

## AERODINÂMICA COMPUTACIONAL DE UM QUEIMADOR DE BLOCOS MÓVEIS DE NÚMERO DE ROTAÇÃO VARIÁVEL

### Takeo Jonas Fudihara

Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos, Campinas, SP.

[takeo@fem.unicamp.br](mailto:takeo@fem.unicamp.br)

### Leonardo Goldstein Jr.

Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos, Caixa Postal 6122, CEP 13083-970, Campinas, SP.

[leonardo@fem.unicamp.br](mailto:leonardo@fem.unicamp.br)

### Milton Mori

Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química, Área de Desenvolvimento de Processos Químicos, LMSPQ, Caixa Postal 6066, CEP 13081-970, Campinas/SP.

[mori@feq.unicamp.br](mailto:mori@feq.unicamp.br)

**Resumo.** A aerodinâmica de um queimador de blocos móveis gerador de vórtice foi realizada através das técnicas da fluido-dinâmica computacional. Este queimador caracteriza-se pela capacidade de ajuste contínuo do número de rotação, obtido por meio do giro simultâneo de oito blocos móveis, intercalados entre oito blocos fixos. O escoamento em vórtice resulta da canalização do escoamento de ar pelas fendas inclinadas existentes entre um bloco fixo e outro móvel. As equações da continuidade e quantidade de movimento foram resolvidas através do método dos volumes finitos. As malhas tridimensionais, desenvolvidas através da técnica dos multi-blocos, fizeram a representação das oito entradas inclinadas geradoras do vórtice e/ou das oito normais, intercaladas entre as primeiras, utilizadas na injeção de ar, assim como, do duto concêntrico interno utilizado na injeção de combustível. Os números de rotação, calculados a partir dos resultados da simulação, foram comparados com os obtidos através de correlação analítica e de dados experimentais do queimador proposto pelo IFRF (International Flame Research Foundation). Os modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e RNG  $k-\epsilon$  foram comparados, onde o último descreveu o fluxo reverso central. O número de rotação apresentou um decaimento severo ao longo do comprimento axial.

**Palavras chave:** queimador, escoamento em vórtice, fluido-dinâmica computacional, modelos de turbulência, volumes finitos.

### 1. Introdução

Os queimadores constituem-se nos principais dispositivos operacionais dos fornos. Comandam os vários processos físico-químicos que se desenvolvem, posteriormente, no interior da câmara de combustão, tais como a taxa de mistura entre os reagentes, a geração de produtos de combustão ou de radicais livres, onde estes últimos são participantes ativos na formação de fuligem devido à sua elevada reatividade; controlam ainda a distribuição dos tempos de residência ou das regiões de circulação, influenciando na estabilidade da chama. Atuam também como atomizadores de combustíveis líquidos definindo as características das gotículas. Este desempenho variado deve-se ao controle que detêm sobre o escoamento, tanto sobre a vazão como sobre a trajetória dos reagentes, estes emergindo na forma de jatos de alta velocidade. Aqueles que induzem o escoamento a uma trajetória em vórtice podem ser agrupados em uma classe particular de queimadores. Os métodos, nestes casos, dividem-se entre os que canalizam e os que empregam dispositivos mecânicos rotativos. Dentre os primeiros, mais comuns na prática, apresentam-se aqueles que utilizam canais tangenciais em relação à entrada ou, aqueles que utilizam restrições, como por exemplo, um sistema de pás que se interpõem ao escoamento, direcionando e imprimindo-lhe o vórtice. Nos métodos mecânicos, por outro lado, dispositivos em rotação transferem o seu movimento ao escoamento com o qual entram em contato, podendo ser através de ventoinhas ou, mesmo, tubos que giram sobre o seu eixo axial e no interior do qual escoam o fluido.

Beér & Chigier (1974) apresentaram correlações analíticas para o cálculo do número de rotação de queimadores, que se enquadram entre os que empregam o método da canalização do escoamento na geração do vórtice, em específico, para os dois tipos pás-guias e de blocos móveis. Estas correlações foram desenvolvidas com base em relações geométricas e sujeitas a diversas simplificações quanto à natureza do escoamento. Entretanto, recentemente, Widmann et al. (2000), num estudo numérico e experimental do queimador de pás-guias em cascata, obtiveram por simulação praticamente a metade do valor do número de rotação obtido pela correlação analítica para aquele queimador, o que concordou com os valores experimentais obtidos por eles. Desta forma, as simplificações embutidas na correlação mostraram-se equivocadas para aquele caso. Os autores fazem ainda uma comparação entre os modelos de turbulência

