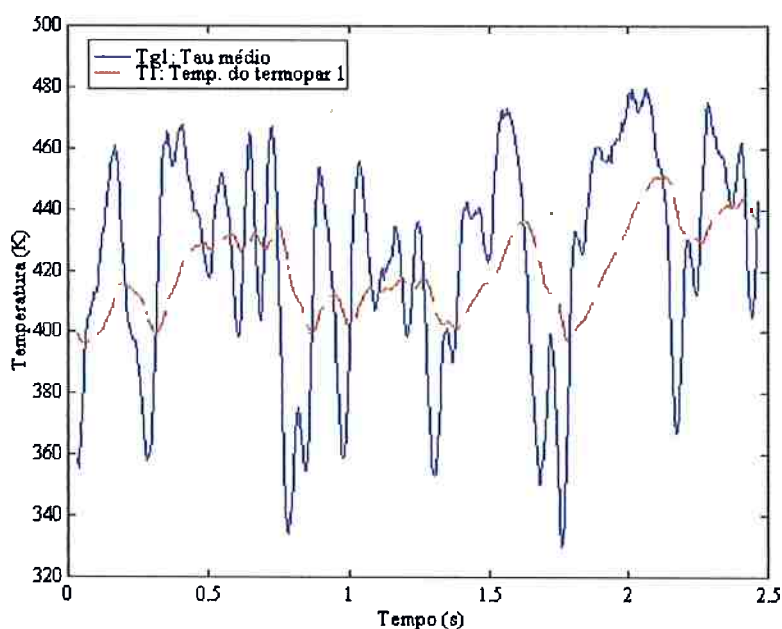


Figura 7.8 - Temperatura do gás e do termopar 1

Algumas hipóteses poderiam ser melhoradas com relação aos parâmetros considerados constantes, como a condutividade térmica do meio gasoso, por exemplo. Estes parâmetros poderiam ser considerados como dependentes da temperatura, sem necessidade de mudança significativa no método. Porém, a mudança no resultado não seria significativa e surgiria apenas pequenas variações, ou “ruidos”, nos resultados apresentados acima.

Várias medidas foram tomadas em diferentes alturas  $L$  acima do bocal do queimador

e alguns resultados das temperaturas compensadas são vistos nas Figuras 7.9 a 7.13. As mudanças feitas nessas novas medidas foram a utilização de termopares mais afastados. Desta vez, a distância entre os termopares foi colocada em  $\Delta x = 12,0\text{mm}$ , de modo a obter um melhor resultado para a velocidade média.

Para uma melhor apresentação dos resultados, na solução do método foi utilizada também uma filtragem, sem perda das amplitudes principais das flutuações de temperatura. Como citado anteriormente, o processo de filtragem é mais significativo nos picos mais pontiagudos e onde há variações mais rápidas nas curvas. Por isto, nas flutuações mais baixas das figuras seguintes, onde se encontra essas variações rápidas, ocorre atenuações na temperatura do método em relação à temperatura da constante de tempo média, devidas ao processo de filtragem.

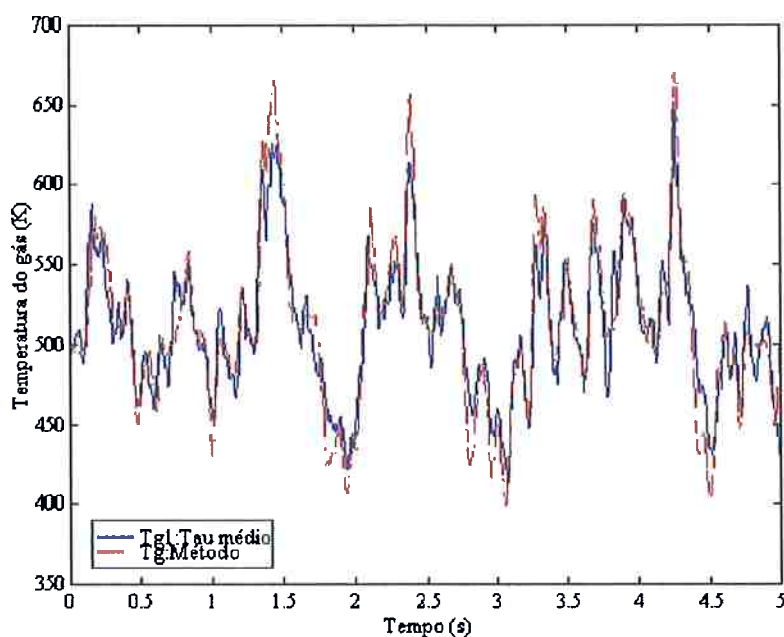


Figura 7.9 - Temperatura do gás -  $L = 360\text{mm}$

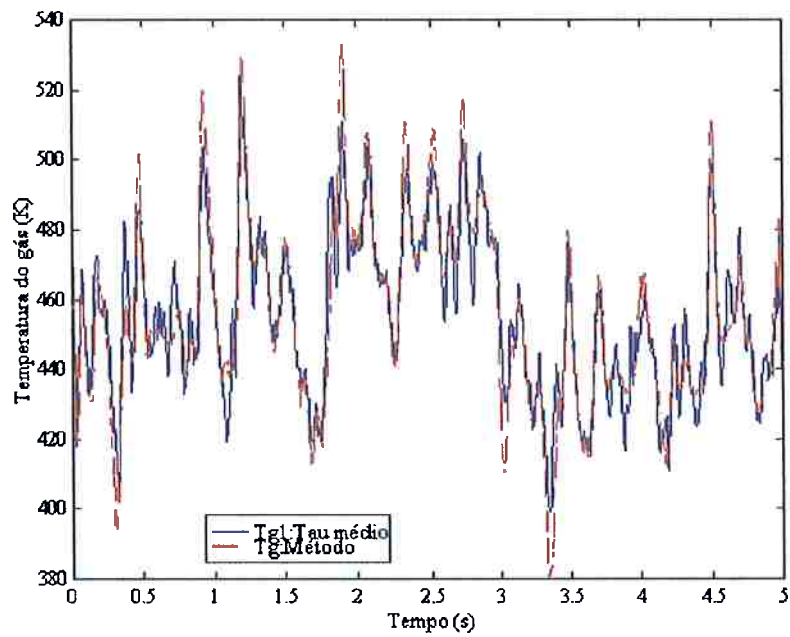


Figura 7.10 - Temperatura do gás -  $L = 405$  mm

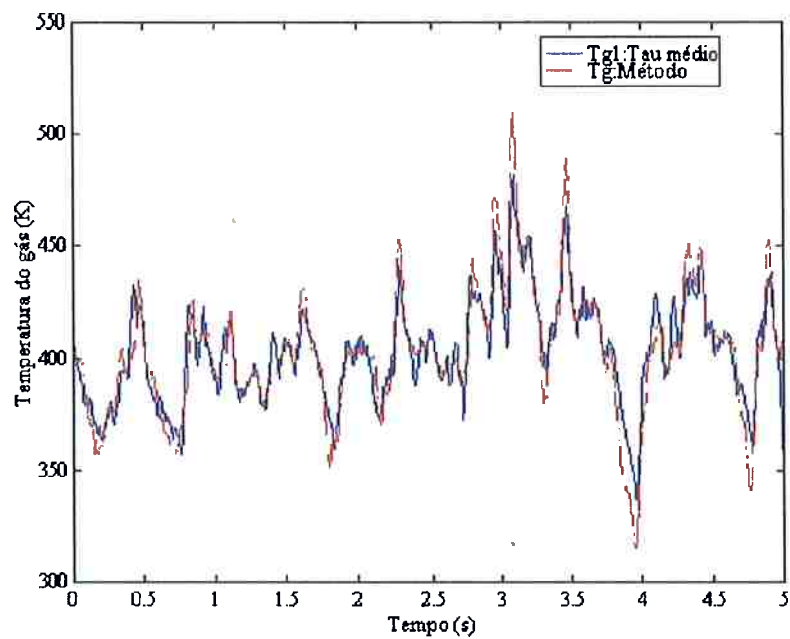
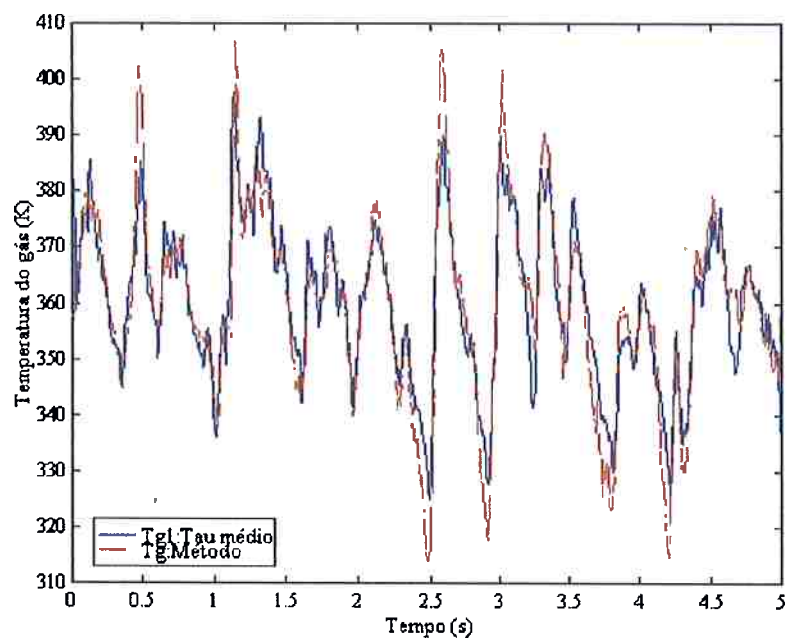
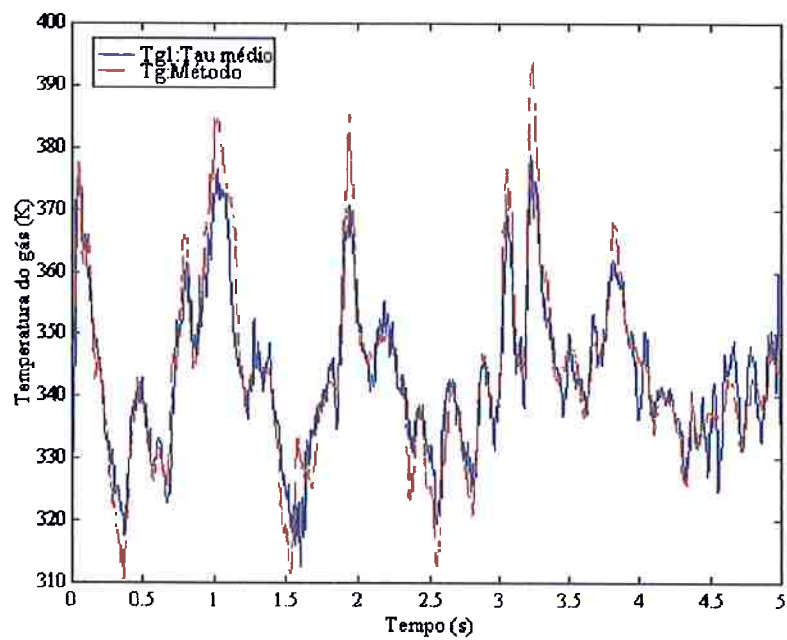


Figura 7.11 - Temperatura do gás -  $L = 490$  mm

Figura 7.12 - Temperatura do gás -  $L = 600$  mmFigura 7.13 - Temperatura do gás -  $L = 730$  mm

As alturas  $L$  nas Figuras 7.9 a 7.13 são relativas ao bocal do queimador e na direção do eixo da chama. A altura da parte luminosa da chama ficou em torno de 250 mm e, portanto, as medidas relacionadas às Figuras 7.9 a 7.13 foram realizadas, aproximadamente, de 110 a 480 mm acima do pico luminoso da chama, respectivamente. Nota-se que a temperatura média do gás mostra um comportamento assintótico para a temperatura ambiente ( $T_{amb} \approx 295$  K) a medida que a altura aumenta. A partir de  $L = 600$  mm as flutuações de temperatura do gás faz com que alguns valores praticamente atinjam a temperatura ambiente. Estes resultados são notados mais claramente na Tabela 7.2 e nas Figuras 7.14 e 7.15. A Tabela 7.2 mostra resultados dos coeficientes de correlações, velocidades médias, constantes de tempo dos termopares 1 e 3, temperaturas médias do gás e RMS de flutuações da temperatura do gás, respectivamente, nas diferentes alturas.

TABELA 7.2 - VALORES MÉDIOS EM DIFERENTES ALTURAS

| $L(\text{mm})$ | $\rho_{X,X_s}$ | $\bar{v}$ (m/s) | $\bar{\tau}_1$ (s) | $\bar{\tau}_3$ (s) | $\bar{T}_g$ (K) | $\sqrt{(T_g - \bar{T}_g)^2}$ (K) |
|----------------|----------------|-----------------|--------------------|--------------------|-----------------|----------------------------------|
| 360            | 0,975          | 1,2             | 0,036              | 0,093              | 498,28          | 51,56                            |
| 380            | 0,975          | 1,2             | 0,036              | 0,095              | 483,40          | 49,60                            |
| 405            | 0,947          | 1,2             | 0,034              | 0,087              | 459,85          | 43,20                            |
| 440            | 0,962          | 1,2             | 0,039              | 0,101              | 426,91          | 34,22                            |
| 490            | 0,976          | 1,2             | 0,040              | 0,104              | 402,82          | 30,67                            |
| 550            | 0,969          | 0,8             | 0,041              | 0,108              | 388,18          | 24,02                            |
| 600            | 0,964          | 0,8             | 0,042              | 0,108              | 363,92          | 21,00                            |
| 650            | 0,96           | 0,8             | 0,038              | 0,097              | 344,88          | 15,51                            |
| 730            | 0,969          | 0,8             | 0,039              | 0,097              | 342,00          | 15,20                            |
| 790            | 0,985          | 0,8             | 0,046              | 0,120              | 335,36          | 14,65                            |

