

INFLUÊNCIA DA REFRAÇÃO DA LUZ NA TOMOGRAFIA DE CHAMAS DIFUSIVAS EM UM QUEIMADOR DE BURKE-SCHUMANN

Loreto Pizzuti
loreto@lcp.inpe.br

Fernando de Souza Costa
fernando@lcp.inpe.br
Laboratório Associado de Combustão e Propulsão
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
Rodovia Presidente Dutra, km 40, Cachoeira Paulista, São Paulo, Brasil

Abstract: *Tomografia de chamas é um processo não intrusivo, podendo ser utilizado na determinação da distribuição de radicais e de temperatura nas chamas. Este trabalho apresenta um estudo dos efeitos da refração e da divergência dos raios de luz emitidos pelos radicais na reconstrução tomográfica de chama, bem como os efeitos da refração de tubos de quartzo utilizados para confinamento de chamas difusivas em um queimador do tipo Burke-Schumann.*

Keywords: *Tomografia, Refração, Chamas difusivas, Burke-Schumann.*

1 Introdução

A queima de combustíveis fósseis é hoje o meio mais utilizado de produção de energia no mundo e, de acordo com as previsões mais realísticas, o será por muitos anos ainda. Tecnologias convencionais de combustão em motores de combustão interna, em turbinas a gás, usinas termoeletricas, aquecedores domésticos e industriais, processos de manufatura e outros causam inúmeros problemas ambientais tais como desequilíbrios nos ciclos biogeoquímicos, destruição da camada de ozônio, efeito estufa, emissões de fumaça, gases tóxicos e particulados, etc, além de efeitos nocivos à saúde humana.

A tomografia computadorizada é um sistema não-intrusivo de diagnóstico que permite uma reconstrução tridimensional da estrutura da chama, possibilitando a determinação de características das chamas, como a distribuição de espécies reativas e fuligem, temperaturas, condições locais de mistura e de liberação de calor, velocidades das frentes de propagação de queima e outros.

Na literatura são encontradas aplicações de tomografia de emissão para chamas de propano e ar (Hertz, 1988) de gás natural e ar (Martins, 2005), de etileno e ar (Zhou, 2009). O presente trabalho visa aplicar a tomografia de emissão em chamas de metano e ar, assim como em chamas de GLP e ar. Esta última escolha é motivada pela perspectiva de incerteza no fornecimento de gás natural importado pelo Brasil dos países vizinhos que impõe que nas usinas termoeletricas seja cada vez mais usado GLP em vez do gás natural. Um conhecimento mais profundo do processo de combustão do GLP em ar resulta então ser de grande importância para a otimização da queima deste combustível.

O objetivo principal deste trabalho é estudar de maneira qualitativa e quantitativa os efeitos da divergência e da refração dos raios de luz na reconstrução tomográfica de chamas. Os dois efeitos serão considerados separadamente e simultaneamente comparando o erro cometido caso eles sejam desconsiderados.

Um queimador cilíndrico de Burke-Schumann é projetado e construído para a obtenção de chamas de difusão laminares axissimétricas de GLP e ar e de metano e ar. As reconstruções serão feitas a partir de imagens monocromáticas das chamas obtidas por meio de câmeras com sensores CCD e CMOS acopladas com filtros de comprimentos de onda da radiação.

2 Solução analítica do problema de Burke-Schumann

A solução analítica detalhada para o problema do jato reativo cilíndrico ou problema de Burke-Schumann (BS) confinado é obtida utilizando a formulação de Shvab-Zeldovich, considerando a difusão de calor e a difusão de espécies nas direções radial e longitudinal, bem como velocidades e coeficientes de difusão diferentes para combustível e oxidante.