$k-\varepsilon$  e  $RNG\ k-\varepsilon$ , salientando que a fraca corroboração do modelo  $k-\varepsilon$  deve ser atribuída à sua natureza isotrópica, sendo que o modelo  $RNG\ k-\varepsilon$ , uma derivação do primeiro, obteve melhor concordância com os dados experimentais. Este último previu um comportamento de escoamento reverso, que ocupa uma parte da saída do queimador, que apesar de não ser corroborado pela ausência de medidas no trecho correspondente, seguiu a tendência da curva experimental no trecho vizinho, onde o escoamento era direto. A teoria de normalização de grupos (RNG), desenvolvida inicialmente para a teoria de campo quântico, foi aplicada para a derivação do modelo de turbulência  $RNG\ k-\varepsilon$  (Yakhot & Orszag, 1986), reformulada posteriormente (Yakhot & Smith, 1992), cujas constantes da equação para a variável  $\varepsilon$  são obtidas integralmente da teoria de normalização de grupos, ao contrário do modelo  $k-\varepsilon$  padrão, cujas constantes são empíricas. O modelo  $k-\varepsilon$  já havia sido apontado, por Launder & Spalding (1974), como inadequado para escoamentos em vórtice, os quais destacaram a superioridade, nestes casos, dos modelos anisotrópicos, como o dos Tensores de Reynolds, apesar de sua complexidade e custo computacional. Morvan et al. (1998), num trabalho numérico de simulação de chamas com difusão turbulenta, fizeram um resumo dos avanços obtidos pelo modelo  $RNG\ k-\varepsilon$ , em relação ao modelo padrão, tais como na descrição de escoamentos tanto de baixo, quanto de elevado número de Reynolds, escoamentos em vórtice ou com circulação.

Por outro lado, Jiang & Shen (1994) atribuíram as deficiências em corroborações desta natureza muito mais a um outro fenômeno, denominado bifurcação, ou ao uso de esquemas de interpolação numéricos de baixa ordem, do que ao modelo de turbulência  $k-\varepsilon$ . Na bifurcação, um determinado número de rotação no queimador pode estar associado a duas condições de estado estacionário estáveis distintas. Este fenômeno ocorre em consequência dos dois caminhos que podem ser utilizados até se atingir o número de rotação almejado, podendo ser através de um aumento gradativo do número de rotação (*ramal inferior*) ou de uma diminuição gradativa a partir de uma condição mais elevada (*ramal superior*). Isto se verifica graficamente pela bifurcação, num determinado trecho, da curva de proporção entre os fluxos reversos externo (ERZ) e interno (IRZ) em função do número de rotação. A circulação ERZ manifesta-se numa região anular, adjacente à parede da câmara de combustão, e a IRZ ocorre ao longo do eixo axial, no interior do ERZ. Assim, corroborações, para um mesmo número de rotação, entre dados experimentais obtidos a partir do *ramal inferior* apresentariam-se em desacordo com os resultados simulados a partir do *ramal superior* e vice-versa.

Trabalhos envolvendo a modelagem e simulação de queimadores, em todos os seus detalhes, ainda são escassos. Sua dinâmica ainda está longe de ser totalmente compreendida, mesmo na ausência de combustão. Geralmente, uma condição de entrada simplificada é assumida para a câmara de combustão, substituindo os queimadores. Mas, como foi observado por Xia et al. (1997), idealizações inadvertidas aplicadas às condições de fronteira podem corromper os resultados, especialmente para escoamentos em vórtice. Desta forma, as configurações geométricas simplificadas, que apresentariam a suposta vantagem de permitir malhas suficientemente refinadas, na realidade, podem adulterar as previsões. Por outro lado, medidas experimentais internas nos queimadores apresentam restrições quanto à sensibilidade dos instrumentos e, não raro, carecem de maior precisão, principalmente se utilizadas medidas intrusas. Assim, as discussões sobre a eficácia de determinadas categorias de modelos de turbulência ainda geram polêmicas, como no caso dos modelos isotrópicos, descritos acima. Ainda, Guo et al. (2001), num trabalho numérico corroborado por dados experimentais, enfatizaram a obtenção de resultados satisfatórios com o modelo  $k-\varepsilon$  para um escoamento em vórtice. Os autores ainda constataram um complexo comportamento instável em espiral, mesmo utilizando, como configuração de entrada, apenas um duto, sobre o qual foram impostos os componentes da velocidade. Todos parecem concordar, apenas, quanto à insuficiência dos esquemas de interpolação de primeira ordem. Quanto às correlações analíticas para a obtenção do número de rotação, desenvolvidas em décadas passadas, verificou-se que estas podem levar a erros inaceitáveis como citado anteriormente. O presente trabalho teve por objetivo a análise das várias questões relacionadas, através da confrontação dos resultados obtidos por simulação numérica tridimensional, em específico, para um queimador de blocos móveis de número de rotação variável.

## 2. Queimador de Blocos Móveis

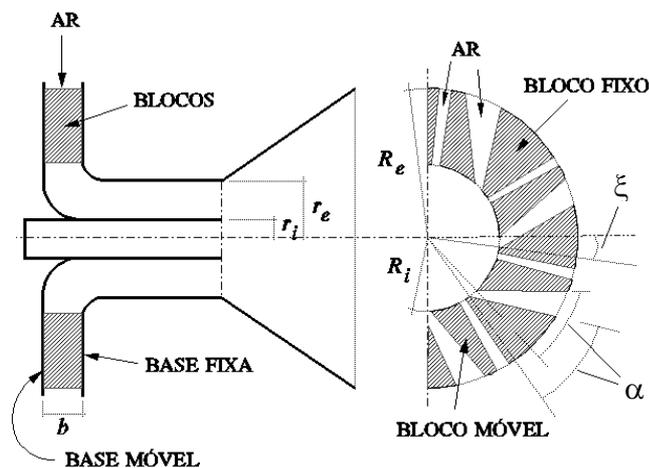


Figura 1. Diagrama esquemático do queimador de blocos móveis.