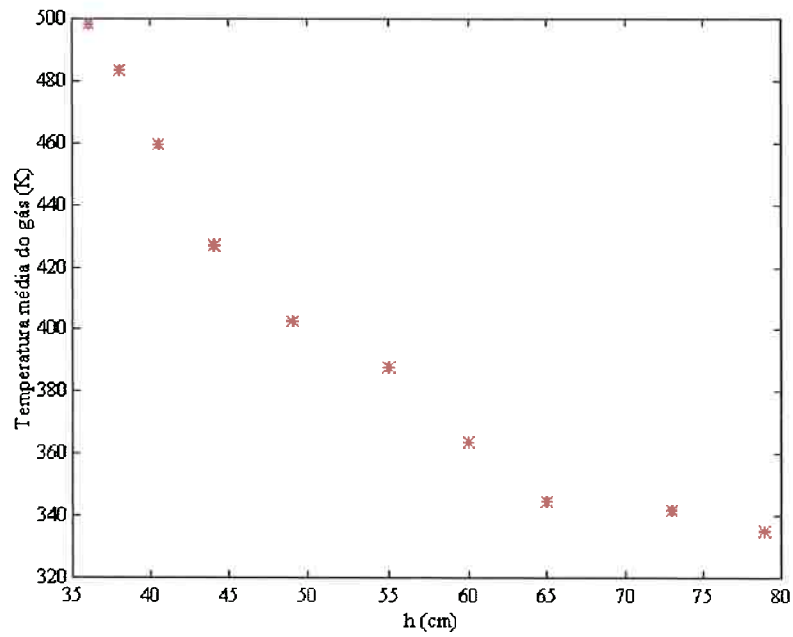


Figura 7.14 - Temperatura média do gás em diferentes alturas

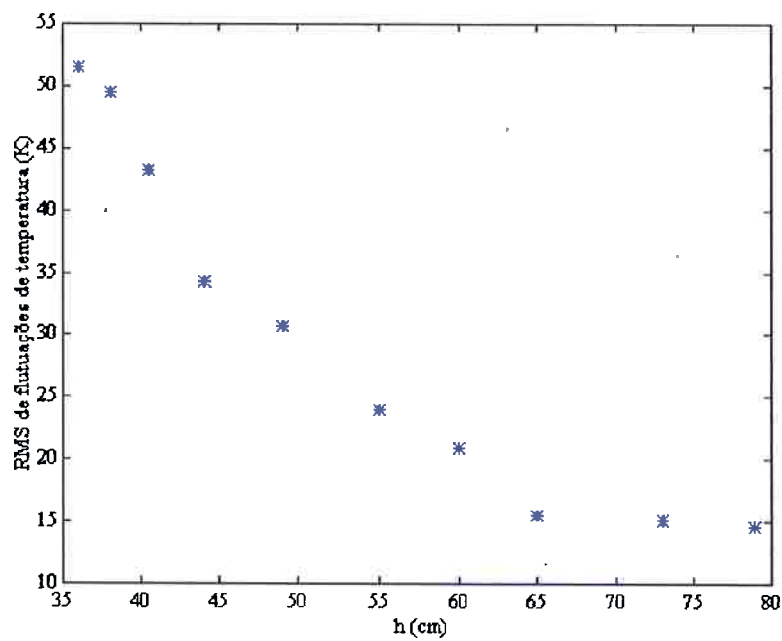


Figura 7.15 - RMS de flutuações de temperatura em diferentes alturas

Nas figuras seguintes estão as funções densidade de probabilidade de temperatura do gás em nove das alturas relacionadas na Tabela 7.2. Nas Figuras 7.16 e 7.17, os picos mais altos das PDFs praticamente correspondem às temperaturas médias nas diferentes alturas. Todas as PDFs mostram comportamentos semelhantes a distribuições Gaussianas com valores médios correspondentes às temperaturas médias nas diferentes alturas. Nota-se que à medida que os gases se afastam da chama as temperaturas médias, correspondentes aos picos mais altos, se aproximam da temperatura ambiente. Além disso as curvas de PDFs tornam-se mais estreitas e mais altas, significando que, quanto mais longe da chama, os gases possuem uma menor variação (variância) em torno das temperaturas médias, ou seja, uma menor flutuação de temperatura. Os picos tornam-se mais altos porque há uma maior ocorrência (quantidade) de gases com valores de temperatura em torno das médias. Esses comportamentos podem ser melhor vistos na projeção das PDFs na Figura 7.17

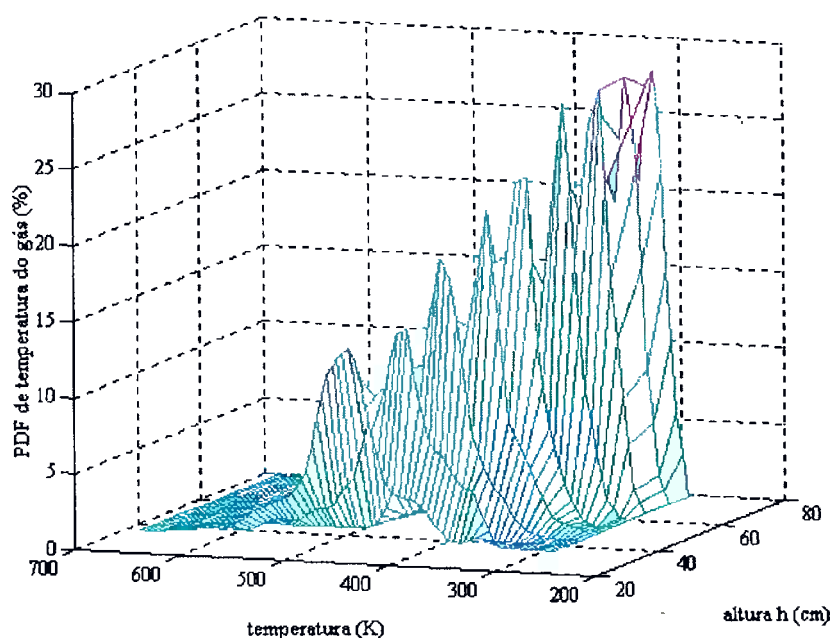


Figura 7.16 - PDFs de temperaturas do gás em diferentes alturas acima da chama



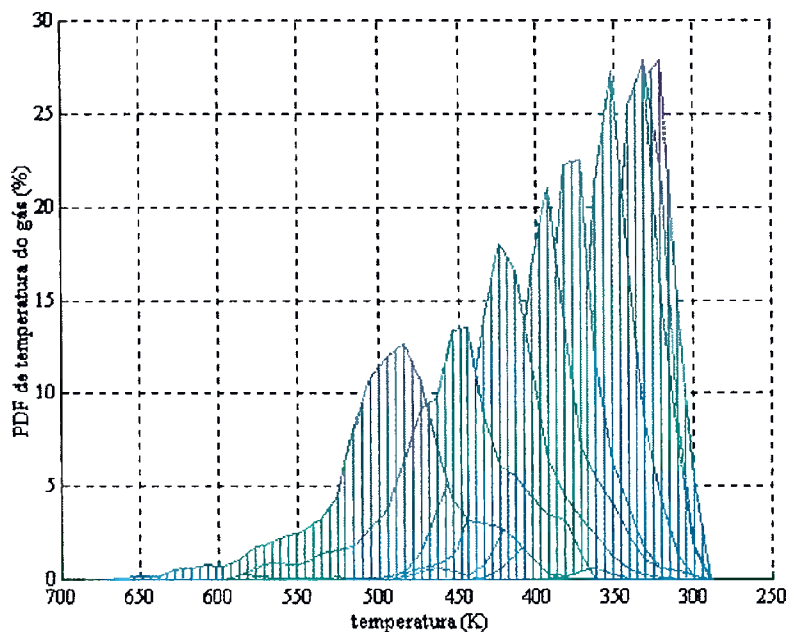


Figura 7.17 - Projeção das PDFs da Figura 7.16

Além disso, as PDFs mostram um comportamento esperado já que não houve valores de temperatura fora das faixas previstas de temperatura. Bem longe da chama era esperado que as flutuações de temperatura fossem baixas e que as temperaturas mais baixas não ultrapassassem a temperatura ambiente. As PDFs mostram que, praticamente, não há nenhum valor de temperatura abaixo da temperatura ambiente (295K). Isto pode também ser visto nas Figuras 7.9 a 7.13. Isto significa que as medidas de temperatura foram bem compensadas e que o método empregado é um bom método de compensação.

### 7.3 OBTENÇÃO DA VELOCIDADE DOS GASES

Para obtenção e comparação da velocidade instantânea dos gases de combustão havia alguns inconvenientes. Primeiro, seria necessário conseguir um bom instrumento para medição da velocidade instantânea para comparação com os métodos propostos anteriormente e, cuja velocidade, pudesse ser obtida em um único ponto do escoamento

como no caso dos termopares. Segundo, devido às dificuldades em detectar partículas de gases por detectores geralmente empregados nesses instrumentos, seria necessário criar um mecanismo de injeção de partículas no escoamento dos gases. Geralmente, estes mecanismos injetores não são tão simples e exige uma técnica de alta precisão em sua construção para que as partículas sejam distribuídas uniformemente no escoamento.

O único instrumento disponível era um anemômetro laser Doppler (LDA) do departamento de Engenharia Mecânica da USP. Este instrumento era utilizado, principalmente, para demonstrações didáticas e não estava devidamente calibrado. Portanto, não era um instrumento muito confiável e, uma comparação com os métodos propostos, não seria o suficiente para comprovar ou rejeitar os resultados dos métodos. Além disso, como não foi construído nenhum mecanismo injetor de partículas no escoamento dos gases, foi utilizado um escoamento de vapor d'água proveniente de um mecanismo gerador de vapor. Desse modo o detector do laser conseguia captar razoavelmente a velocidade do escoamento.

Contudo, um escoamento de vapor d'água é um escoamento muito complexo, constituído de bolhas de água que se evaporam à medida que vão se espalhando no ar. Talvez, nesse tipo de escoamento os métodos propostos com termopares não sejam válidos, devido às hipóteses utilizadas. Mas algumas tentativas foram feitas com testes realizados simultaneamente com termopares e com o LDA nesse tipo de escoamento. Alguns problemas surgem ao utilizar termopares nesse tipo de escoamento pois algumas bolhas se depositam na junção dos termopares impedindo uma boa resposta. Era necessário limpar as junções dos termopares antes de cada aquisição. Devido a esta série de problemas, uma boa combinação dos resultados entre as duas técnicas seria praticamente uma coincidência e, não seria possível dizer com certeza qual das duas técnicas apresenta melhores resultados.

Como citado anteriormente, o escoamento de vapor d'água é um escoamento complexo e depositava bolhas nas superfícies das junções dos termopares e, portanto, impedindo uma resposta adequada de temperatura. Até mesmo com um razoável coeficiente de correlação entre as temperaturas dos termopares nesse escoamento, o resultado do método de compensação, ou seja, para a temperatura do gás, não era muito bom. A equação da velocidade (Equação 4.12) tinha um pior condicionamento do que a equação para a temperatura do gás e conseqüentemente não seria possível obter resultados satisfatórios. Portanto, o escoamento de vapor d'água constitui um impedimento para obter resultados satisfatórios através dos métodos apresentados.

Somente para ilustrar os problemas acima, um resultado usando o LDA e um dos métodos apresentados anteriormente é apresentado na Figura 7.18. A velocidade do escoamento é muito baixa, conforme mostra o resultado do LDA; a velocidade média ficou em torno de 0,1 m/s. A comparação é feita com o resultado da Equação 4.20; esta foi a que deu resultados mais próximos do LDA. Embora esta equação apresenta resultados pouco realistas em velocidades moderadas (veja Tabela 7.3), parece mostrar resultados melhores em velocidade mais baixas e não apresenta problemas de mal condicionamento. Não há uma boa concordância entre os resultados e a velocidade média é bem mais baixa, mas as amplitudes das flutuações são da mesma ordem de grandeza.

Embora, a ordem de grandeza das flutuações seja praticamente a mesma, não se pode tirar nenhuma conclusão a respeito dos resultados mostrados na Figura 7.18. Repetindo, o escoamento de vapor d'água é bem complicado e a hipótese da Equação 4.20 pode não ser válida. A resposta dos termopares é prejudicada pela deposição de bolhas na superfície. O anemômetro laser não oferece um resultado confiável; em alguns pontos não há nenhuma detecção pelo laser, como no intervalo de 0,2 a 0,9 segundos, aproximadamente, na Figura 7.18. Pode haver ainda um pequeno atraso (algumas frações

de segundo) de detecção entre as medidas do LDA e termopares.

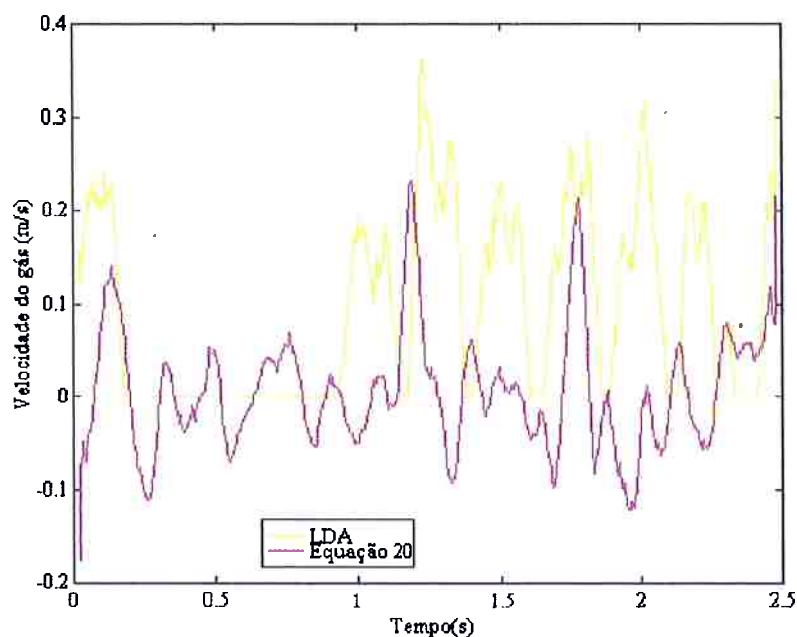


Figura 7.18 - velocidades do LDA e da Equação 4.20

Na Figura 7.19 é feita também a mesma comparação com um outro arquivo de dados. Apesar dos problemas, tanto as velocidades médias quanto as RMS de flutuações de velocidades das duas curvas desta vez tiveram praticamente a mesma ordem de grandeza. Outros erros que contribuem para a discordância entre os resultados, além dos problemas do LDA e do escoamento de vapor, estão no espaçamento entre os termopares. O espaçamento,  $\Delta x$ , não era pequeno o suficiente para permitir uma boa aproximação para o gradiente de densidade da Equação 4.20.

Para fazer uma comparação dos resultados da Equação 4.12 e do LDA alguns procedimentos foram necessários devido ao mal condicionamento daquela equação. Quando a temperatura  $T_1$  era aproximadamente igual a  $T_3$  no coeficiente  $\alpha$  da Equação 4.12 a solução para a velocidade divergia bastante, ou seja, resultava em valores absolutos muito grandes para a velocidade. Isto acontecia em alguns pontos do conjunto de dados. Por causa

destes pontos o gráfico da velocidade mostrava picos tipo funções delta e escondia os valores mais realistas de velocidade. O mesmo acontecia também para as Equações 4.16 e 4.17. Estes pontos, caso fossem em quantidade bem pequena, poderiam ser simplesmente descartados mas, em vez disso, algumas considerações foram implementadas.