As hipóteses adotadas para a solução do problema de BS em um queimador cilíndrico são:

- 1 – escoamento laminar, permanente e axissimétrico.
- 2 – Campo de velocidades paralelo ao eixo de simetria do cilindro:
 $\vec{v} = v_z(r,z)\vec{e}_z$, $v_r = 0$, $v_\theta = 0$.
- 3 – $(\rho v)_C = (\rho v)_O = \text{constante}$; $(\rho D)_C = (\rho D)_O = \text{constante}$
- 4 – Pressão constante e constante do gás igual para todos os gases.
- 5 – Reação global de passo único:
 $\nu_C C + \nu_{O_2} O_2 + \nu_I I \rightarrow \nu_P P + \nu_I I$
- 6 – Fluxos difusivos de combustível e oxidante em proporção estequiométrica junto à chama.
- 7 – Difusividades das espécies e de energia iguais, ou seja, $Le = 1$.
- 8 – Reação química rápida comparada à difusão de espécies.

Os subscritos C refere-se ao combustível e o subscrito O refere-se ao oxidante, oxigênio gasoso que pode estar misturado ao inerte I , enquanto P designa os produtos da combustão.

A hipótese 3 implica que $\nu_i/D_i = \text{constante}$ e a hipótese 4 implica que quando T aumenta então ρ diminui, ν_i aumenta e D_i aumenta. Pela hipótese 8, admite-se a ocorrência do limite de química rápida, com a formação de uma chama de espessura infinitesimal. As frações mássicas de combustível e de oxidante são muito baixas na região da chama, não havendo interpenetração dos reagentes, nem vazamento de combustível para fora da chama ou vazamento de oxigênio para o interior da chama.

As equações de conservação para o problema de Burke-Schumann em coordenadas cilíndricas são:

$$\rho v = \text{constante} \quad (1)$$

$$\frac{\rho D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right] + \rho D \frac{\partial^2 Y_i}{\partial z^2} - \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial z} = \dot{\omega}_i'' \quad (2)$$

$$\frac{\rho D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{C_p (T - T_0)}{\Delta H_R} \right) \right] + \rho D \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{C_p (T - T_0)}{\Delta H_R} \right) - \rho v \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{C_p (T - T_0)}{\Delta H_R} \right) = -\dot{\omega}_C'' \quad (3)$$

$$\dot{\omega}_{O_2}'' = s \dot{\omega}_C''; \quad \dot{\omega}_P'' = -(1+s) \dot{\omega}_C'' \quad (4)$$

$$\rho = P/RT \quad (5)$$

$$Y_P = 1 - Y_C - Y_{O_2} - Y_I \quad (6)$$

O subscrito i refere-se tanto ao combustível e ao oxidante quanto aos inertes e aos produtos. As incógnitas do problema são Y_C , Y_{O_2} , Y_P , Y_I , ρ , T e v . No caso de se adotar a hipótese de química rápida (com chama de espessura infinitesimal) usa-se:

$$\text{Na região do combustível: } Y_C \neq 0; \quad Y_{O_2} = 0$$

$$\text{Na região do oxidante: } Y_C = 0; \quad Y_{O_2} \neq 0$$

Utilizando a hipótese 4) podem ser eliminados os termos de reação das Eqs. 2. Definem-se agora as variáveis:

$$\alpha_{O_2} = \frac{Y_{O_2}}{\nu_{O_2} M_{O_2}}; \quad \alpha_C = \frac{Y_C}{\nu_C M_C}; \quad \alpha_T = \frac{C_P (T - T_0)}{\nu_C M_C \Delta H_R} \quad (7)$$

$$\beta_{CO} = \frac{\alpha_C - \alpha_{O_2} + \alpha_{O_2,0}}{\alpha_{C,0} + \alpha_{O_2,0}}; \quad \beta_{CT} = \frac{\alpha_C + \alpha_T}{\alpha_{C,0} + \alpha_{T,0}} \quad (8)$$

o subscrito zero é o valor das variáveis de Schvab-Zeldovich $\beta_i = \beta$ em $z = 0$, cujas condições na saída do queimador são dadas por:

$$\beta_i(z=0, r < a) = 1; \quad \beta_i(z=0, a < r < b) = 0 \quad ; \quad i = CO, CT \quad (9)$$

onde a e b são os raios do tubo interno e externo do queimador, respectivamente.