Neste queimador, o ar de combustão entra radialmente através das fendas existentes entre os blocos, convergindo para o duto de seção anular após um desvio de 90° em relação à direção do escoamento de entrada. Oito blocos fixos e oito blocos móveis estão distribuídos alternadamente entre os raios interno ( $R_i$ ) e externo ( $R_e$ ) conforme a Fig. (1). O ângulo  $\alpha$ , entre uma das superfícies do bloco e um plano imaginário que, passando pelo eixo axial do queimador, o secciona em  $R_i$ , define a inclinação da superfície. A junção exata entre a face de um bloco móvel e a de um bloco fixo exige que suas superfícies vizinhas apresentem o mesmo ângulo de inclinação e, cada bloco é constituído por uma superfície inclinada e outra de  $\alpha$  nulo. Devido ao movimento simultâneo dos blocos móveis, conforme abrem-se as fendas inclinadas, fecham-se as de inclinação nula e vice-versa, aumentando ou diminuindo o número de rotação.  $\xi$  é o ângulo de abertura da entrada inclinada, definido pelos dois planos imaginários que partem do eixo axial e seccionam as extremidades das fendas inclinadas em  $R_i$ , onde  $\xi_m$  ( $0 \leq \xi \leq \xi_m$ ) é o seu ângulo de abertura máximo. O duto cilíndrico interno, utilizado para a injeção de combustível, permaneceu fechado na sua extremidade externa, buscando reproduzir as condições descritas em Beér & Chigier (1974).

### 3. Modelagem Matemática

O fenômeno da turbulência é inerente aos processos abordados e sua modelagem encontra-se inserida nas equações de balanço a seguir como resultado da aplicação do método da decomposição de Reynolds e obtenção da média temporal pelo método *Reynolds averaging*. Aplicando as propriedades da média nas equações de transporte, num intervalo de tempo suficientemente grande para que o valor médio da flutuação instantânea possa ser considerado nulo, mas suficientemente pequeno para que as variações sejam captadas no transcorrer do tempo, resultam as equações básicas que descrevem o modelo e, que correspondem às equações da conservação de massa e quantidade de movimento. A aplicação da média temporal está implícita para todas as variáveis primitivas.

#### Equação da Continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

#### Equação da quantidade de movimento

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot (\nu - \overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'}) + B \quad (2)$$

sendo:

$$\nu = \left( \varphi - \frac{2}{3} \mu \right) \nabla \cdot \mathbf{v} \delta + \mu (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) \quad (3)$$

Os tensores de Reynolds  $\overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'}$ , que aparecem durante a aplicação da média, não se anulam e precisam ser modelados de alguma maneira. Duas hipóteses podem ser utilizadas: hipótese da viscosidade turbulenta e o modelo dos tensores de Reynolds (Garde, 1994; Lixing, 1993). Da primeira hipótese derivam diversos modelos de turbulência, dentre os quais, os modelos  $k-\varepsilon$  e  $RNG k-\varepsilon$ , utilizados neste trabalho.

#### Hipótese da Viscosidade Turbulenta

Dentro desta hipótese, os tensores de Reynolds são modelados por:

$$-\overline{\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'} = -\frac{2}{3} \rho k \delta - \frac{2}{3} \mu_T \nabla \cdot \mathbf{v} \delta + \mu_T (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) \quad (4)$$

que substituídos na Eq. (2), resulta:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \left( \mu_{ef} (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) \right) + B \quad (5)$$

sendo a viscosidade efetiva obtida por:

$$\mu_{ef} = \mu_T + \mu \quad (6)$$

A viscosidade turbulenta  $\mu_T$  é calculada, seguindo a proposta inicial de Kolmogorov e Prandtl, por:

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

onde  $k$  é a energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação de  $k$  e  $C_\mu$  é a constante do modelo.

### 3.1. Modelo $k$ - $\varepsilon$

Dentre os diversos modelos de turbulência de duas equações, o modelo  $k$ - $\varepsilon$  aparece como o mais popular. Para a obtenção de  $\mu_T$ , uma equação adicional para  $k$  e uma para  $\varepsilon$  devem ser resolvidas:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} k) - \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\nu_k} \right) \nabla k \right) = \Pi + \Psi - \rho \varepsilon \quad (8)$$

e

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \varepsilon) - \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\nu_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) = \frac{\varepsilon}{k} (C_{1k\varepsilon} \Pi - C_{2k\varepsilon} \rho \varepsilon) \quad (9)$$

### 3.2. Modelo $RNG$ $k$ - $\varepsilon$

Neste modelo, a viscosidade turbulenta é calculada da mesma forma que no modelo anterior (Eq. 7), sendo as variáveis  $k$  e  $\varepsilon$  obtidas pelas equações (Yakhot & Orszag, 1986; Yakhot & Smith, 1992):