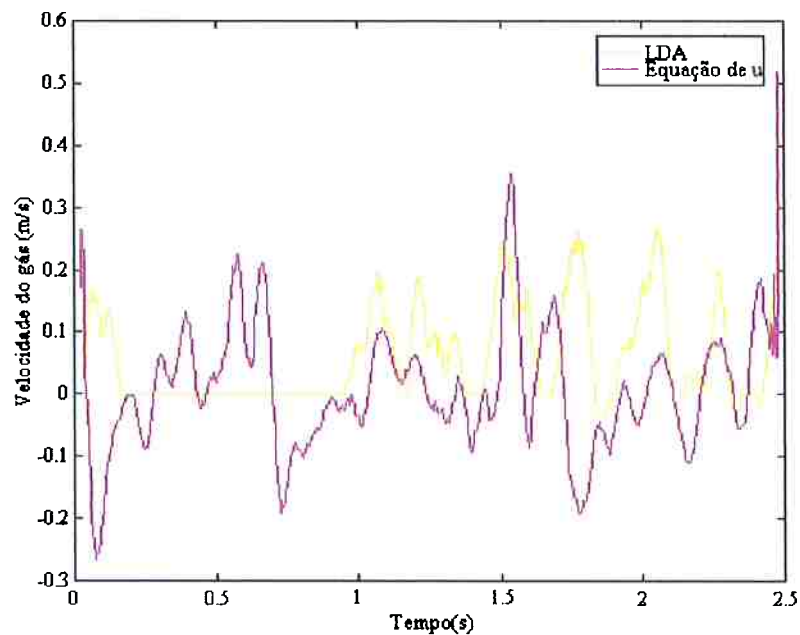


Figura 7.19 - Velocidades do LDA e da Equação 4.20

Como a velocidade oscila em torno do valor médio, nestes pontos podia ser admitido que a velocidade seria igual a média dada pelas correlações, toda vez que a velocidade alcançasse, em valor absoluto, por exemplo, 3 vezes a média das correlações. Podia ser admitido também que a velocidade seria igual ao valor no ponto anterior, para ter a idéia de continuidade. Se a quantidade destes pontos é pequena a solução geral não seria influenciada nem pela primeira hipótese nem pela segunda e o resultado geral seria praticamente o mesmo. Caso estes problemas de divergência acontecessem em muitos pontos haveria vários trechos constantes, e iguais à velocidade média ou à velocidade nos pontos anteriores, nas curvas de velocidades.

Além disso, uma filtragem dos resultados foi necessária para eliminar as variações muito rápidas na velocidade, eliminar algumas tendências de divergência ou picos pontiagudos das curvas e, também, para uma melhor visualização dos resultados. Na filtragem dos resultados foi utilizado o filtro das médias entre 25 pontos. Isto suaviza bem os resultados e elimina os picos mais pontiagudos e não realistas das curvas.

Devido aos problemas do LDA e do escoamento de vapor, uma boa comparação dos resultados da Equação 4.12 e do LDA não é possível. Mas, apenas para mostrar os problemas, esses resultados são ilustrados na Figura 7.20. Nesta figura, nos pontos de divergência dos resultados da Equação 4.12, foi admitida a hipótese de que quando a velocidade fosse maior que 3 vezes a média das correlações a velocidade era colocada igual a do ponto anterior. A quantidade de pontos de divergência é razoavelmente grande, devido aos problemas gerados pelo escoamento, e por isto apresenta vários trechos de velocidade constante. A velocidade média (0,12 m/s) e as flutuações (0,09 m/s) do LDA são mais baixas do que a velocidade média (0,20 m/s) e as flutuações (0,11 m/s) da Equação 4.12.

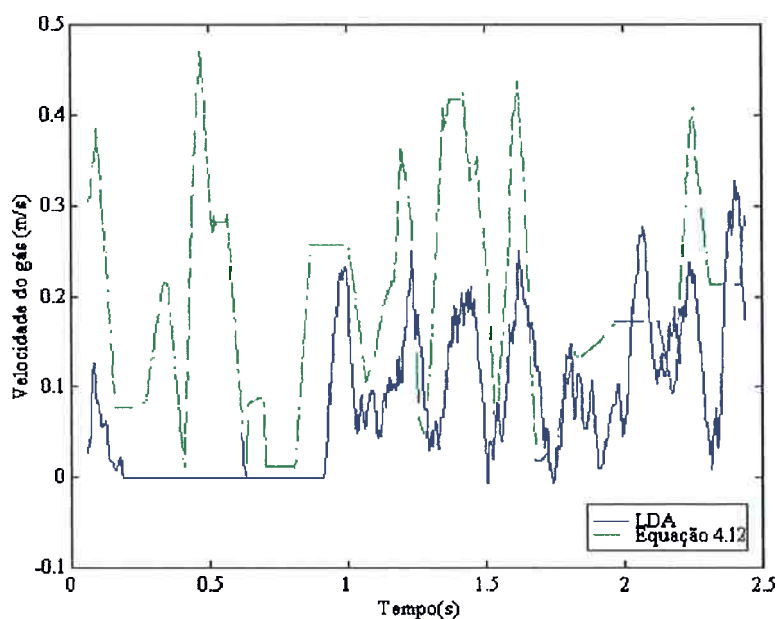


Figura 7.20 - Velocidade do gás obtida da Equação 4.12 e do LDA

Então, para obter a velocidade instantânea dos gases de combustão, uma comparação foi feita entre os vários métodos relacionados no capítulo 4. Nas figuras seguintes as velocidades foram obtidas nas alturas de 405 mm e 730 mm acima do bocal do queimador. Na Tabela 7.3, também é mostrada uma comparação, entre os vários métodos, da velocidade média e RMS de flutuações de velocidade ( $V_g$ ) em todas as alturas relacionadas anteriormente na Tabela 7.2.

Nota-se, que os três primeiros métodos (Equações 4.12, 4.16 e 4.17) dão valores muito próximos entre si e com relação à velocidade média obtida das correlações. Tanto a velocidade média quanto as RMS de flutuações de velocidade são muito próximas para as três primeiras equações e diminuem a medida que os gases se afastam da chama.

Os outros métodos, apesar de mostrar resultados bem diferentes dos três primeiros, não devem ser totalmente desprezados. O método da Equação 4.20, embora não tenha dado bons resultados para a velocidade média, as RMS das flutuações são praticamente iguais aos dos três primeiros métodos. Se os termopares estivessem mais próximos entre si, melhores resultados poderiam ser conseguidos pois diminuiriam os erros no gradiente de densidade e a velocidade no primeiro termopar seria praticamente igual à velocidade no segundo.

Os resultados da Equação 4.25 são idênticos à velocidade média das correlações pois a constante da Equação 4.25 é justamente a média das densidades multiplicada pela velocidade média das correlações. As flutuações são muito baixas em relação aos resultados das três primeiras equações e, portanto, exige algumas correções. No entanto, os resultados desta equação, mostrados na Figura 7.24, ilustram indiretamente a boa combinação entre as temperaturas dos gases calculadas dos dois modos anteriores.

Nenhum resultado é dado para a Equação 4.11 pois esta exige melhores considerações. Para curvas muito próximas os resultados não são satisfatórios, mas para curvas mais afastadas, onde a defasagem se torna mais acentuada, melhores resultados

podem ser obtidos. Os métodos das Equações 4.11, 4.20 e 4.25 necessitam de resultados em outras situações e uma análise mais detalhada.

TABELA 7.3 - VELOCIDADES MÉDIAS E FLUTUAÇÕES EM DIFERENTES ALTURAS EMPREGANDO VÁRIOS MÉTODOS.

| Altura (mm) | Correção | Eq. 4.12 | Eq. 4.16 | Eq. 4.17 | Eq. 4.20 | Eq. 4.25 |                        |
|-------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|------------------------|
| 360         | 1,2      | 1,21     | 1,01     | 0,97     | 0,04     | 1,21     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,56     | 0,55     | 0,55     | 0,45     | 0,09     | RMS( $V_g$ )           |
| 380         | 1,2      | 1,18     | 0,92     | 0,96     | 0,17     | 1,21     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,51     | 0,41     | 0,45     | 0,46     | 0,09     | RMS( $V_g$ )           |
| 405         | 1,2      | 1,12     | 0,97     | 0,95     | 0,12     | 1,20     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,47     | 0,43     | 0,48     | 0,49     | 0,07     | RMS( $V_g$ )           |
| 440         | 1,2      | 1,04     | 0,89     | 0,86     | 0,01     | 1,20     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,56     | 0,48     | 0,50     | 0,47     | 0,07     | RMS( $V_g$ )           |
| 490         | 1,2      | 0,91     | 0,72     | 0,79     | 0,48     | 1,21     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,47     | 0,45     | 0,44     | 0,51     | 0,07     | RMS( $V_g$ )           |
| 550         | 0,8      | 0,61     | 0,49     | 0,47     | 0,13     | 0,80     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,30     | 0,27     | 0,24     | 0,30     | 0,03     | RMS( $V_g$ )           |
| 600         | 0,6      | 0,51     | 0,34     | 0,32     | 0,34     | 0,60     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,24     | 0,15     | 0,15     | 0,22     | 0,03     | RMS( $V_g$ )           |
| 650         | 1,2      | 0,64     | 0,55     | 0,55     | 0,10     | 1,20     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,41     | 0,40     | 0,40     | 0,48     | 0,04     | RMS( $V_g$ )           |
| 730         | 0,8      | 0,66     | 0,56     | 0,53     | 0,17     | 0,80     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,31     | 0,28     | 0,29     | 0,34     | 0,03     | RMS( $V_g$ )           |
| 790         | 0,6      | 0,45     | 0,39     | 0,36     | 0,22     | 0,60     | $\overline{V}_g$ (m/s) |
|             | -        | 0,25     | 0,23     | 0,24     | 0,23     | 0,02     | RMS( $V_g$ )           |

Nas Figuras 7.21 e 7.22 estão as comparações dos resultados das Equações 4.12, 4.16 e 4.17 numa altura de 405 mm acima do bocal do queimador. Há um boa concordância



nos resultados, as flutuações não são exageradas ou muito baixas e as velocidades médias são próximas da velocidade média das correlações, conforme a Tabela 7.3. Para obter estes resultados foram adotados os procedimentos citados anteriormente para superar os problemas de mal condicionamento.

Havia muito poucos pontos de divergência das soluções e, portanto, não aparece trechos de velocidade constante, como os do resultado da Figura 7.20. Fora desses pontos onde houve grandes divergências, os resultados das duas equações se combinam muito bem, mostrando valores bem realistas. As velocidades médias e a média das flutuações foram praticamente iguais para todas essas equações, como pode também ser visto na Tabela 7.3.

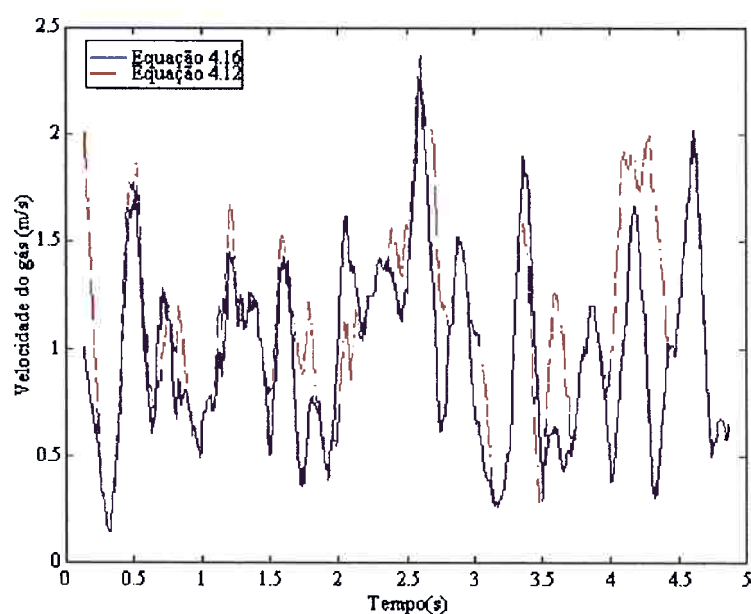


Figura 7.21 - Velocidade das Equações 4.12 e 4.16 -  $L = 405$  mm

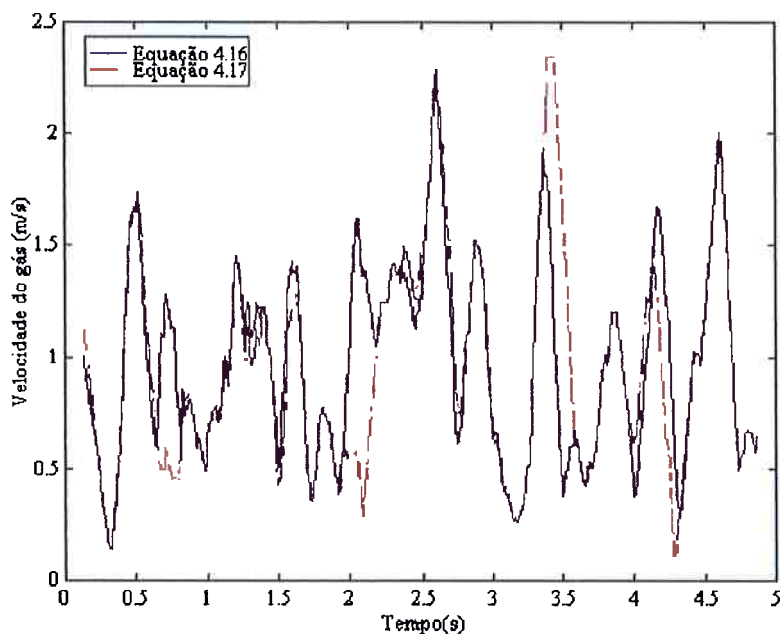


Figura 7.22 - Velocidade das Equações 4.16 e 4.17 -  $L = 405$  mm.

A Figura 7.23 mostra o resultado da Equação 4.20 nos gases de combustão. A velocidade média e as flutuações são mais baixas do que os resultados da Equação 4.16. As diferenças são devidas aos erros introduzidos pela hipótese de considerar as velocidades iguais nos dois termopares, os quais não estavam próximos o suficiente um do outro e assim impedindo uma boa aproximação para o gradiente de densidade na Equação 4.20.

Resultados da Equação 4.25 para  $u_1(T_g)$  e  $u_1(T_{g1})$  são comparados na figura 7.24, onde se nota a boa combinação entre as duas curvas de velocidade. As velocidades médias das duas curvas ficaram em 1,20 m/s, exatamente igual a velocidade média obtida das correlações. Isto mostra que a média aritmética das flutuações é nula. As flutuações são baixas comparadas com as flutuações obtidas nas figuras anteriores. A boa combinação entre essas duas curvas mostra o quanto a temperatura do gás calculada com o método coincide com a temperatura do gás baseada na constante de tempo média. Para uma melhor apresentação, uma filtragem foi feita nos resultados eliminando as variações mais rápidas (de maior frequência), fornecendo curvas mais suaves.