As variáveis de Schvab-Zeldovich satisfazem à seguinte equação de espécies que não possui o termo fonte:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial \beta}{\partial r} \right] + \frac{\partial^2 \beta}{\partial z^2} - \frac{\nu}{D} \frac{\partial \beta}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

Como há simetria axial e os fluxos difusivos das espécies e de calor são nulos junto à parede do tubo externo, as condições de contorno são:

$$\left. \frac{\partial \beta}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial \beta}{\partial r} \right|_{r=b} = 0 \quad (11)$$

Todos os β_i satisfazem à mesma equação diferencial e têm as mesmas condições de contorno. Logo, a solução para qualquer β_i é a mesma em todos os pontos, inclusive na posição da chama. Com isso pode-se fazer a determinação imediata das propriedades na chama, uma vez conhecidas a composição e a temperatura iniciais dos reagentes. A solução da Eq. 10 com as condições de contorno da Eq. 11 é obtida com a técnica de separação de variáveis:

$$\beta = c^2 + 2c \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n} \frac{J_1(c\lambda_n)}{[J_0(\lambda_n)]^2} J_0(\lambda_n \xi) \exp\left(\frac{1}{2} Pe_n \eta\right) \quad (12)$$

onde $c = a/b$, λ_n são as raízes de J_1 e ξ e η são as posições radiais e axiais adimensionais, respectivamente. As frações de massa dos reagentes são dadas pela equação:

$$\frac{Y_C}{Y_{C,0}} - \frac{Y_{O_2}}{sY_{C,0}} = (1+\nu)c^2 - \nu + 2c(1+\nu) \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n} \frac{J_1(c\lambda_n)}{[J_0(\lambda_n)]^2} J_0(\lambda_n \xi) \exp\left(\frac{1}{2} Pe_n \eta\right) \right) \quad (13)$$

onde $\nu = Y_{O_2,0}/sY_{C,0}$ e $s = \nu_{O_2} M_{O_2}/\nu_C M_C$. O lugar geométrico onde $Y_{O_2} = Y_C = 0$ fornece a posição da chama:

$$(1+\nu)c^2 - \nu + 2c(1+\nu) \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n} \frac{J_1(c\lambda_n)}{[J_0(\lambda_n)]^2} J_0(\lambda_n \xi) \exp\left(\frac{1}{2} Pe_n \eta\right) \right) = 0 \quad (14)$$

O comprimento L da chama é obtido fazendo-se $\gamma = 0$ na Eq. (14) com $\xi = 0$ no caso superventilado e $\xi = 1$ no caso subventilado. O perfil de temperaturas, utilizando a β_{CT} da Eq. 8 então é dado pela equação:

$$T = T_0 + \frac{\Delta H_R}{C_P} \left(\frac{sY_C - Y_{O_2} + Y_{O_2,0}}{sY_{C,0} + Y_{O_2,0}} Y_{C,0} - Y_C \right) \quad (15)$$

onde ΔH_R é o calor de reação por unidade de massa do combustível e o calor específico $C_P =$ constante, o calor específico de cada lado da chama.

3 Estudo experimental

O queimador projetado para verificação dos resultados teóricos e para obter as imagens utilizadas na tomografia de emissão é um queimador de Burke-Schumann de tipo cilíndrico, constituído basicamente de dois tubos de aço coaxiais, por onde passam os escoamentos de combustível, no tubo interno, e de ar, entre os tubos interno e externo. A Figura 3.1 mostra uma vista do conjunto do queimador e das linhas de alimentação.

O tubo de quartzo permite operação em temperaturas de até 1400K, impede os efeitos de convecção do ar externo sobre a chama e mantém os escoamentos internos de ar e combustível paralelos. O tubo externo do queimador foi usinado internamente para alojar o tubo de quartzo.