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} k) - \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\nu_{kRNG}} \right) \nabla k \right) = \Pi + \Psi - \rho \varepsilon \quad (10)$$

e

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \varepsilon) - \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\nu_{\varepsilon RNG}} \right) \nabla \varepsilon \right) = (C_{1RNG} - C_\eta) \frac{\varepsilon}{k} (\Pi + C_{3RNG} \max(\Psi, 0)) - C_{2RNG} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (11)$$

sendo:

$$C_\eta = \frac{\eta \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta_{RNG} \eta^3} \quad (12)$$

$$\eta = \left( \frac{\Pi_S}{\mu_T} \right)^{0.5} \frac{k}{\varepsilon} \quad (13)$$

$$\Pi = \Pi_S - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} (\mu_{ef} \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho k) \quad (14)$$

$$\Pi_S = \mu_{ef} \nabla \mathbf{v} \cdot (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) \quad (15)$$

$$\Psi = \frac{\mu_{ef}}{\nu_T} \beta \mathbf{g} \cdot \nabla T \quad (16)$$

onde  $\nu$  é o número equivalente de Prandtl,  $C_{1k\varepsilon}$ ,  $C_{2k\varepsilon}$ ,  $C_{3k\varepsilon}$ ,  $C_{1RNG}$ ,  $C_{2RNG}$ ,  $C_{3RNG}$ ,  $\nu_k$ ,  $\nu_\varepsilon$ ,  $\nu_{kRNG}$ ,  $\nu_{\varepsilon RNG}$ ,  $\beta_{RNG}$  e  $\eta_0$  são constantes dos modelos.

## 4. Número de Rotação, $S$

A intensidade do vórtice no queimador pode ser quantificada através do valor adimensional definido como número de rotação, se forem conhecidos os fluxos axiais das quantidades de movimento angular e linear,  $G_w$  e  $G_u$  respectivamente, e o raio do bocal do queimador  $r_e$ :

$$S = \frac{G_w}{G_u r_e} \quad (17)$$

O fluxos axiais das quantidades de movimento angular e linear podem ser obtidas por integração, no bocal, das funções que descrevem a velocidade angular  $w$ , a velocidade axial  $u$  e a pressão estática  $P$ :

$$G_w = 2\pi \int_0^r (wr) \rho ur \, dr \tag{18}$$

e

$$G_u = 2\pi \int_0^r u \rho ur \, dr + 2\pi \int_0^r Pr \, dr \tag{19}$$

Devido à dificuldade na obtenção da função que representa a pressão estática, a sua omissão no fluxo axial da quantidade de movimento linear (Eq. 19), resulta num valor aproximado para a intensidade de giro, definido como  $S'$ , e que, segundo Beér & Chigier (1974), pode ter uma boa aproximação se utilizada a distribuição de velocidade no interior do queimador. Esta suposição foi contestada por Widmann et al. (2000), onde a inclusão do termo de pressão resultaria em valores muito maiores do número de rotação. Na hipótese da distribuição da velocidade axial ser uniforme e as perdas no momento angular na saída do queimador ser desprezível, obtém-se o valor aproximado do número de rotação:

$$S' = \sigma \frac{r_e}{2b} \left[ 1 - \left( \frac{r_i}{r_e} \right)^2 \right] \tag{20}$$

sendo  $\sigma$  a razão entre os componentes de velocidade média tangencial e radial na saída do queimador, obtido analiticamente por (Beér & Chigier, 1974):

$$\sigma = \frac{2\pi}{z\xi_m} \frac{\cos \alpha \left[ 1 + \tan \alpha \tan \left( \frac{\xi}{2} \right) \right] \left( \frac{\xi}{\xi_m} \right)}{\left\{ 1 - \left[ 1 - \cos \alpha \left( 1 + \tan \alpha \tan \left( \frac{\xi}{2} \right) \right) \right] \frac{\xi}{\xi_m} \right\}} \tag{21}$$

### 5. Métodos Numéricos

O método dos volumes finitos foi utilizado na solução das equações de transporte em coordenadas generalizadas, com variáveis co-localizadas e malha estruturada, através do programa computacional *CFX* - versão 4. O acoplamento pressão velocidade foi resolvido através do algoritmo *SIMPLEC*. Todas as simulações foram realizadas através do esquema de interpolação de segunda ordem *higher upwind*, sendo iniciadas partindo-se dos resultados obtidos previamente com o esquema *upwind*, de primeira ordem e de melhores características de convergência. A solução do estado estacionário foi obtida utilizando-se o falso transiente. O escoamento foi considerado isotérmico e incompressível. Mais detalhes sobre estes métodos e técnicas podem ser encontradas em Patankar (1980) e Maliska (1995).

Tabela 1. Dados geométricos do queimador

Variáveis	
$r_i$ (m)	$3.10^{-2}$
$r_e$ (m)	$9,5.10^{-2}$
$R_i$ (m)	$16,5.10^{-2}$
$R_e$ (m)	$26,4.10^{-2}$
$b$ (m)	$6,5.10^{-2}$
$\alpha$ (graus)	50
$\xi_m$ (graus)	12
$z$	8

Para a construção das malhas numéricas, representada na Fig. (2) para uma das frações de abertura, não houve a necessidade da inclusão dos blocos, mas, apenas das fendas por onde o ar é injetado. Cinco malhas foram desenvolvidas, com frações do ângulo de abertura máximo,  $\xi/\xi_m$ , iguais a 0, 0,25, 0,5, 0,75 e 1, cujas superfícies externas estão representadas na Fig. (3). Foram empregados, aproximadamente, 52.800 volumes de controle para as frações de abertura 0 e 1, e 90.700 volumes de controle para as demais aberturas. O comprimento do duto de seção anular, que tem seu início após a curva de 90° e seu término na junção com a expansão tronco-cônica, foi de  $1,6.10^{-1}$  m. As dimensões do queimador, onde as variáveis estão apresentadas na Fig. (1), são encontradas na Tab. (1)

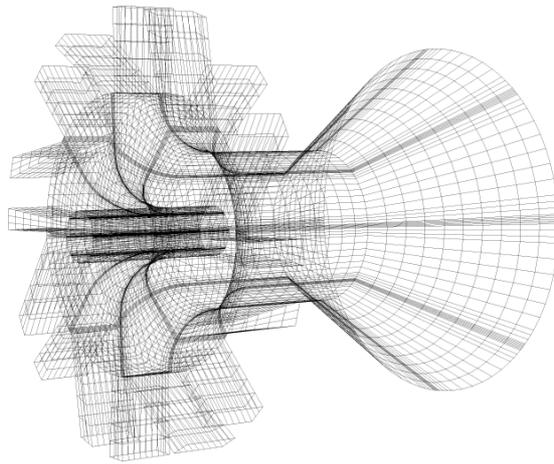


Figura 2. Malha numérica para fração de abertura  $\xi/\xi_m$  igual a 0,5.