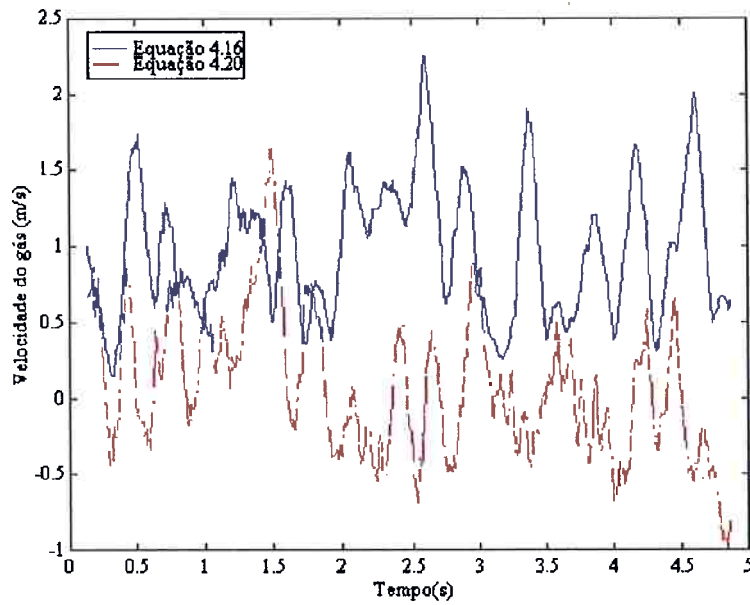


Figura 7.23 - Velocidade das Equações 4.16 e 4.20 -  $L = 405$  mm

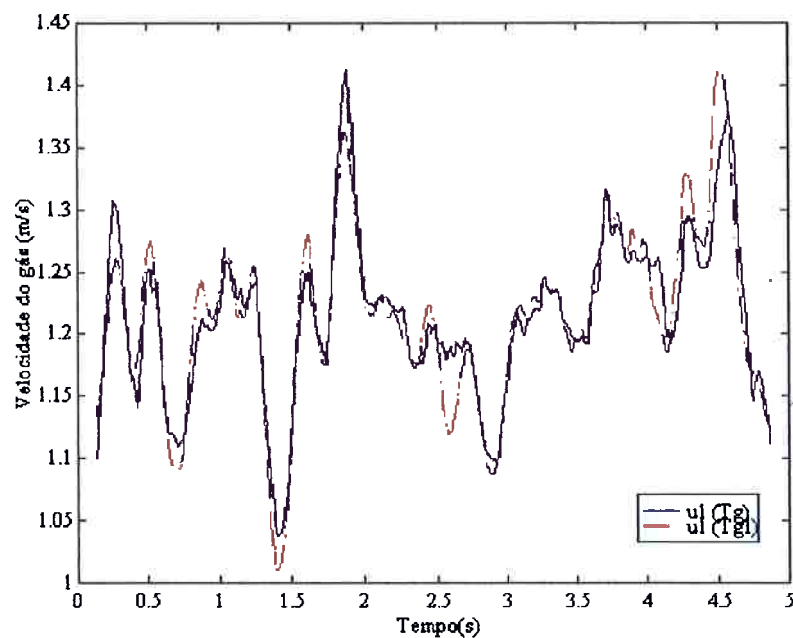


Figura 7.24 - Velocidades  $u_l(T_g)$  e  $u_l(T_{gi})$  da Equação 4.25 -  $L = 405$  mm

Nas Figuras 7.25 a 7.29 são feitas as mesmas comparações das Figuras 7.21 a 7.24, só que para uma altura de  $L = 730$  mm acima do bocal do queimador. Os mesmos comportamentos mostrados anteriormente são vistos nestas figuras. Os resultados das Equações 4.12, 4.16 e 4.17 mostram novamente uma boa concordância; não há uma boa comparação entre as Equações 4.16, 4.20 na Figura 7.27; e nas Figuras 7.28 e 7.29 há uma boa concordância por causa dos resultados da temperatura do gás. As curvas da Figura 7.29 são as mesmas da Figura 7.28 e onde se nota o efeito da filtragem nos resultados. As curvas foram bem suavizadas e as flutuações principais não sofreram alterações significativas.

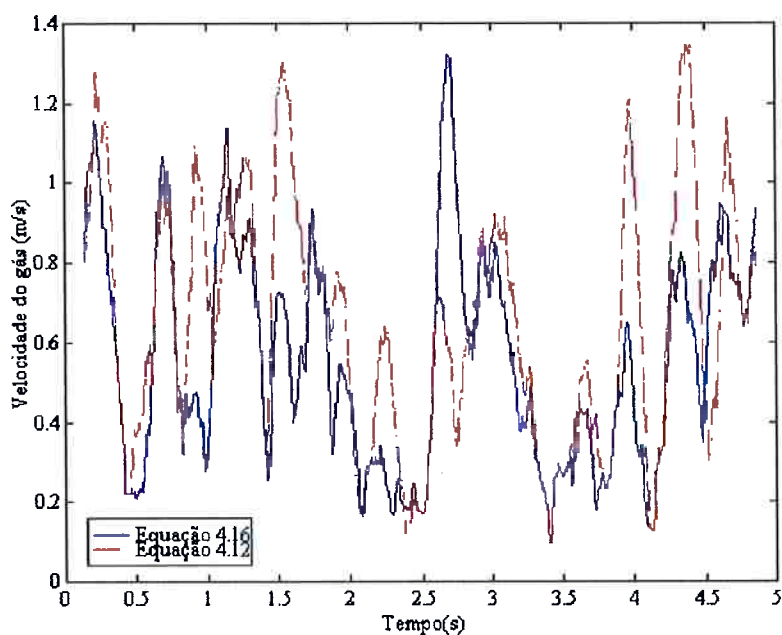


Figura 7.25 - Velocidade do gás das Equações 4.12 e 4.16 -  $L = 730$  mm

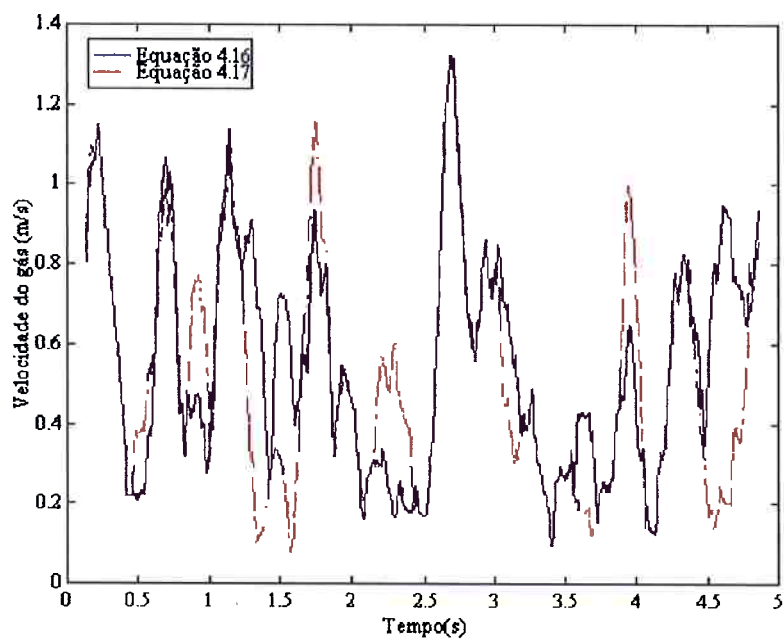


Figura 7.26 - Velocidade do gás das Equações 4.16 e 4.17 -  $L = 730$  mm

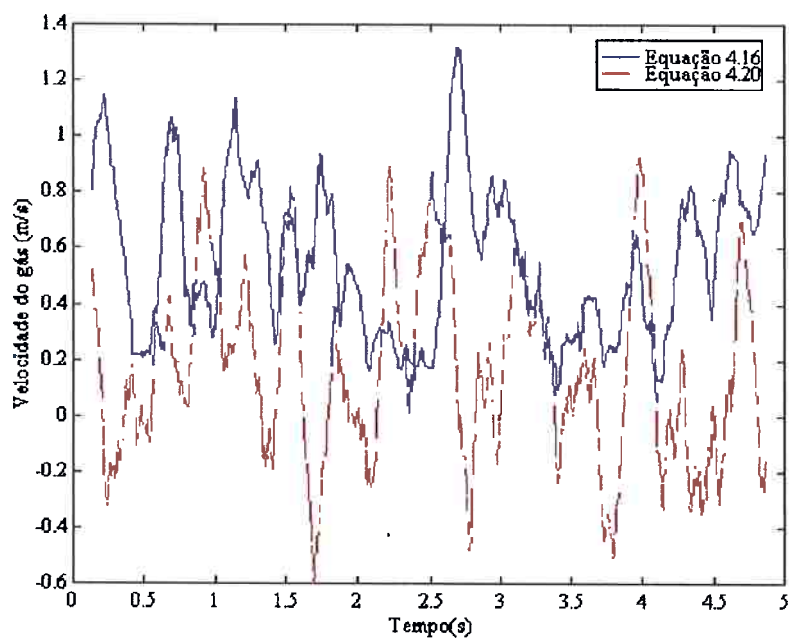


Figura 7.27 - Velocidade do gás das Equações 4.16 e 4.20 -  $L = 730$  mm

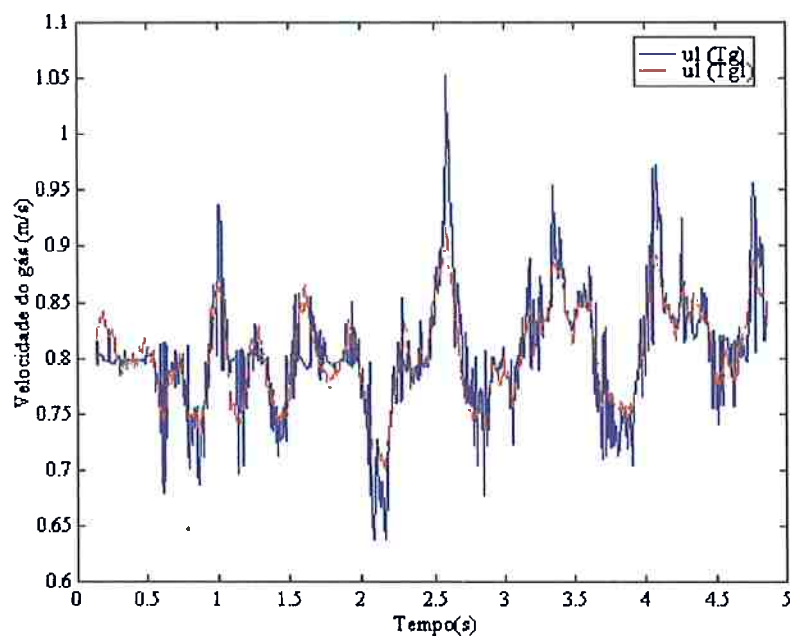


Figura 7.28 - Velocidades  $u_j(T_g)$  e  $u_j(T_{gi})$  da Equação 4.25 -  $L = 730$  mm

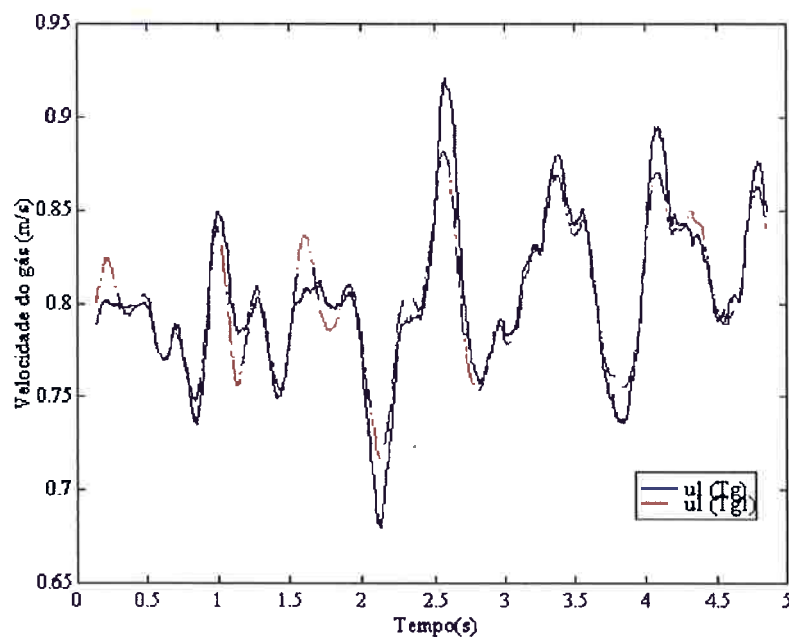


Figura 7.29 - Curvas da Figura 7.28 após filtragem

Nas Figuras 7.30 e 7.31 estão as PDFs de velocidade do gás, calculada pela Equação 4.16, as quais mostram comportamentos semelhantes às PDFs de temperatura do gás. A medida que os gases se distanciam da chama os picos das PDFs aumentam e tornam-se mais estreitos. As velocidades médias, correspondentes praticamente aos máximos das PDFs, diminuem. As flutuações de velocidade também diminuem e por isto os picos tornam-se mais estreitos implicando em uma maior ocorrência de valores de velocidade em torno da média.

As PDFs de velocidade são bem mais baixas do que as de temperatura pois ocorre uma maior dispersão de valores de velocidade, dada pelas RMS de flutuações, em relação a velocidade média. Em termos percentuais as RMS de flutuações de velocidade podem alcançar até 50% em relação as velocidades médias, enquanto que as RMS de flutuações de temperatura não passam de 10% das temperaturas médias (vejam Tabelas 7.2 e 7.3).