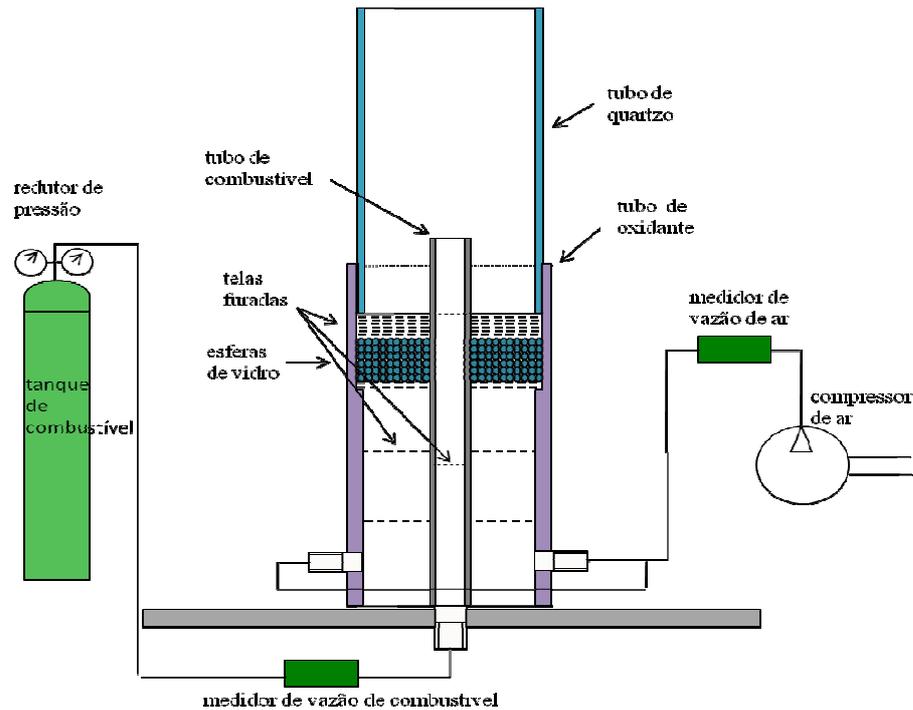


Figura 1 Representação esquemática dos componentes do queimador e das linhas de alimentação do combustível (GLP e CH_4) e do oxidante (ar).

O queimador foi projetado para permitir a troca do tubo central de combustível. Foram escolhidos três diâmetros internos diferentes, 6, 8, e 10 mm, sendo que as telas e a placa furada no tubo de ar também são trocadas. O objetivo da troca do tubo central é a possibilidade de trabalhar com diferentes razões de equivalência global ϕ , podendo-se utilizar sempre o mesmo tubo de quartzo para a tomografia, mantendo válida a hipótese de que o fluxo de massa seja constante.

Foram estudadas chamas superventiladas e subventiladas. As superventiladas são chamas fechadas sobre o tubo interno de combustível e as subventiladas são chamas fechadas sobre o tubo externo de oxidante. Os dois tipos de chama são obtidos trocando-se o tubo de combustível, mantendo os fluxos de massa dos reagentes iguais, $(\rho v)_C = (\rho v)_O$, ou variando as vazões de massa de um dos reagentes mantendo constante a vazão do outro. Nesse último caso, a teoria utilizada não permite a sua simulação teórica utilizando a formulação escolhida, por não ser respeitada uma das hipóteses introduzidas.

Os combustíveis utilizados nos experimentos foram o gás liquefeito de petróleo (GLP) e o metano (CH_4).