### Condições de Operação e de Contorno Numérico

A mesma pressão relativa foi fixada para todas as entradas e para todas as frações de abertura. As análises foram agrupadas de acordo com as duas vazões de ar na saída, de 1300 kg/h e 2000 kg/h. Nas fronteiras, o valor de  $k_{ent}$  foi aproximado, pela definição, por  $0,002|v_{ent}|^2$  e o valor de  $\varepsilon_{ent}$  por  $k_{ent}^{1,5}/0,3d$  (Khalil et al., 1975), onde  $v_{ent}$  é a velocidade de entrada e  $d$  é o diâmetro hidráulico. Os perfis de velocidade das células adjacentes às paredes foram obtidos de acordo com o princípio da lei de parede, assumindo-se que a tensão de cisalhamento seja constante na camada entre a parede e o centro do volume de controle adjacente e a velocidade segue um perfil logarítmico (Launder & Spalding, 1974).

### 6. Resultados e Discussão

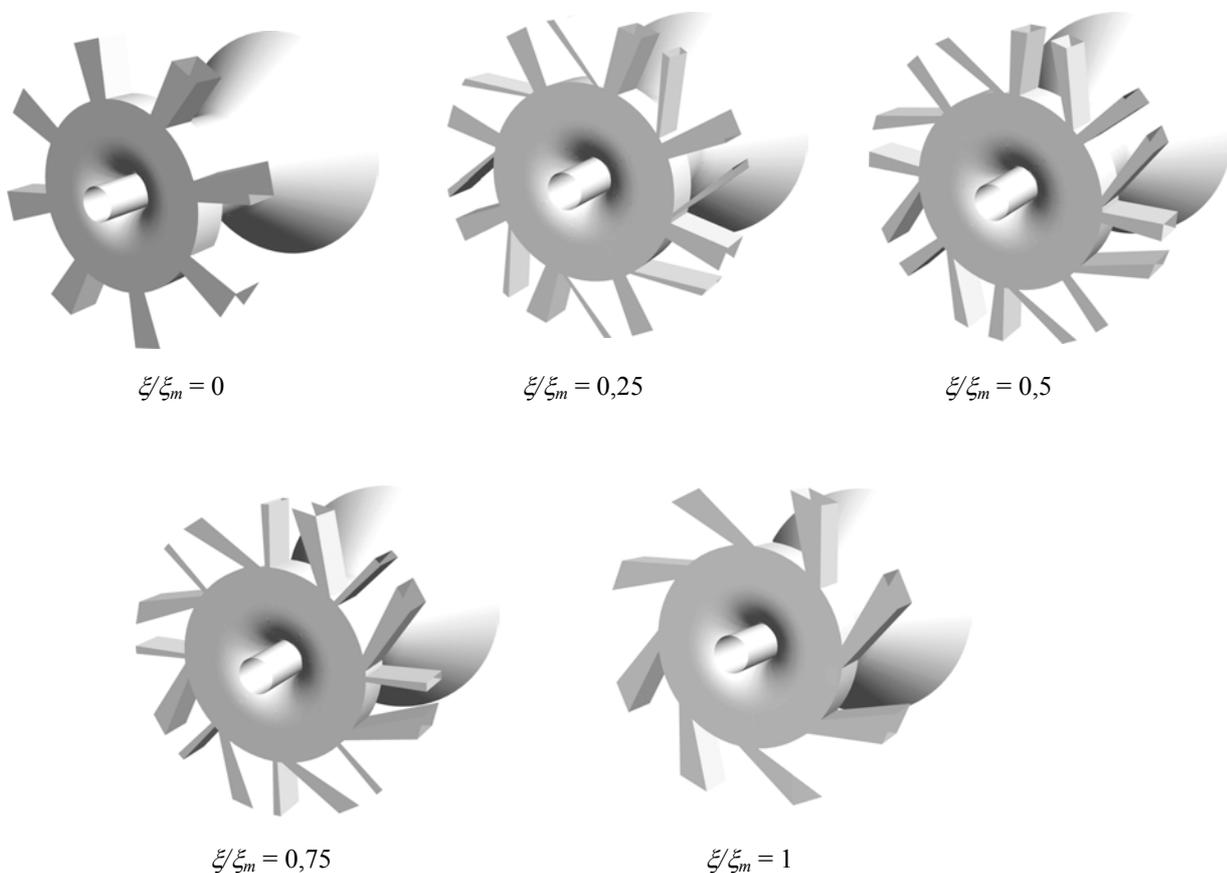


Figura 3. Representação do queimador para as cinco frações de abertura da entrada inclinada.