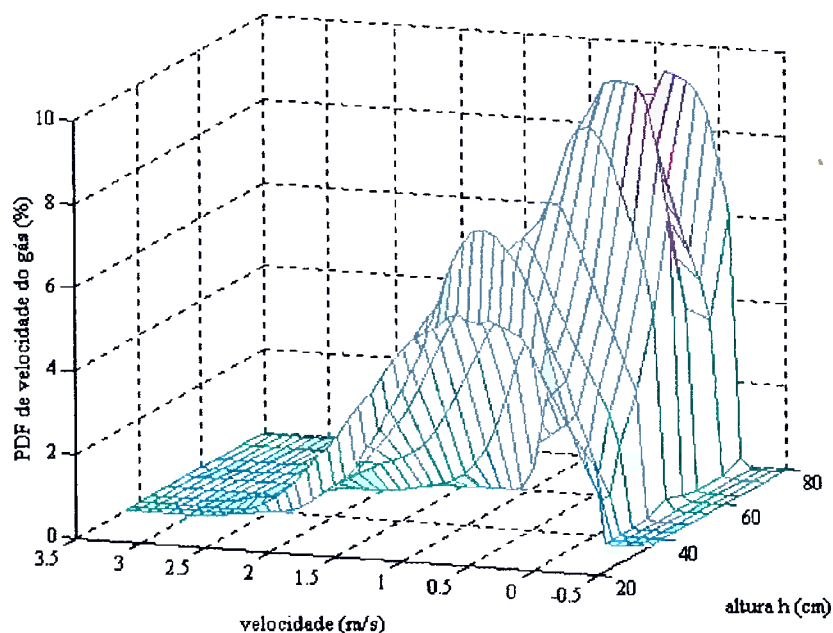


Figura 7.30 - PDFs de velocidades do gás em várias alturas

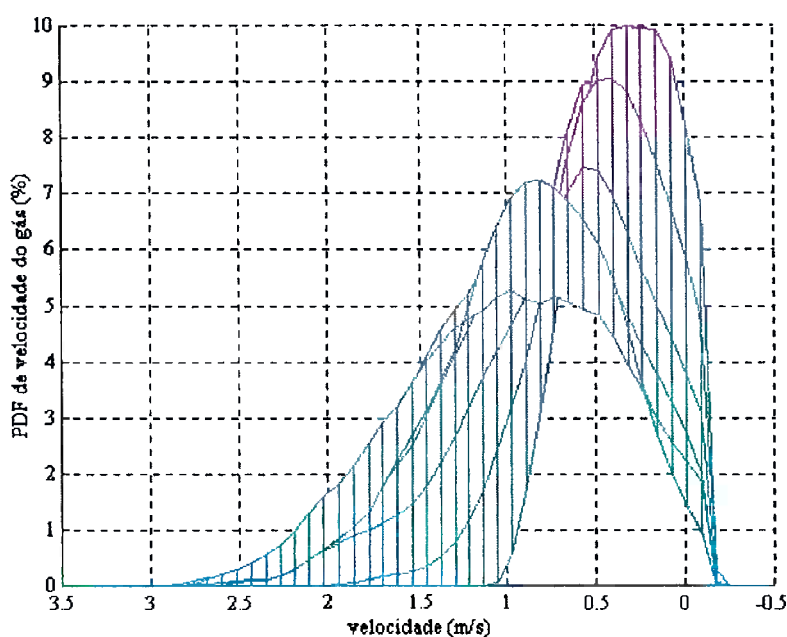


Figura 7.31 - Projeção das PDFs da Figura 7.30.

Estes comportamentos mostrados pelas PDFs tanto de temperatura quanto de velocidade são bem realistas, pois a medida que os pacotes de gases se afastam da chama suas temperaturas e velocidades vão diminuindo. Isto mostra que a temperatura calculada pelo método e a velocidade calculada pela Equação 4.16, e também pelas Equações 4.12 e 4.17, as quais dão valores bem próximos, estão dentro da realidade.

Embora não haja na literatura algumas medidas feitas sob condições idênticas às realizadas neste trabalho, é possível ter uma estimativa de alguns parâmetros (ou escalas) da turbulência em escoamentos semelhantes. As frequências características da turbulência podem ser estimadas através das correlações lagrangeanas (temporais) de velocidade. Estas correlações de velocidade são muito semelhantes às correlações de temperatura, uma vez que elas são geralmente normalizadas e se encontram no intervalo entre zero e um.

O tempo característico da turbulência baseado na correlação lagrangeana é definido como a integral no tempo de zero a infinito. Esse tempo pode ser estimado tomando a metade da área sob a curva da Figura 7.3, cujo resultado é da ordem de 0,10 segundos. O



inverso desse tempo (10 Hz) corresponde a frequência característica das flutuações do escoamento turbulento. Este resultado é o mesmo observado no trabalho de BALLANTINE e MOSS (1977)<sup>25</sup> em uma chama de metano-ar. No trabalho de SON et al.(1989)<sup>36</sup> a máxima frequência de resolução da PSD das medidas de temperatura era de 6,35 Hz. Portanto, em escoamentos do tipo utilizado neste trabalho, em distâncias razoáveis acima do bocal do queimador, as frequências principais das flutuações tanto de temperatura quanto de velocidade são realmente baixas.

A escala característica de comprimento de turbulência pode ser estimada multiplicando o tempo característico pela RMS de flutuações de velocidade. Um valor médio para esta escala de comprimento é da ordem de  $0,035\text{m} = 35\text{mm}$ . Isto corresponde às dimensões dos maiores vórtices, os quais são da ordem da largura do escoamento. Esta escala pode ser também considerada como a distância total que os grandes vórtices se movem mantendo suas formas e características até perder suas identidades. As menores escalas da turbulência (micro-escalas de Kolmogorov) são estimadas da ordem de 1,0 mm.

De acordo com MOTEVALLI et al.(1992)<sup>35</sup> a distância de separação entre as medidas com termopares, para validação da técnica CCV, deve ser bem menor do que as maiores escalas de turbulência e bem maior que as micro-escalas. Os resultados apresentados neste trabalho atende essas exigências, pois as medidas foram realizadas com termopares afastados de 7,0 mm, inicialmente, e de 12,0 mm depois. Isto assegura que os resultados mostrados são inteiramente válidos.

## 8 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

### 8.1 CONCLUSÕES

Os principais objetivos deste trabalho pertinentes ao desenvolvimento experimental para aplicação da técnica de medição, tais como, o projeto e construção do sistema de medidas para a produção de uma chama turbulenta pré-misturada e de baixa frequência de GLP e ar, e a utilização de termopares para captar as flutuações de temperatura no escoamento da chama, foram alcançados.

Quanto à aplicação da técnica de medição, ou do método de compensação, os objetivos pretendidos se resumiam em obter o valor mais correto da temperatura dos gases de combustão, ou seja, um melhor resultado para as flutuações de temperatura do escoamento. Para alcançar esse resultado as temperaturas dos termopares foram transformadas para temperaturas dos gases através do método de compensação. Os resultados mostrados no capítulo 7 indicam que esse objetivo principal foi alcançado.

Além disso, o método de compensação foi incrementado com: 1) a inclusão do termo de transferência de calor por radiação, como pode ser visto no anexo A; 2) um procedimento para obtenção da velocidade média do escoamento com base na técnica CCV, ou nas correlações de temperatura dos termopares; 3) a constante de tempo média obtida através da velocidade média acima; 4) filtragem analógica e digital dos sinais de termopares para eliminar ruídos de alta frequência; e 5) alguns procedimentos para obtenção da velocidade instantânea do escoamento apenas com base nos sinais de termopares.

Apesar de pequenos problemas de condicionamento da Equação 3.9, os resultados obtidos pelo método de compensação foram satisfatórios. Estes problemas envolviam o surgimento de números complexos na solução da equação de segundo grau, em alguns

pontos do conjunto de dados, os quais exigiam um tratamento especial. Se essa quantidade de pontos fosse muito pequena em relação ao número total de pontos do conjunto esses resultados poderiam ser simplesmente descartados, sem prejuízo no todo. Mas, em vez disso, esses pontos foram mantidos e suas magnitudes foram consideradas sem prejudicar a solução do método.

Os mesmos problemas de condicionamento aconteceram nas equações da velocidade, Equações 4.12, 4.16 e 4.17, exigindo alguns procedimentos para eliminação dos problemas. Estes procedimentos consistiram nas limitações dos pontos de divergências e nas filtragens das soluções. Com estes procedimentos, as soluções apresentadas no capítulo 7 para as velocidades foram satisfatórias.

## 8.2 RECOMENDAÇÕES

Para eliminar o mal condicionamento é necessário fazer um estudo mais profundo, teórico e experimental, de todas os parâmetros que influenciam na solução, e isto demanda tempo. A solução, ou os coeficientes da Equação 3.9, é dependente dos parâmetros constantes do escoamento e do material da junção dos termopares, dos diâmetros dos termopares, das temperaturas e das derivadas. A combinação de todos esses parâmetros para verificar a influência sobre a solução é um pouco trabalhosa e a minimização de erros em cada um não significa que o mal condicionamento possa ser eliminado. Parece que o mal condicionamento é dependente e recai em determinadas faixas desses parâmetros.

Foi verificado que a solução é muito sensível aos diâmetros dos termopares e, por isto, é necessário medi-los com bastante exatidão. As hipóteses ao considerar alguns parâmetros constantes, como a condutividade térmica do meio gasoso, podem ser melhoradas considerando-as como dependentes da temperatura do termopar mais fino, cuja

temperatura se aproxima mais da temperatura do gás, sem necessidade de mudança significativa no método. No entanto, esses ajustes e correções não influenciam muito nos resultados.

Foi verificado também que para diâmetros maiores a solução para temperatura do gás diverge um pouco do valor real, em alguns pontos do conjunto de dados, mas a compensação usando uma constante de tempo média, obtida por meio das correlações dos sinais, apresenta bons resultados.

Embora as velocidades médias obtidas através dos valores de  $m$  das máximas correlações não tenha sido obtido com uma boa exatidão, melhores resultados serão possíveis ao utilizar termopares um pouco mais afastados entre si no escoamento. Desse modo, uma maior defasagem seria obtida entre as curvas de temperatura dos termopares e, conseqüentemente, um maior valor de  $m$ . Assim, se a máxima correlação caísse em um ponto anterior ( $m-1$ ) ou posterior ( $m+1$ ), o desvio na velocidade média seria pequeno. Além disso, um resultado ainda melhor para a velocidade média pode ser conseguido ao considerar que o ponto de máxima correlação não necessariamente coincide com um valor inteiro de  $m$ . Também, a velocidade pode ser melhorada usando uma frequência de amostragem um pouco maior, ou seja, uma menor taxa de amostragem.

Com mais alguns ajustes e correções no método, como os citados acima, será possível obter resultados melhores para a velocidade. Algumas medidas de velocidade instantânea com o anemômetro laser Doppler (LDA) foram realizadas com vapor d'água, mas devido a complexidade desse escoamento não foi possível obter bons resultados. Tentativas foram feitas com a chama mas o detector do laser não consegue captar nenhum sinal dos gases produzidos pela chama. É necessário que no cruzamento dos dois feixes do LDA haja bastante partículas de fumaça, o que não ocorre com a chama. Os gases produzidos pela chama são praticamente transparentes e sem fuligem. Seria necessário

acrescentar algumas substâncias ("seed") na chama para que haja produção de fumaça e que possa ser detectada pelo laser.

As temperaturas obtidas através de termopares são bem fundamentadas e largamente comprovadas, até mesmo com técnicas lasers, como pode ser visto nas referências bibliográficas. Uma comparação das medidas de velocidade com um LDA bem calibrado seria suficiente para comprovar os resultados obtidos, não só da velocidade como também da temperatura do método, uma vez que as flutuações de temperatura e de velocidade estão diretamente relacionadas, de acordo com o estudo de alguns autores.

## ANEXO A

## DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DO MÉTODO

Considerando então a contribuição principal da radiação, entre a junção do termopar e o ambiente, a conservação da energia aplicada à junção do termopar, torna-se:

$$MC_P \frac{dT}{dt} = hA(T_g - T) - \sigma \epsilon A(T^4 - T_{rm}^4) \quad (\text{A.1})$$

sendo o último termo devido à radiação, onde  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann ( $\sigma = 5,669 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ ),  $\epsilon$  é a emissividade da junção do termopar e  $T_{rm}$  é a temperatura radiante média. Com  $M = \rho_T V$ ,  $V = \pi D^3/6$  e  $A = \pi D^2$  para uma esfera, e dividindo por  $hA$  obtém-se:

$$\tau \frac{dT}{dt} = T_g - T - \frac{\sigma \epsilon}{h} (T^4 - T_{rm}^4) \quad (\text{A.2})$$

onde

$$\tau = \frac{\rho_T C_P D}{6h} \quad (\text{A.3})$$

ou

$$h = \frac{\rho_T C_P D}{6\tau} \quad (\text{A.4})$$

Substituindo a expressão de  $h$  acima no último termo da Equação A.2, chega-se a:

$$T_g = T + \tau \frac{dT}{dt} + \frac{6\sigma\epsilon\tau}{\rho_T C_P D} (T^4 - T_{rm}^4) \quad (\text{A.5})$$

$$T_g = T + \tau \left[ \frac{dT}{dt} + \frac{6\sigma\epsilon}{\rho_T C_P D} (T^4 - T_{rm}^4) \right] \quad (\text{A.6})$$

$$T_g = T + \tau [\dot{T} + \dot{T}_{rad}] \quad (\text{A.7})$$

onde foi feito

$$\dot{T} = \frac{dT}{dt} \quad e \quad \dot{T}_{rad} = \frac{6\sigma\epsilon}{\rho_T C_P D} (T^4 - T_{rm}^4) \quad (\text{A.8})$$

A constante de tempo  $\tau$  é dada por:

$$\tau = \frac{\rho_T C_P D^2}{6h} = \frac{\rho_T C_P D^2}{6Nuk} = \frac{\rho_T C_P D^2}{6k} \frac{1}{2+c_1 Re^m} = \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{\rho_T C_P D^2}{6k} \frac{1}{2+c_1 \left(\frac{\rho}{\mu}\right)^m v^m D^m} = \frac{D^2}{\frac{12k}{\rho_T C_P} + \frac{6kc_1}{\rho_T C_P} \left(\frac{\rho}{\mu}\right)^m v^m D^m}$$

$$\tau = \frac{D^2}{c_2 + c_3 v^m D^m}; \quad c_2 = \frac{12k}{\rho_T C_P} \quad e \quad c_3 = \frac{6kc_1}{\rho_T C_P} \left(\frac{\rho}{\mu}\right)^m \quad (\text{A.10})$$

Levando a expressão de  $\tau$  acima na Equação A.7, e considerando dois termopares 1 e 2 de diâmetros diferentes  $D_1$  e  $D_2$ , obtém-se:

$$T_{g1} = T_1 + \frac{D_1^2}{c_2 + c_3 v_1^m D_1^m} [\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1}] \quad (\text{A.11})$$

$$T_{g2} = T_2 + \frac{D_2^2}{c_2 + c_3 v_2^m D_2^m} [\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2}] \quad (\text{A.12})$$

Explicitando as equações acima em termos das velocidades  $v_1$  e  $v_2$ , chega-se a

$$c_3 v_1^m = \frac{\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1}}{T_{g1} - T_1} \frac{D_1^2}{D_1^m} - \frac{c_2}{D_1^m} \quad (\text{A.13})$$

$$c_3 v_2^m = \frac{\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2}}{T_{g2} - T_2} \frac{D_2^2}{D_2^m} - \frac{c_2}{D_2^m} \quad (\text{A.14})$$

Para os dois termopares próximos um do outro é admitido que  $T_{g1} \approx T_{g2}$  e  $v_1 \approx v_2$ . Assim, igualando as duas equações acima

$$\frac{\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1}}{T_g - T_1} \frac{D_1^2}{D_1^m} - \frac{c_2}{D_1^m} = \frac{\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2}}{T_g - T_2} \frac{D_2^2}{D_2^m} - \frac{c_2}{D_2^m}$$