Para obter as imagens para tomografia foram utilizadas duas câmeras digitais, uma Sony Cyber-shot DSC-F828 e uma câmera Sanyo VPC-HD1000, dotadas de sensores CCD e CMOS, respectivamente. A primeira câmara é dotada de sensor CCD 2/3", com 8MP (megapíxel) efetivos, distância focal $f = 7,1 - 51$ mm, equivalente por câmara de 35 mm a $f = 28 - 200$ mm, abertura da lente $F\# = 2.0 / 2.8 - 8.0$, zoom ótico 7x, zoom digital 2x, lentes Carl Zeiss /r Vario Sonnar T* com 12 elementos. A segunda câmara é dotada de do sensor CMOS de 1/2.5", com 4MP efetivos e 8MP por efeito da interpolação, distância focal $f = 6.3 - 63$ mm, equivalente por

câmara de 35 mm a $f = 38 - 380$ mm, abertura da lente: $F\# = 1.8 / 2.5 - 11.0$, zoom ótico 10x, zoom digital 10x conjunto de lentes de 11 elementos.

4 Algoritmo de reconstrução tomográfica

Define-se tomografia como o imageamento de um objeto a partir de suas projeções, obtidas pela transmissão, emissão ou reflexão da luz, radiação, som ou partículas. Neste trabalho a tomografia é realizada pela medida da quimiluminescência das espécies presentes na chama, que prende o nome de tomografia de emissão. Em cada tipo de tomografia, após a aquisição, os dados são tratados e utilizados na reconstrução através de algoritmos matemáticos apropriados implementados em computadores.

As técnicas algébricas de reconstrução tomográfica foram propostas inicialmente por Gordon et al. (1970) e aplicadas por Hounsfield em 1972. Elas permitem obter a reconstrução de um objeto a partir de um número menor de projeções que em outras técnicas e são úteis em aplicações onde não é possível obter projeções uniformes de 0 a 180°.

O algoritmo desenvolvido neste trabalho é do tipo algébrico e considera os efeitos da divergência e da refração dos raios de luz. Os princípios da óptica geométrica são aplicados aos raios de luz. O efeito da divergência dos raios de luz, já pesquisado por Costa e Caldeira-Pires (1999), é devido ao não paralelismo entre os raios que chegam à câmara fotográfica. Este efeito é função da distância entre a câmara e a chama que emite luz. Quanto maior a distância maior a condição de paralelismo dos raios de luz que alcançam a câmara e, em conseqüência, menor é o efeito da divergência.

A refração é um desvio na trajetória dos raios de luz causado por variações na densidade ou na composição do meio. No caso das chamas, a variação no índice de refração decorre, principalmente, das variações na temperatura que produzem variações na densidade das regiões atravessadas pelos raios.

No caso em exame, ocorre a refração dos raios de luz emitidos pela chama ao cruzar regiões com variações significativas de temperatura e também ocorre a refração dos raios de luz ao passarem pela parede do tubo de quartzo utilizado para confinar a chama. O primeiro efeito é calculado dividindo-se a região confinada no tubo de quartzo em anéis. Cada anel apresenta temperatura uniforme e, portanto, índice de refração constante. A influência do tubo de quartzo é verificada considerando o tubo como dividido em anéis, todos com a mesma temperatura e, portanto, com um índice de refração constante.

Uma técnica de reconstrução algébrica conhecida como casca de cebola ou *onion peeling* (Correia, 2001) é utilizada neste trabalho. Este modelo considera que cada píxel da câmara digital integre a radiação emitida pela chama ao longo de cada linha de visada. A região da chama é dividida em anéis concêntricos, sendo a reconstrução feita da camada mais externa até a mais interna, daqui o nome da técnica. Considera-se que em cada anel concêntrico a radiação emitida seja constante e uniforme. Para o cálculo das projeções são somadas as contribuições de cada área parcial ao longo de um raio, gerando o sistema de equações lineares:

$$p_j = \sum_{i=1}^{n^2} a_{ij} \rho_i ; \quad j = 1 \dots J \quad (16)$$

onde ρ_i representa intensidade da emissão do *i-ésimo* anel em que é dividida a chama. A solução é dada em termos dos dados de projeção p_j . O subscrito j refere-se ao raio j de um total de J raios de todas as projeções em todos os ângulos.