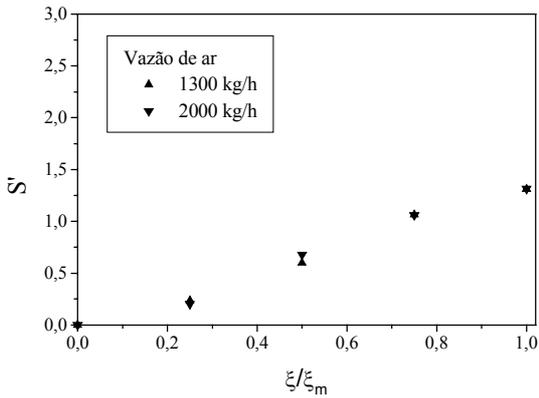


Figura 4. Número de rotação predito com o modelo *RNG k-ε*.

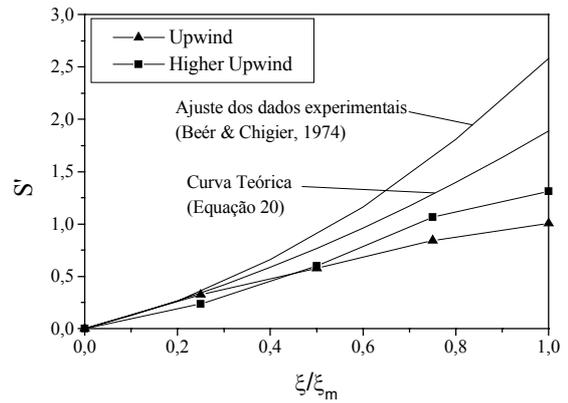


Figura 5. Número de rotação predito com o modelo *RNG k-ε* e vazão de ar de 1300 kg/h.

Os valores obtidos para  $S'$ , calculados na saída do duto cilíndrico e na junção entre este e a expansão tronco-cônica, para as duas vazões e através do esquema de interpolação de segunda ordem *higher upwind*, estão apresentados na Fig. (4).  $S'$  mostrou-se praticamente independente da variação da vazão, sendo função apenas do grau de abertura da entrada inclinada  $\xi/\xi_m$ . Isto concorda plenamente com os dados experimentais apresentados por Beér & Chigier (1974) para o queimador de blocos móveis.

O esquema de interpolação *higher upwind* apresentou convergência estável e corroborou melhor com os dados experimentais em escoamentos com valores elevados de  $S'$ , mas, com baixos valores, quando  $\xi/\xi_m$  foi igual a 0,25 ou 0, a instabilidade numérica foi acentuada se comparado ao esquema *upwind*, talvez refletindo o fenômeno físico, ou seja, não havendo uma direção preferencial do escoamento este se comporte de maneira instável e sem nenhuma direção definida e esta instabilidade faz com que o escoamento siga direções aleatórias. Além disso, estes fenômenos parecem estar sendo intensificados pela presença da expansão na saída do queimador. Mesmo no esquema *upwind*, onde estas oscilações são amortecidas, o número de rotação oscilou levemente em torno de zero para  $\xi/\xi_m$  igual a zero; a Fig. (5) apresenta apenas a situação em que  $S'$  é zero, o que poderia ocorrer apenas num determinado instante. Observa-se que o esquema *higher upwind* aproxima-se mais da curva teórica calculada pela Eq. (20). Segundo Beér & Chigier (1974), esta curva foi supostamente corroborada por dados experimentais obtidos pelo IFRF (International Flame Research Foundation, Ijmuiden). Entretanto, esta aparece em desacordo com os mesmos dados experimentais como pode ser observado pela curva de ajuste que apresenta valores de  $S'$  chegando, no ponto máximo, a cerca de 2,6 contra 1,9 para a curva teórica.

Apesar das predições com o esquema *higher upwind* mostrarem-se melhores que os do esquema *upwind*, ambos ficaram aquém da curva de ajuste dos dados experimentais, de acordo com a Fig. (5). A maioria dos trabalhos apresentados até recentemente atribuíam tais desvios sobretudo aos modelos de turbulência isotrópicos. Não se pode descartar, também, a hipótese das medidas intrusas, provavelmente utilizada no referido trabalho, terem interferido na coleta dos dados experimentais. Entretanto, um outro fenômeno, conhecido como bifurcação, e associado aos escoamentos em vórtice, apresentaram uma nova perspectiva ao problema, conforme descrito anteriormente. Shtern & Hussain (1996) afirmaram que os dados experimentais seguem espontaneamente o *ramal superior*, devido à instabilidade natural do sistema. Por outro lado, segundo Jiang & Shen (1994), as simulações numéricas permitiriam o percurso pelo *ramal inferior*, trajeto que, por ter sido seguido neste trabalho, poderia ser a causa dos acentuados

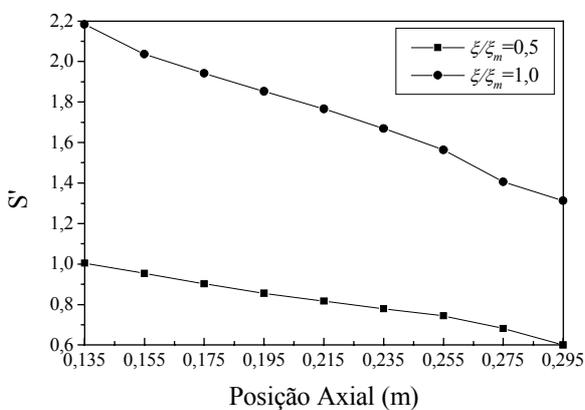


Figura 6. Decaimento do número de rotação na região anular do duto cilíndrico para o modelo *RNG k-ε*.