Multiplicando a relação acima por  $(T_g - T_1)(T_g - T_2)$ , obtém-se:

$$(T_g - T_2)(\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1})D_1^{2-m} - \left(\frac{c_2}{D_1^m} - \frac{c_2}{D_2^m}\right)(T_g - T_1)(T_g - T_2) -$$

$$(T_g - T_1)(\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2})D_2^{2-m} = 0.$$



Dividindo por  $D_1^{2-m}$ ,

$$T_g(\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1})D_1^{2-m} - \left(\frac{c_2}{D_1^2} - \frac{c_2}{D_2^2}\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m}\right)(T_g^2 - [T_1+T_2]T_g + T_1T_2) -$$

$$- T_g(\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2})\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} - T_2(\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1}) + T_1(\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2})\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} = 0.$$

Fazendo

$$A = -\frac{c_2}{D_1^2} + \frac{c_2}{D_2^2}\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} \quad (\text{A.15})$$

tem-se:

$$A(T_g^2 - [T_1+T_2]T_g + T_1T_2) + T_g(\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1} - (\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2})\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m}) -$$

$$- T_2(\dot{T}_1 + \dot{T}_{rad1}) + T_1(\dot{T}_2 + \dot{T}_{rad2})\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} = 0.$$

Chamando de

$$B = \dot{T}_1 - \dot{T}_2\left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} - A(T_1+T_2) \quad (\text{A.16})$$

$$C = T_1 \dot{T}_2 \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} - T_2 \dot{T}_1 + AT_1 T_2 \quad (\text{A.17})$$

chega-se a:

$$AT_g^2 + [B + \dot{T}_{rad1} - \dot{T}_{rad2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m}] T_g + C - T_2 \dot{T}_{rad1} + T_1 \dot{T}_{rad2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} = 0. \quad (\text{A.18})$$

ou

$$AT_g^2 + B' T_g + C' = 0. \quad (\text{A.19})$$

sendo

$$B' = B + \dot{T}_{rad1} - \dot{T}_{rad2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m} \quad (\text{A.20})$$

e

$$C' = C - T_2 \dot{T}_{rad1} + T_1 \dot{T}_{rad2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{2-m}. \quad (\text{A.21})$$

E assim, os termos devidos à radiação, introduzidos nos coeficientes acima, podem ser calculados em cada ponto do conjunto de dados, ou seja, em cada instante de tempo.

## ANEXO B

### ANÁLISE DE INCERTEZAS DO MÉTODO DE COMPENSAÇÃO

As fontes de erros encontradas neste trabalho, assim como na maioria de trabalhos experimentais, são devidas aos erros de calibração dos instrumentos de medição, erros de aquisição de dados e erros de redução ou tratamento de dados. Todos estes erros envolve erros de precisão (ou aleatórios) e erros “bias” (ou sistemáticos).

Os erros ou incertezas associados aos instrumentos de medida são geralmente dados nos manuais ou “handbooks” especializados. Os erros de aquisição de dados estão relacionados a todo o processo de aquisição do sistema de aquisição de dados que, neste trabalho, envolve desde os termopares até a obtenção dos valores no microcomputador. Os principais erros de aquisição, além das incertezas relacionadas aos termopares, estão associados à resolução da placa de aquisição de dados. No microcomputador os erros relacionados a redução ou tratamento dos dados estão associados aos cálculos e às hipóteses geralmente empregadas para trabalhar com os dados.

As incertezas foram calculadas em um nível de confiança (ou intervalo no qual se espera encontrar o valor verdadeiro) de 95%. Para isto, a incerteza é calculada com base na raiz quadrada da soma dos quadrados ( $U_{RSS}$ ) das incertezas de cada parâmetro. Como a temperatura do gás é obtida em cada ponto do conjunto de dados (que neste trabalho foi de 1000 pontos) a incerteza foi calculada numericamente em cada ponto.

Basicamente, o método consiste em resolver a equação da temperatura do gás, dada por:

$$AT_g^2 + BT_g + C = 0, \quad (3.9)$$

sendo os coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$  dados por

$$A = \frac{c_2}{D_2^2} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} - \frac{c_2}{D_1^2},$$

$$B = \dot{T}_1 - \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 - A(T_1 + T_2),$$

$$C = \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 T_1 - \dot{T}_1 T_2 + A T_1 T_2,$$

cuja solução é:

$$T_g = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} = \frac{-B}{2A} \pm \left( \frac{B^2}{4A^2} - \frac{C}{A} \right)^{1/2}.$$

O sinal  $\pm$  é definido quanto  $T_g$  é comparado com a temperatura do gás calculada com base na constante de tempo média. A incerteza em  $T_g$  é então

$$U_{T_g} = \left[ \left( \frac{\partial T_g}{\partial A} U_A \right)^2 + \left( \frac{\partial T_g}{\partial B} U_B \right)^2 + \left( \frac{\partial T_g}{\partial C} U_C \right)^2 \right]^{1/2},$$

e as incertezas nos coeficientes  $A$ ,  $B$  e  $C$  são:

$$U_A = \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial c_2} U_{c_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial A}{\partial D_1} U_{D_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial A}{\partial D_2} U_{D_2} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$$U_C = \left[ \left( \frac{\partial C}{\partial D_1} U_{D_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial C}{\partial D_2} U_{D_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial C}{\partial T_1} U_{T_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial C}{\partial T_2} U_{T_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial C}{\partial \dot{T}_1} U_{\dot{T}_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial C}{\partial \dot{T}_2} U_{\dot{T}_2} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

$$U_B = \left[ \left( \frac{\partial B}{\partial D_1} U_{D_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial B}{\partial D_2} U_{D_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial B}{\partial T_1} U_{T_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial B}{\partial T_2} U_{T_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial B}{\partial \dot{T}_1} U_{\dot{T}_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial B}{\partial \dot{T}_2} U_{\dot{T}_2} \right)^2 \right]^{1/2},$$

As derivadas parciais de  $T_g$  em função dos coeficientes são dadas por:

$$\frac{\partial T_g}{\partial A} = \frac{B}{2A^2} \pm \left( \frac{-B^2}{4A^3} + \frac{C}{2a^2} \right) \left( \frac{B^2}{4A^2} - \frac{C}{A} \right)^{-1/2},$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial B} = \frac{-1}{2A} \pm \frac{B^2}{4A^2} \left( \frac{B^2}{4A^2} - \frac{C}{A} \right)^{-1/2},$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial C} = \mp \frac{1}{2A} \left( \frac{B^2}{4A^2} - \frac{C}{A} \right)^{-1/2}.$$

As derivadas parciais do coeficiente A são:

$$\frac{\partial A}{\partial c_2} = \frac{1}{D_2^2} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} - \frac{1}{D_1^2},$$

$$\frac{\partial A}{\partial D_1} = \frac{(m-2)c_2}{D_2^m} D_1^{m-3} + 2c_2 D_1^{-3},$$

$$\frac{\partial A}{\partial D_2} = -mc_2 \frac{D_2^{-m-1}}{D_1^{2-m}}.$$

A constante  $c_2$  está relacionada às propriedades do gás e do material do termopar através da relação:

$$c_2 = \frac{12k}{\rho_T C_P},$$

onde  $k$  é a condutividade térmica do gás,  $\rho_T$  é a densidade da junção do termopar e  $C_P$  é o calor específico do material da junção. A incerteza no coeficiente  $c_2$  é, portanto,

$$U_{c_2} = \left[ \left( \frac{\partial c_2}{\partial k} U_k \right)^2 + \left( \frac{\partial c_2}{\partial \rho_T} U_{\rho_T} \right)^2 + \left( \frac{\partial c_2}{\partial C_P} U_{C_P} \right)^2 \right]^{1/2},$$

com

$$\frac{\partial c_2}{\partial k} = \frac{12}{\rho_T C_P} = \frac{c_2}{k},$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial \rho_T} = -\frac{12}{\rho_T^2 C_P} = -\frac{c_2}{\rho_T},$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial C_P} = -\frac{12}{\rho_T C_P^2} = -\frac{c_2}{C_P}.$$

Assim, a incerteza em  $c_2$  fica:

$$U_{c_2} = c_2 \left[ \left( \frac{U_k}{k} \right)^2 + \left( \frac{U_{\rho_T}}{\rho_T} \right)^2 + \left( \frac{U_{C_P}}{C_P} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

As derivadas parciais no coeficiente  $B$  são:

$$\frac{\partial B}{\partial D_1} = \frac{(2-m)}{D_1} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 - (T_1 + T_2) \frac{\partial A}{\partial D_1},$$

$$\frac{\partial B}{\partial D_2} = -\frac{(2-m)}{D_1} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{1-m} \dot{T}_2 - (T_1 + T_2) \frac{\partial A}{\partial D_2},$$

$$\frac{\partial B}{\partial T_1} = \frac{\partial B}{\partial T_2} = -A,$$

$$\frac{\partial B}{\partial \dot{T}_1} = 1, \quad \frac{\partial B}{\partial \dot{T}_2} = -\left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m},$$

$$\frac{\partial B}{\partial A} = -(T_1 + T_2).$$

As derivadas parciais no coeficiente  $C$  são:

$$\frac{\partial C}{\partial D_1} = -\frac{(2-m)}{D_1} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 T_1 + T_1 T_2 \frac{\partial A}{\partial D_1},$$

$$\frac{\partial C}{\partial D_2} = \frac{(2-m)}{D_1} \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{1-m} \dot{T}_2 T_1 + T_1 T_2 \frac{\partial A}{\partial D_2},$$

$$\frac{\partial C}{\partial T_1} = \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} \dot{T}_2 + A T_2,$$

$$\frac{\partial C}{\partial T_2} = -\dot{T}_1 + AT_1,$$

$$\frac{\partial C}{\partial \dot{T}_1} = -T_2, \quad \frac{\partial C}{\partial \dot{T}_2} = \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{2-m} T_1,$$

$$\frac{\partial C}{\partial A} = T_1 T_2.$$

## PARÂMETROS

### Condutividade térmica do gás $k$

A condutividade térmica do gás foi considerada constante e baseada na temperatura média do conjunto de dados. Através de meios de interpolação, de valores de condutividade tabelados em livros, tais como INCROPERA e de WITT<sup>47</sup>, e de ponderação dos principais constituintes da mistura gasosa, foi obtida uma expressão polinomial de grau 2 para a condutividade em função da temperatura:

$$k = 0,024 + 7,135 \times 10^{-5} T_M + 2,5 \times 10^{-8} T_M^2,$$

onde  $T_M$  é a temperatura média e  $k$  é dado em W/mK.

Ao considerar a condutividade térmica constante, e calculada somente na temperatura média do conjunto de dados, os erros máximos surgirão nos pontos de maior flutuação de temperatura. Para uma flutuação, por exemplo, de  $\pm 70$  K em torno de uma temperatura média de 400 K, esses erros máximos na condutividade térmica serão da ordem de 8%. Os erros na condutividade podem ser obtidos numericamente em cada ponto do conjunto de dados. Esses erros podem ser minimizados bastante considerando a



condutividade em função da temperatura instantânea do termopar em vez da temperatura média.

### **Densidade do material da junção do termopar $\rho_T$**

Os termopares tipo K (Cromel-Alumel), usados neste trabalho, são formados por duas ligas de Níquel. O Cromel é constituído de 90% de Ni e 10% de Cr e o Alumel de 95% de Ni, 2% de Mn, 2% de Al mais 1% de outros elementos. Ou seja, a junção do termopar é praticamente formada com mais de 90% de níquel. De acordo com o manual da Companhia Hoskins, fabricante de termopares desse tipo, a densidade do Cromel é de 8,73 g/cm<sup>3</sup> e do Alumel é de 8,6 g/cm<sup>3</sup> a uma temperatura de 25 °C. valores de densidade dessas ligas em função da temperatura não são disponíveis, mas para os elementos básicos, como o níquel e o cromo, são encontrados em alguns “handbooks”<sup>21</sup>. Esses valores variam muito pouco com a temperatura e estão muito próximos das densidades do Cromel e do Alumel, dados acima. Fazendo certas interpolações, e considerando a flutuação máxima de temperatura, os erros ao considerar a densidade da junção constante, e igual a média entre os dois valores acima ( $\rho_T = 8665 \text{ Kg/m}^3$ ), são menores que 0,32%.

### **Calor específico do material do termopar $C_p$**

Alguns valores são tabelados em INCROPERA e de WITT<sup>47</sup> do calor específico em função da temperatura de uma liga constituída de 80% de Ni e 20% de Cr (nichrome) e do níquel puro. Estes valores não diferenciam muito de um material para o outro. Fazendo algumas interpolações chega-se a uma expressão linear para o calor específico do material do termopar:

$$C_p = 430,4 + 0,434T_M,$$

onde  $C_p$  é dado em J/KgK. Do mesmo modo, como feito para a condutividade térmica, o erro máximo ocorre para uma flutuação máxima e é da ordem de 6,2%.

### **Diâmetros das junções dos termopares**

Os erros relacionados aos diâmetros dos termopares estão na precisão do instrumento que foi utilizado para medir esses diâmetros. O instrumento utilizado foi um micrômetro que tem uma precisão de 1/100 de mm, ou seja, 10  $\mu\text{m}$ . Para o diâmetro  $D_1 = 76 \mu\text{m}$  o erro, correspondente a metade da menor escala (5  $\mu\text{m}$ ), é de 6,6% e, para o diâmetro  $D_2 = 127 \mu\text{m}$  o erro é de 3,9%.

### **Temperatura dos termopares**

Os erros nas temperaturas de termopares são dados no manual da ASTM<sup>20</sup>. Para termopares tipo K o erro “bias” é da ordem de 0,024% e os erros aleatórios podem chegar até 0,75% em toda a sua faixa de trabalho. Além desses erros os valores de temperatura possui erros na leitura da placa de aquisição de dados, os quais dependem da resolução da placa. Essa resolução é de 12 bits, ou seja, cada 12 bits corresponde um valor de tensão medido (1 byte) pelo termopar. Tem-se então  $2^{12}$  valores de tensão possíveis de serem medidos pela placa. A faixa de tensão configurada na placa foi de 39,35 mV. Então a resolução da placa, considerando a metade da menor escala, será de  $39,35/2/2^{12} = 0,0048\text{mV} = 4,8 \mu\text{V}$ . Esse valor corresponde aproximadamente a 0,12 graus de temperatura em termopares tipo K. Fazendo a raiz quadrada das somas dos erros quadráticos acima, obtém-se para o erro em uma medida 0,8%. Este será o erro na temperatura do terceiro termopar,  $T_3$ .