De acordo com Liepmann e Roshko (1957), o índice de refração varia com a seguinte lei:

$$n = 1 + \beta \frac{\rho}{\rho_0} = 1 + \beta \frac{T_0}{T} \quad (17)$$

onde $\beta = 0,00032$, valor ponderado entre o β do ar (0,000291) e o β do dióxido de carbono (0,000451), ρ e ρ_0 são os valores de massa específica da mistura na região de chama e nas condições padrão, T_0/T a razão entre a temperatura padrão, 273,15K, e a temperatura em cada região de chama.

A Fig. 2 mostra, qualitativamente, a influência da refração e da divergência sobre a trajetória dos raios de luz emitidos pela chama, alcançando uma câmara digital a uma distância finita. Nota-se que os anéis concêntricos

em que se decompõe a chama têm espessura variável, contrariamente ao caso com raios paralelos, devido ao efeito da refração e da divergência.

O número de anéis concêntricos é igual ao número de píxeis de uma linha do sensor da câmara sobre os quais incide a luz vinda da chama. Dentro cada anel assume-se que o valor da temperatura seja constante. Pela Eq. 17 o índice de refração também é constante dentro de cada anel. Os raios de luz são refratados toda vez que cruzam um anel. Considera-se também que a radiação emitida em cada anel concêntrico seja constante e uniforme e, em consequência, o perfil das emissões da chama pode ser calculado da periferia para o interior.

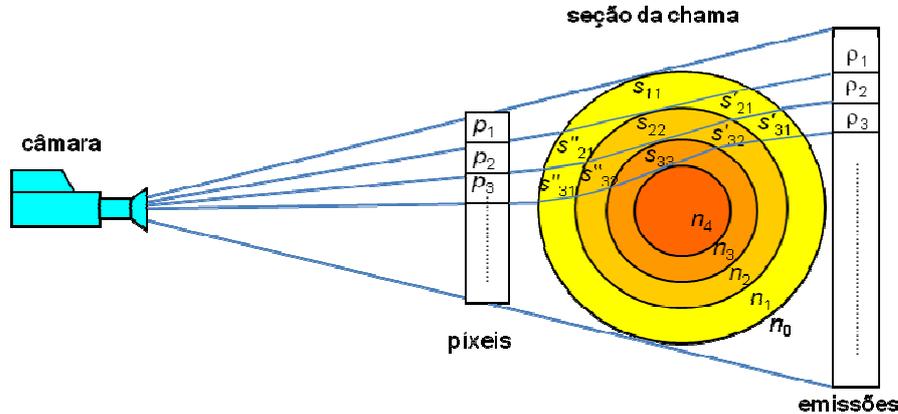


Figura 2 – Modelo de reconstrução tomográfica considerando raios de luz divergentes e os efeitos de refração.

Esse algoritmo pode ser efetuado em cada linha da matriz P de píxeis. A reconstrução da chama exige então a construção da matriz das áreas S e a resolução de um sistema de equações. A matriz das áreas S é triangular de dimensão $n \times n$ em que n é o número de colunas da projeção a reconstruir. Após obtida a matriz S , a reconstrução é realizada linha por linha da projeção, correspondendo cada linha a um vetor P , cujos elementos são ilustrados na Fig. 2. Como resultado é obtido um vetor ρ , que corresponde à reconstrução de uma linha da imagem:

$$[\rho] = \frac{1}{2} \frac{[P]}{[S]} \quad (18)$$

A resolução do sistema de equações 18 é direta e envolve reduzido esforço computacional, uma vez que a matriz S é triangular.

A influência do tubo de quartzo é obtida considerando o tubo como dividido em ulteriores anéis, de espessura constante, externos aos da região de chama, com um índice de refração constante de 1,4585, valor válido para temperatura de 20°C. No cálculo dos valores dos ângulos de incidência e de refração dos raios de luz, obtidos pela lei de Snell, deve se considerar o efeito da reflexão dos raios devido à grande diferença nos valores dos índices de refração no quartzo e na região de chama. Define-se como ângulo de refração máximo α_{max} o valor:

$$\sin \alpha_{max} = \frac{n_{j+1}}{n_j} \quad (19)$$

onde os índices $j+1$ e j referem-se aos meios com índices de refração menor e maior respectivamente. Para ângulos de incidência $\alpha_i > \alpha_{max}$ os raios incidente sofrem reflexão total.