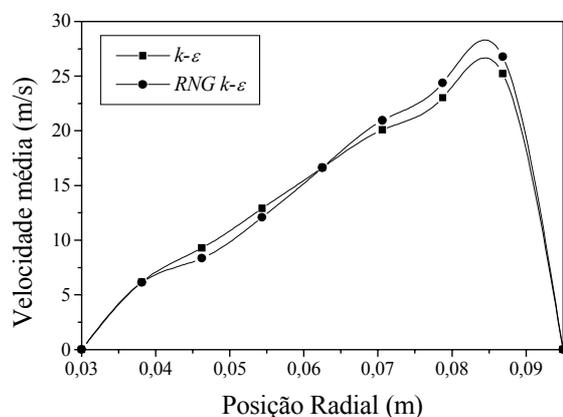


Figura 7. Comparação entre os perfis do módulo da velocidade média na saída do duto anular para os modelos de turbulência *k-ε* e *RNG k-ε*.

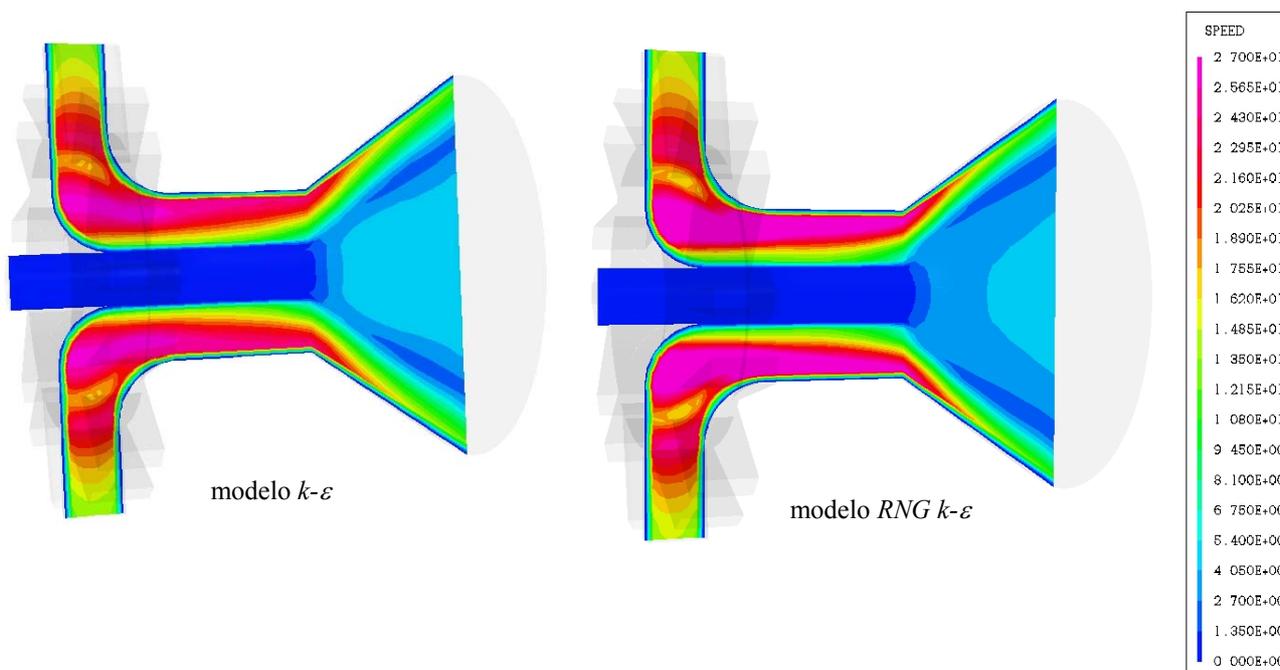


Figura 8. Mapas de velocidade preditos pelos modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e  $RNG k-\epsilon$ .

desvios. Portanto, é necessário que a simulação numérica siga um caminho idêntico ao dos experimentos. Entretanto, os supostos efeitos, sobre a intensidade do vórtice, desta multi-estabilidade para um mesmo parâmetro de controle, ainda são pouco conhecidos, sendo que, a observação destes fenômenos é o intuito de investigações que estão sendo realizadas.

As análises subsequentes estão associadas à vazão de ar de 1300 kg/h e ao esquema de interpolação *higher upwind*. A Fig. (6) apresenta os valores simulados de  $S'$  ao longo do duto anular para aberturas  $\xi/\xi_m$  iguais a 0,5 e 1,0. Para  $\xi/\xi_m$  igual a 0,5, imediatamente após a curva de entrada, o número de rotação é de aproximadamente 1,0 reduzindo-se para 0,66 no fim do duto. No caso de  $\xi/\xi_m$  igual a 1, o decaimento foi muito mais severo, reduzindo-se de 2,18 para 1,31 aproximadamente. A correlação analítica não prevê este decaimento em função do comprimento do duto, podendo resultar, neste caso, em uma diferença de até 65 %.