O erro na temperatura do primeiro termopar, calculada em função da temperatura

do segundo, além do erro anterior, pode ser diretamente obtido através da comparação entre o valor medido e o valor calculado. Inicialmente, foram feitas medidas com dois termopares de diâmetros iguais, as quais foram utilizadas para calcular as constantes  $a$  e  $b$  da equação:

$$T_1' = aT_2' + b\dot{T}_2.$$

Com as constantes calculadas através da técnica de mínimos quadrados, a temperatura  $T_1'$  pode ser novamente obtida e comparada com os valores medidos. Desse modo, a média dos erros em cada valor de  $T_1$  ficou em torno de 2,5%.

As derivadas das temperaturas dos termopares foram feitas através do esquema de diferenças centradas. Os erros nessas derivadas podem ser obtidos usando curvas polinomiais para determinados trechos do conjunto de dados e comparando suas derivadas com as derivadas obtidas pelo esquema. Assim, a média dos erros nas derivadas dos termopares ficou em torno de 0,6%.

Concluindo, em cada ponto do conjunto de dados foi determinada a incerteza na temperatura do gás e obtida a média geral que ficou em torno de  $U_{T_g}/T_g = 0,269 = 26,9\%$ .

## ANEXO C

### PROGRAMA DO MÉTODO

```

%
% Programa principal - Matlab
%
% Carrega os arquivos de dados adquiridos
%
load -ascii d3d3e1
load -ascii d5d3e1
%
% Armazenamento dos dados
%
vetx = [];
data1 = [];
data2 = [];
data3 = [];
data4 = [];
tf1 = [];
tf2 = [];
nt = 1000;
n = 17;
ni = 1;
im = 30;
vetx = d5d3e1(1:nt-1,1);
data1 = d3d3e1(1:nt-1,3)+298;
data2 = d3d3e1(1:nt-1,4)+298;
data3 = d5d3e1(1:nt-1,3)+298;
data4 = d5d3e1(1:nt-1,4)+298;
tgd = d5d3e1(1:nt-1,2)+298+20;
%
% Calcula os valores médios
%
tm12 = mean(data1);
tm21 = mean(data2);
tm3 = mean(data3);
tm23 = mean(data4);
%
% Filtragem dos dados dos termopares 1 e 2
%
ta1 = [];
ta2 = [];
in2 = fix(n/2);
for i = 1:nt-1
    st1 = 0;
    st2 = 0;
    if i < in2+1
        ta1(i,1) = sum(data1(i:i+1,1)/2);
        ta2(i,1) = sum(data2(i:i+1,1)/2);
    end
end

```

```

elseif i > nt-in2-1
    ta1(i,1) = sum(data1(i-1:i,1))/2;
    ta2(i,1) = sum(data2(i-1:i,1))/2;
else
    st1 = sum(data1(i-in2:i+in2,1));
    st2 = sum(data2(i-in2:i+in2,1));
    ta1 = [ta1; st1/n];
    ta2 = [ta2; st2/n];
end
end
tm1 = mean(ta1);
tm2 = mean(ta2);
%
% Filtragem dos dados dos termopares de diâmetros diferentes
% data3,data4
%
ta3 = [];
ta4 = [];
for i = 1:nt-1
    st3 = 0;
    st4 = 0;
    if i < in2+1
        ta3(i,1) = sum(data3(i:i+1,1))/2;
        ta4(i,1) = sum(data4(i:i+1,1))/2;
    elseif i > nt-in2-1
        ta3(i,1) = sum(data3(i-1:i,1))/2;
        ta4(i,1) = sum(data4(i-1:i,1))/2;
    else
        st3 = sum(data3(i-in2:i+in2,1));
        st4 = sum(data4(i-in2:i+in2,1));
        ta3 = [ta3; st3/n];
        ta4 = [ta4; st4/n];
    end
end
tm3 = mean(ta3);
tm4 = mean(ta4);
%
% Calcula as correlações entre os termopares 1 e 2
% Subrotina corre12
%
co12 = 0;
vx = [];
cor = [];
t = vetx;
t1 = ta1;
t2 = ta2;
delt = t(ni+1) - t(ni);
for mm = -im:im
    corre12;
    vx = [vx; mm];
end

```

```

cor = [cor; rtt];
if col2 < rtt
    col2 = rtt;
    m = mm;
    fdt = sdt;
end
end
correl = col2
valor_m = m
disterm = fdt;
%
% Constantes utilizadas pelo método
%
xm0 = 166.23e-07;
xm1 = 0.449e-07;
xm2 = 2.025e-11;
xk0 = 24.0e-03;
xk1 = 7.135e-05;
xk2 = 2.5e-08;
cp0 = 244.45;
cp1 = 1.48;
cp2 = 1.82e-03;
xk = xk0 + xk1*tm4 + xk2*tm4*tm4;
xmu = xm0 + xm1*tm4 + xm2*tm4*tm4;
pr = 0.71;
p = 1;      % (pressao = 1 atm);
R = 2.83e-03; % (constante do gas = 2.83e-03 m3*atm/Kg*K);
rog = p/R/tm4;
rot = 8500;
cpt = cp0 + cp1*tm4 + cp2*tm4*tm4;
dx12 = 0.014;
d1 = 0.000076;
d3 = 0.000127;
% Calcula a velocidade média e as constantes de tempo médias
vm = dx12/abs(fdt)
c2 = 12*xk/(rot*cpt);
xm = 0.50;
x2m = 2 - xm;
c1 = 0.40;
c3 = (6*xk*c1/(rot*cpt))*(rog/xmu)^xm;
r1 = (d3/d1)^x2m;
aux1 = c2/(d1*d1);
aux2 = (c3*vm^xm)/(d1^x2m);
tau1 = 1/(aux1 + aux2);
aux3 = c2/(d3*d3);
aux4 = (c3*vm^xm)/(d3^x2m);
tau3 = 1/(aux3 + aux4);
%
% Cálculo das derivadas
%
```

```

x1 = ta1;
x2 = ta2;
x3 = ta3;
x4 = ta4;
dx1 = [];
dx2 = [];
dx3 = [];
dx4 = [];
delt = t(ni+2) - t(ni);
for j = ni+1:nt-ni-1
    dx1 = [dx1; (x1(j+1,1) - x1(j-1,1))/delt];
    dx2 = [dx2; (x2(j+1,1) - x2(j-1,1))/delt];
    dx3 = [dx3; (x3(j+1,1) - x3(j-1,1))/delt];
    dx4 = [dx4; (x4(j+1,1) - x4(j-1,1))/delt];
end
%
% Zerando as derivadas extremas
%
for j = 1:2
    dx1(j,1) = 0;
    dx2(j,1) = 0;
    dx3(j,1) = 0;
    dx4(j,1) = 0;
end
for j = nt-2:nt-ni
    dx1(j,1) = 0;
    dx2(j,1) = 0;
    dx3(j,1) = 0;
    dx4(j,1) = 0;
end
%
% Calculo das constantes a e b da Equação:  $t11 = a(t12) + b(dx2)$ 
%
aa = 0;
bb = 0;
cc = 0;
dd = 0;
ee = 0;
t1 = [];
t2 = [];
t12 = [];
t1 = x1(ni:nt-ni,1) - tm1;
t2 = x2(ni:nt-ni,1) - tm2;
t12 = x4(ni:nt-ni,1) - tm4;
aa = sum(t2.*t2);
bb = sum(t2.*dx2);
cc = sum(dx2.*dx2);
dd = sum(t1.*t2);
ee = sum(t1.*dx2);
a = (ee - cc*dd/bb)/(bb - cc*aa/bb)

```

```

b = (dd - aa*a)/bb
%
% Cálculo da Temperatura do termopar 1 em função do 2.
%
t11 = [];
tt1 = [];
tp1 = [];
ts1 = [];
t11 = a*t12(ni:nt-ni,1) + b*dx4(ni:nt-ni,1);
tt1 = t11 + tm3;
ts1 = a*t2(ni:nt-ni,1) + b*dx2(ni:nt-ni,1) + tm2;
for i = ni+1:nt-ni-1
    tp1(i,1) = (tt1(i+1,1) - tt1(i-1,1))/delt;
    dts1(i,1) = (ts1(i+1,1) - ts1(i-1,1))/delt;
end
tp1(ni,1) = tp1(ni+1,1);
tp1(nt-ni,1) = tp1(nt-ni-1,1);
%
% Cálculo da temperatura do gás com as constantes de tempo médias.
%
tg1 = [];
tg3 = [];
hi1 = [];
hi3 = [];
tt3 = x3;
tp3 = dx3;
for i = ni:nt-ni
    xk = xk0 + xk1*tt1(i) + xk2*tt1(i)*tt1(i);
    cpt = cp0 + cp1*tt1(i) + cp2*tt1(i)*tt1(i);
    c2 = 12*xk/(rot*cpt);
    c3 = (6*xk*c1/(rot*cpt))*(rog/xmu)^xm;
    aux1 = c2/(d1*d1);
    aux2 = (c3*vm^xm)/(d1^x2m);
    hi1(i) = 1/(aux1 + aux2);
    aux3 = c2/(d3*d3);
    aux4 = (c3*vm^xm)/(d3^x2m);
    hi3(i) = 1/(aux3 + aux4);
    tg1(i) = tt1(i) + hi1(i)*tp1(i);
    tg3(i) = tt3(i) + hi3(i)*tp3(i);
end
tau1 = mean(hi1);
tau3 = mean(hi3);
tgm1 = mean(tg1);
tgm3 = mean(tg3);
%
% Constroe o gráfico das temperaturas dos gases usando as constantes de
% tempo médias.
%plot(t,tg1,'r-',t,tg3,'b--',t,tgd);
%legend('D1 = 0,070mm tau1 = 0,0498','D3 = 0,140mm tau3 = 0,1786');
%xlabel('Tempo (s)');

```



```

%ylabel('Temperatura do gás (K)');
%title('Figura 25 - Temperatura dos produtos gasosos')
%
% Calculo da Temperatura do gás pelo método.
%
% Constantes do termo de radiação
%
sig = 5.660e-08;
eps = 0.5;
trm = 298;
cr = 6*sig*eps/rot;
for i = ni:nt-ni
    xk = xk0 + xk1*tg1(i) + xk2*tg1(i)*tg1(i);
    cpt = cp0 + cp1*tg1(i) + cp2*tg1(i)*tg1(i);
    tpr1 = cr*(tt1(i)^4 - trm^4)/(cpt*d1);
    tpr3 = cr*(tt3(i)^4 - trm^4)/(cpt*d3);
    c2 = 12*xk/(rot*cpt);
    ag = c2*r1/(d3*d3) - c2/(d1*d1);
    bga = tp1(i) - r1*tp3(i) - ag*(tt1(i)+tt3(i));
    bg = bga + tpr1 - tpr3*r1;
    cga = r1*tp3(i)*tt1(i) - tp1(i)*tt3(i) + ag*tt1(i)*tt3(i);
    cg = cga - tt3(i)*tpr1 + tt1(i)*tpr3*r1;
    abd = bg*bg - 4*ag*cg;
    if abd < 0
        rd = sqrt(abs(abd));
        tgp = -bg/(2*ag);
        tgn = rd/(2*ag);
        tg(i) = sqrt(tgp*tgp+tgn*tgn);
        dif = tg(i) - tg1(i);
    else
        rd = sqrt(abd);
        tgp = (-bg + rd)/(2*ag);
        tgn = (-bg - rd)/(2*ag);
        dif1 = tgp - tg1(i);
        dif2 = tgn - tg1(i);
        if abs(dif1) < abs(dif2)
            dif = dif1;
            tg(i) = tgp;
        else
            dif = dif2;
            tg(i) = tgn;
        end;
    end;
end
tmg = mean(tg);
% Constroe o gráfico das temperaturas dos gases usando a constante de
% tempo média e o método.
plot(t,tg1,'r--',t,tg,'b-',t,tgd,'y');
%plot(t(100:900),tg1(100:900),'r--',t(100:900),tg(100:900),'b-');
%legend('Tau médio','Método');

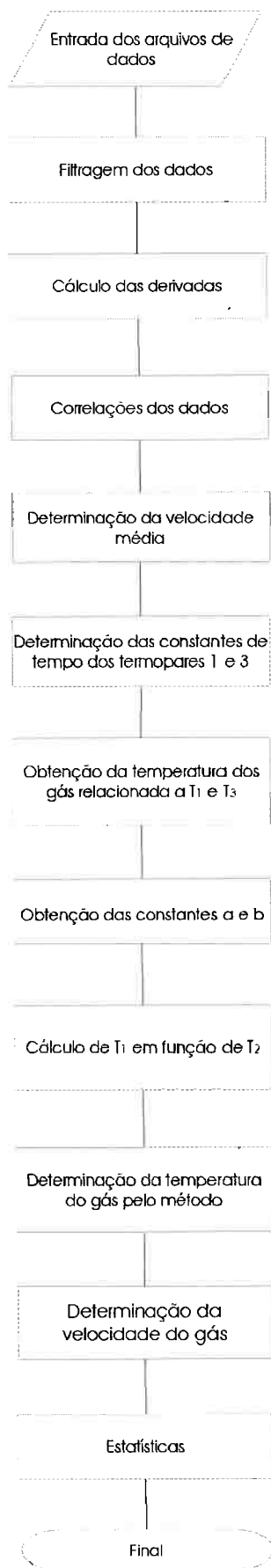
```

```

xlabel('Tempo (s)');
ylabel('Temperatura do gás (K)');
%title('Figura 1.9 - Temperatura dos produtos gasosos - arq.tab732')
%
% Calculos da velocidade do gás
%
for i = ni:nt-ni
    xmu = xm0 + xm1*tg(i) + xm2*tg(i)*tg(i);
    rog = p/R/tg(i);
    xk = xk0 + xk1*tg(i) + xk2*tg(i)*tg(i);
    cpt = cp0 + cp1*tg(i) + cp2*tg(i)*tg(i);
    tpr1(i) = cr*(tt1(i)^4 - trm^4)/(cpt*d1);
    tpr3(i) = cr*(tt3(i)^4 - trm^4)/(cpt*d3);
    c2 = 12*xk/(rot*cpt);
    c3 = (6*xk*c1/(rot*cpt))*(rog/xmu)^xm;
    rdv = d1^xm/((d1*d3)^2) + d3^xm/((d1*d3)^2);
%
% Velocidade calculada com a temperatura do gas anterior tg
%
    z1 = d1*d1*(tp1(i) + tpr1(i));
    z2 = tg(i) - tt1(i);
    vu(i) = z1/(z2*c3*d1^xm) - c2/(c3*d1^xm);
    z3 = d3*d3*(tp3(i) + tpr3(i));
    z4 = tg(i) - tt3(i);
    vu3(i) = z3/(z4*c3*d3^xm) - c2/(c3*d3^xm);
% if abs(vu(i)) > 3*vm vu(i) = vu(i-1);
% end;
% if abs(vu3(i)) > 3*vm vu3(i) = vu3(i-1);
% end;
%
% Velocidade calculada pelo metodo
%
    alfa = c3*c3*(tt1(i)-tt3(i))/((d1*d3)^x2m);
    beta1 = c2*c3*(tt1(i)-tt3(i))*rdv;
    beta2 = c3*(tp1(i)+tpr1(i))/(d3^x2m);
    beta3 = -c3*(tp3(i)+tpr3(i))/(d1^x2m);
    beta = beta1 + beta2 + beta3;
    gama1 = c2*c2*(tt1(i)-tt3(i))/((d1*d3)^2);
    gama2 = c2*(tp1(i)+tpr1(i))/(d3^2);
    gama3 = -c2*(tp3(i)+tpr3(i))/(d1^2);
    gama = gama1 + gama2 + gama3;
    abd = beta*beta - 4*alfa*gama;
    rdz = beta*beta/(4*alfa*gama);
    rd = sqrt(abs(abd));
    if abd < 0
        ugp = -beta/(2*alfa);
        ugn = rd/(2*alfa);
        ug(i) = sqrt(ugp*ugp+ugn*ugn);
        dif = ug(i) - vm;
    else