Chamando $Rref$ o número de raios reflexos e xq o número de anéis em que é dividido o quartzo, três casos podem acontecer:

- 1) $Rref > xq$; 2) $Rref = xq$; 3) $Rref < xq$

No primeiro caso o número de anéis dentro da região de chama resulta inferior ao número de píxeis que recebem luz dessa região. Portanto a matriz das áreas parciais da região de chama tem um número di linhas, que correspondem ao número de anéis, inferior aos casos sem quartzo. No segundo e terceiro caso o número de anéis dentro da região de chama resulta igual ou maior ao número de píxeis que recebem luz dessa região, respectivamente. Portanto as matrizes das áreas parciais da região de chama têm um número de linhas iguais ou maiores aos casos sem quartzo, respectivamente.

Para fazer as comparações das reconstruções tomográficas nos casos com e sem o tubo de quartzo, as dimensões das matrizes das áreas parciais da região de chama S , devem ser iguais. Isso implica que no caso $Rref > xq$ devem-se eliminar das matrizes S dos casos sem quartzo, as linhas e as colunas relativas aos $(Rref - xq)$ anéis externos. No caso $Rref < xq$, devem-se eliminar da matriz S do caso com quartzo as linhas e as colunas relativas aos $(xq - Rref)$ anéis externos.

As comparações são feitas sobre uma porção da região de chama que resulta tanto maior quanto menor a diferença entre $Rref$ e xq . Portanto, quando $Rref = xq$ as comparações são feitas sobre a região de chama inteira.

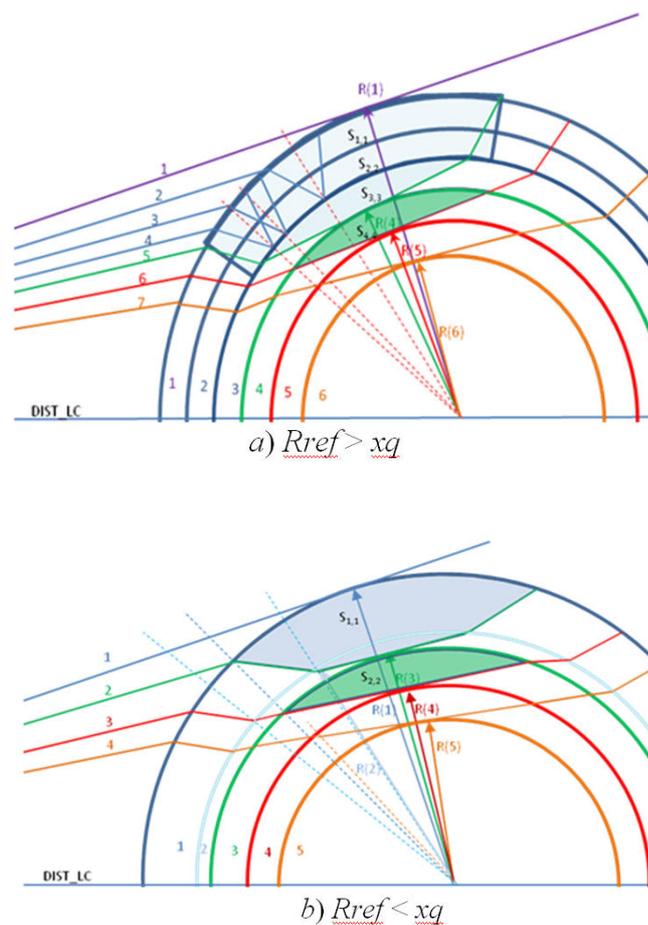


Figura 3. a) na região do quartzo tem-se $xq = 2$ anéis enquanto na região de chama tem-se um anel a menos que nos casos sem quartzo devido à reflexão total de $Rref = 3$ raios de luz; b) na região do quartzo tem-se $xq = 1$ anel enquanto na região de chama tem-se um anel a mais que nos casos sem quartzo devido à falta de reflexão dos raios de luz, $Rref = 0$.