```

```
rd = sqrt(abd);
ugp = (-beta + rd)/(2*alfa);
ugn = (-beta - rd)/(2*alfa);
dif1 = ugp - vm;
dif2 = ugn - vm;
if abs(dif1) < abs(dif2)
    dif = dif1;
    ug(i) = ugp;
else
    dif = dif2;
    ug(i) = ugn;
end;
end;
vg(i) = ug(i)^(1/xm);
end
ugm = mean(ug)
vgm = mean(vg)
vum = mean(vu);
vu3m = mean(vu3);
% Constroe os gráficos da velocidade dos gases.
%plot(t,vu,'b-',t,vu3,'y-.');
%plot(t,ug,'r-');
%legend('vi1 ','vi3');
%xlabel('Tempo(s)');
%ylabel('Velocidade do gás (m/s)');
%title('Figura 1.10a - Velocidade dos produtos gasosos')
```



**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

- [1] REIS, A.M. **Análise de medidas de temperatura em escoamentos turbulentos**. São Paulo, 1994. 61p. Dissertação (Mestrado) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE.
- [2] JONUSCHEIT, J. et al. Accuracy and precision of single-pulse one-dimensional vibrational coherent anti-Stokes Raman-scattering temperature measurements. **Applied Optics**, v.36, n.15, p.3253-60, 1997.
- [3] MANTZARAS, J.; VAN DER MEER, T.H. Coherent anti-Stokes Raman spectroscopy measurements of temperature fluctuations in turbulent natural gas-fueled piloted jet diffusion flames. **Combustion and Flame**, v.110, p.39-53, 1997.
- [4] THUMANN, A. et al. Simultaneous temperature and relative nitrogen-oxygen concentration measurements in air with pure rotational coherent anti-Stokes Raman scattering for temperatures to as high as 2050 K. **Applied Optics**, v.36, n.15, p.3500-05, 1997.
- [5] LÜCKERATH, R. et al. Comparison of coherent anti-Stokes Raman-scattering thermometry with thermocouple measurements and model predictions in both natural-gas and coal-dust flames. **Applied Optics**, v.34, n.18, p.3303-12, 1995.
- [6] MULAC, A.J. et al. A pulsed spontaneous Raman scattering technique for luminous environments. **Applied Optics**, v.17, n.12, p.2695-99, 1978.
- [7] REGNIER, P.R.; MOYA, F.; TARAN, J.P.E. Gas concentration measurement by coherent Raman anti-Stokes scattering. **AIAA Journal**, v.12, n.6, p.826-33, 1974.
- [8] REGNIER, P.R.; TARAN, J.P.E. On the possibility of measuring gas concentration by

- stimulated anti-Stokes scattering. **Applied Physics Letters**, v.23, n.2, p.240-2, 1973.
- [9] LAPP, M.; GOLDMAN, L.M.; PENNEY, C.M. Raman scattering from flames. **Science**, v.175, p.1112-15, 1972.
- [10] SCHOENUNG, S.M.; MITCHELL, R.E. Comparison of Raman and thermocouple temperature measurements in flames. **Combustion and Flame**, v.35, n.2, p.207-11, 1979.
- [11] ÖTÜGEN, M.V. Uncertainty estimates of turbulent temperature in Rayleigh scattering measurements. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v.15, p.25-31, 1997.
- [12] STEPOWSKY, D.; CABOT, G. Single-shot temperature and mixture fraction profiles by Rayleigh scattering in the development zone of a turbulent diffusion flame. **Combustion and Flame**, v.88, n.296-308, 1992.
- [13] STEPOWSKY, D.; CABOT, G. Laser mie scattering measurement of mean mixture fraction density and temperature by conditional seeding in a turbulent diffusion flame. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON COMBUSTION, 22., Seattle, 1988. **Proceedings**. Pittsburgh, PA, Combustion Institute, 1988. p.619-25.
- [14] CHANDRAN, S.B.S. et al. Time resolved thermometry by simultaneous thermocouple and Rayleigh scattering measurements in a turbulent flame. **Combustion Science and Technology**, v.44, p.47-60, 1985.
- [15] GRINSTEAD, J.H.; LAUFER, G.; McDANIEL, Jr., J.C. Single-pulse, two-line temperature-measurement technique using KrF laser-induced O<sub>2</sub> fluorescence. **Applied Optics**, v.34, n.24, p.5501-12, 1995.
- [16] JOULAIN, P.; COTTEREAU, M.J. Mesures de température de flammes. **Revue Générale de Thermique**, v.35, p.309-23, 1996.

- [17] MOFFAT, R.J. Some experimental methods for heat transfer studies. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v.3, p.14-32, 1990.
- [18] PETERSON, C.W. A survey of the utilitarian aspects of advanced flowfield diagnostic techniques. **AIAA Journal**, v.17, n.12, p.1352-60, 1979.
- [19] LEDERMAN, S.; SACKS, S. Laser diagnostic for flowfields, combustion, and MHD applications. **AIAA Journal**, v.22, n.1, p.161-73, 1984.
- [20] AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS (ASTM). **Manual on the use of thermocouples in temperature measurements**. Philadelphia, PA, 1988. (STP 470B).
- [21] PERRY, H.D.; CHILTON, C.H.; KIRKPATRICK, S.D. **Chemical Engineers Handbook**. McGraw Hill, 1963.
- [22] HERZFELD, C.M. **Temperature its measurements and control in science and industry**. New York, Reinhold Publ. Corp., 1962. v. 3, parte 2.
- [23] CHEN, G.; GOMEZ, A. Dilute laminar spray diffusion flames near the transition from group combustion to individual droplet burning. **Combustion and Flame**, v.110, p.392-404, 1997.
- [24] TAGAWA, M.; OHTA, Y. Two thermocouple probe for fluctuating temperature measurement in combustion - rational estimation of mean and fluctuating time constants. **Combustion and Flame**, v.109, p.549-60, 1997.
- [25] BALLANTINE, A.; MOSS, J.B. Fine wire thermocouple measurements of fluctuating temperature. **Combustion Science and Technology**, v.17, p.63-72, 1977.
- [26] LENZ, W.; GUNTHER, R. Measurements of fluctuating temperature in a free-jet diffusion flame. **Combustion and Flame**, v.37, n.1, p.63-70, 1980.

- [27] ROBERTS, P.T.; MOSS, J.B. A wrinkled flame interpretation of the open turbulent diffusion flame. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON COMBUSTION, 18., Waterloo, 1980. **Proceedings**. Pittsburgh, PA, Combustion Institute, 1980. p.941-50.
- [28] TAKAGI, T.; SHIN, H.D.; ISHIO, A. A Study on the structure of diffusion flame: properties of fluctuations of velocity, temperature, and ion concentration. **Combustion and Flame**, v.41, n.1, p.261-71, 1981.
- [29] MILES, P.C.; GOULDIN, F.C. Determination of the time constant of fine-wire thermocouples for compensated temperature measurements in premixed turbulent flames. **Combustion Science and Technology**, v.89, p.181-99, 1993.
- [30] QUEIROZ, M.; YAO, S.C. Experimental exploration of the thermal structure of an array of burning droplet streams. **Combustion and Flame**, v.82, p.346-60, 1990.
- [31] YOSHIDA, A.; IGARASHI, T.; KOTANI, Y. Extinction of turbulent diffusion flames by Kolmogorov microscale turbulence. **Combustion and Flame**, v.109, p.669-81, 1997.
- [32] HUANG, R.F.; YANG, J-T.; LEE, P-C. Flame and flow characteristics of double concentric jets. **Combustion and Flame**, v.108, p.9-23, 1997.
- [33] WECKMAN, E.J.; STRONG, A.B. Experimental investigation of the turbulence structure of medium-scale methanol pool fires. **Combustion and Flame**, v.105, p.245-66, 1996.
- [34] NEVEU, F. et al. Characterization of the coupling of aerodynamics and combustion in a nonpremixed turbulent flame - simultaneous and instantaneous velocity and temperature measurements by Laser Doppler Velocimetry and fine-wire thermocouples. **Revue Générale de Thermique**, v.34, n.400-401, p.305-14, 1995.
- [35] MOTEVALLI, V., MARKS, C. H. and McCAFFREY, B. J. Cross-Correlation Velocimetry for Measurement of Velocity and Temperature Profiles in Low-Speed,



- Turbulent, Nonisothermal Flows. **ASME Journal of Heat Transfer**. v.114, p.331-7, 1992.
- [36] SON, S.F.; QUEIROZ, M.; WOOD, C.G. Compensation of thermocouples for thermal inertia effects using a digital deconvolution. In: A.S.M.E. NATIONAL HEAT TRANSFER CONFERENCE, HTD-106., Philadelphia, 1989. p.515-22.
- [37] YOSHIDA, A. ; KUBOZUKA, S.; NAKAMURA, S. Compensation of thermocouple signals by digital FIR filters for temperature measurement in turbulent premixed flames. **Combustion Science and Technology**, v.65, p.317-31, 1989.
- [38] KATSUKI, M.; MIZUTANI, Y.; MATSUMOTO, Y. An improved thermocouple technique for measurement of fluctuating temperatures in flames. **Combustion and Flame**, v.67, n.1, p.27-36, 1987.
- [39] BOUTRIF, M.S.; THELLIEZ, M. Détermination de la température d'un écoulement en utilisant la technique expérimentale de deux couples thermoélectriques - application à l'écoulement des gaz d'échappement d'un moteur. **Revue Générale de Thermique**, v.34, n.400-401, p.263-71, 1995.
- [40] HOWARD, S.L.; CHANG, L-M.; KOOKER, D.E. Thermocouple sensor for rapid temperature measurements during ignition and early phase combustion of packed propellant beds. **Review of Scientific Instruments**, v.66, n.8, p.4259-66, 1995.
- [41] McENALLY, C.S. et al. Soot volume fraction and temperature measurements in laminar nonpremixed flames using thermocouples. **Combustion and Flame**, v.109, p.701-20, 1997.
- [42] PARK, S.J.; RO, S.T. A new method for measuring time constants of a thermocouple wire in varying flow states. **Experiments in Fluids**, v.21, p.380-6, 1996.

- [43] BECKMAN, P. et al. An improved fast-response microthermocouple. **Review of Scientific Instruments**, v.66, n.9, p.4731-3, 1995.
- [44] BANNIKOV, A.I. A method of rapid-response temperature measurement. **Heat Transfer Research**, v.26, n.3-8, p.308-12, 1995.
- [45] SHEPARD, C.E.; WARSHAWSKY, I. Electrical techniques for time lag compensation of thermocouples used in jet engine gas temperature measurements. **I.S.A. Journal**, v.9, p.119-24, 1953.
- [46] JIA, H.; GOGOS, G. Laminar natural convection heat transfer from isothermal spheres. **Int. J. Heat Mass Transfer**, v.39, n.8, p.1603-15, 1996.
- [47] WELTY, J.R.; WICKS, C.E.; WILSON, R.E. **Fundamentals of momentum, heat and mass transfer**. New York, Wiley & Sons, 1969.
- [48] WHITAKER, S. Forced convection heat-transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and flow in packed beds and tube bundles. **AIChE Journal**, v.18, n.2, p.361-71, 1972.
- [49] INCROPERA, F.P.; DE WITT, D.P. **Introduction to Heat Transfer**. 2.ed. Singapore, John Wiley & Sons, 1990.
- [50] ÖZİŞİK, M.N. **Transferência de calor**. Rio de Janeiro, Guanabara, 1990.
- [51] DANDY, D.S.; DWYER, H.A. A sphere in shear flow at finite Reynolds number: effect of shear on particle lift, drag, and heat transfer. **Journal of Fluid Mechanics**, v.216, n.1, p.381-410, 1990.
- [52] VLIET, G.C.; LEPPERT, G. Forced convection heat transfer from an isothermal sphere to water. **Journal of Heat Transfer**, v.83, n.5, p.163-75, 1961.
- [53] HOLMAN, J.P. **Transferência de calor**. São Paulo, McGraw-Hill, 1983.

- [54] PARANTHOËN, P.; LECORDIER, JC. Mesures de température dans les écoulements turbulents. **Revue Générale de Thermique**, v.35, p.283-308, 1996.
- [55] FORNEY, L.J.; FRALICK, G.C. Multiwire thermocouples in reversing flow. **Review of Scientific Instruments**, v.66, n.10, p.5050-4, 1995.
- [56] FORNEY, L.J.; FRALICK, G.C. Three wire thermocouple: frequency response in constant flow. **Review of Scientific Instruments**, v.66, n.5, p.3331-6, 1995.
- [57] CAMBRAY, P. Measuring thermocouple time constants: a new method. **Combustion Science and Technology**, v.45, p.221-4, 1986.
- [58] COX, G. Gas Velocity Measurement in Fires by the Cross-Correlation of Random Thermal Fluctuations - A Comparison With Conventional Techniques. **Combustion and Flame**. v.28, p.155-63, 1977.
- [59] GOLDSTEIN, R.J. **Fluid Mechanics Measurements**. Hemisphere, 1983.
- [60] ARIK, E.B. **Modern Approach to Classical Fluid Mechanics. DANTEC Educational LDA and Flow System "EduSys" Instruction Book**. DANTEC Eletronics Inc., 1988.
- [61] OMEGA TECHNOLOGIES COMPANY. **The temperature handbook**. v.28, Stamford, 1992.
- [62] LYNX TECNOLOGIA ELETRÔNICA LTDA. **CAD12/32-24 - Conversor A/D para microcomputadores - Manual do usuário e de referência**. São Paulo, 1993.
- [63] BENDAT, J.S.; PIERSOL, A.G. **Random data: analysis and measurement procedures**. J. Wiley & Sons, 1971.
- [64] PRESS, W.H. et al. **Numerical recipes in pascal: the art of scientific computing**. Cambridge university press, Cambridge, MA, 1990.