4 Resultados

Os resultados deste trabalho consistem na quantificação dos erros cometidos desconsiderando a refração e a divergência, variando os parâmetros que influenciam tais efeitos. Os parâmetros a ser mudados são a distância câmera-chama, o número de píxeis numa linha do sensor da câmera e a espessura do tubo de quartzo.

Os resultados disponíveis no momento consistem no confronto teórico-experimental dos perfis e comprimentos das chamas difusivas. Foi utilizada a Eq. (15), adotando-se como coeficientes de difusão um valor médio entre os coeficientes de difusão binária do CH_4 e do O_2 em N_2 , para a queima de CH_4 - ar, e o coeficiente de difusão binária do C_3H_8 em N_2 , cujo valor é cerca de metade do coeficiente de difusão binária do O_2 em N_2 , para a queima de GLP - ar, considerando uma temperatura de $T = 600$ K, conforme adotado por Penner et al. (1984). No caso do GLP as diferenças percentuais nos comprimentos de chamas vão de 20% para baixas vazões e velocidades, devidos a erros de leitura e de fundo de escala dos medidores de vazão até um 5-7% para velocidades do combustível V_c acima de 80 mm/s como mostrado na Tab. 3. No caso do CH_4 as diferenças percentuais nos comprimentos das chamas apresentam valores parecidos, de até 20% para velocidades até 120 mm/s e diminuindo razoavelmente aumentando a velocidade de saída do combustível.

Tabela 3 – Comprimento da chama de GLP - ar teórico e experimental para $a = 4$ mm.

V_c mm/s	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140
L_{teor} mm	3,8	5,3	7	8,6	10,3	12	13,6	15,3	17	18,7	20,4	22	23,7
L_{exp} mm	3,2	4,6	6,5	11	13	14	15	16,5	18	19,5	21	23	24,5

Tabela 4 – Comprimento da chama de CH_4 - ar teórico e experimental para $a = 5$ mm.

V_c mm/s	60	80	100	120	140	160	180	200	220
L_{teor} mm	6,5	8,1	9,9	11,7	13,5	15,3	17,1	18,9	20,8
L_{exp} mm	4,7	6,3	8	10	12,2	14,3	16,7	18,8	20,8

Referências

- Correia, D.P. Development and implementation of tomographic reconstruction techniques for the diagnostic of combustion flows, Instituto Tecnico Superior, Universidade Tecnica de Lisboa, Dissertação de Doutorado, 2001.
- Costa, F.S.; Caldeira-Pires, A. Efeitos da divergência dos raios de luz na análise tomográfica de chamas, Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 15., Aguas de Lindoia, Rio de Janeiro, 1999.
- Gordon, R., Bender, R., Herman, G.T., Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and x-ray photography, Journal of Theoretical Biology, 1970.
- Hertz, H.M., Farias, G.W., Emission tomography of flame radicals, Optics Letters, 1988.
- Liepmann, H.W.; Roshko, A. Elements of gasdynamics, John Wiley & Sons, 439 p. ISBN 0-471-53460-9 1957.
- Martins C.A., Pimenta, A.P., Carvalho Jr., J.A., Ferreira, M.A., Caldeira-Pires, A.A. CH and C2 radical characterization in natural gas turbulent diffusion flames, Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, v. 27, n. 2, 2005.
- Penner, S.S., Bahadori, M.Y., Kennedy, E.M., Dynamics of flames and reactive system, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, v. 95, p. 261-292, 1984.
- Zhou, H.C., Lou, C., Lu, J., Recent achievements in measurements of soot volume fraction and temperatures in a coflow, diffusive ethylene-air flame by visible image processing, Journal of Physics: Conference Series 147, 2009.