O escoamento apresentou-se bastante simétrico em relação ao eixo axial, em consequência da distribuição equilibrada das vazões de entrada, e os gráficos a seguir são representativos em qualquer posição angular da seção anular. A Fig. (7) compara os perfis e, a Fig. (8), os mapas, dos módulos da velocidade utilizando os modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e  $RNG k-\epsilon$ , para  $\xi/\xi_m$  igual a 0,5. As diferenças entre os dois modelos, que nestas figuras não são facilmente perceptíveis, podem ser melhor visualizadas quando plotados em termos dos componentes da velocidade, conforme a Fig. (9), utilizando o modelo  $k-\epsilon$  e, a Fig. (10), o modelo  $RNG k-\epsilon$ . O escoamento reverso é constituído por um prolongamento do escoamento reverso interno (IRZ) que se desenvolve na câmara de combustão e chega a ocupar quase toda a extensão do duto anular do queimador. Este foi muito mais acentuado no modelo  $RNG k-\epsilon$ , chegando a uma velocidade axial de quase -4 m/s conforme a Fig. (10), assim como o seu pico que chega a aproximadamente 22 m/s, contra aproximadamente 19 m/s para o modelo  $k-\epsilon$  apresentado na Fig. (9). O escoamento reverso interno foi

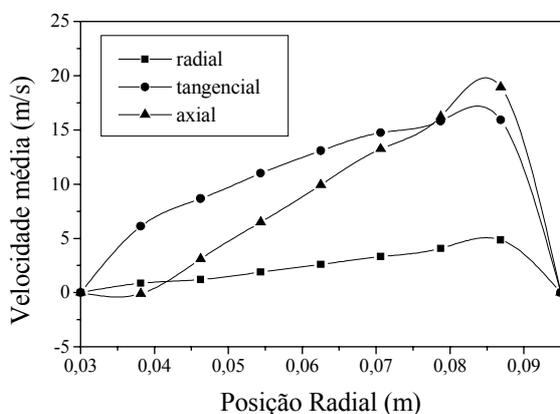


Figura 9. Perfis de velocidade axial e tangencial na saída do duto anular para o modelo  $k-\epsilon$ .

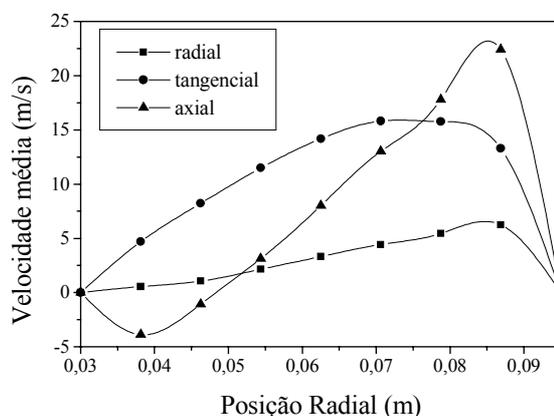


Figura 10. Perfis de velocidade axial e tangencial na saída do duto anular para o modelo  $RNG k-\epsilon$ .

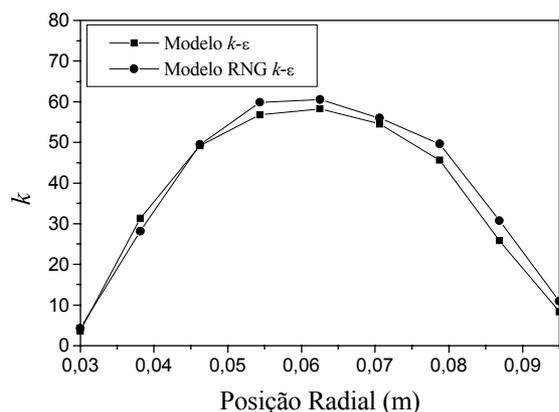


Figura 11. Perfis de energia cinética turbulenta na saída do duto anular.

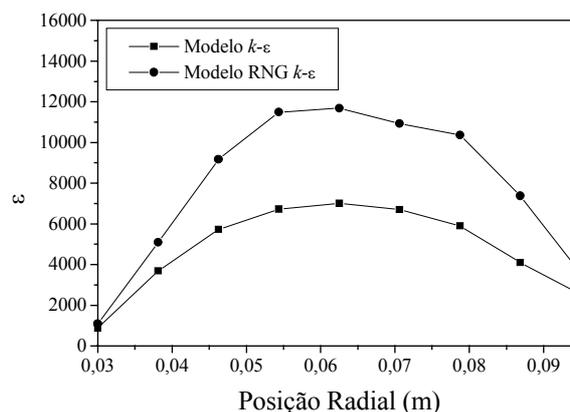


Figura 12. Perfis de taxa dissipação da energia cinética turbulenta na saída do duto anular.

praticamente imperceptível para o modelo  $k-\epsilon$  padrão e, ao contrário das conclusões tiradas por Jiang e Shen (1994), este modelo apresentou resultados bastante distintos do seu modelo derivado. A análise do escoamento pelo módulo da velocidade foi inadequada neste caso e pode constituir-se em fonte de interpretações diversas.

A Fig.(11) mostra os perfis da energia cinética turbulenta ( $k$ ) e a Fig. (12), os perfis da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ), na saída do duto anular, obtidos com os modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e RNG  $k-\epsilon$ . De maneira idêntica ao apresentado pelo módulo da velocidade, os perfis de  $k$  para os dois modelos de turbulência são praticamente idênticos. Entretanto, o valor de  $\epsilon$ , no pico a aproximadamente 0,03 m da parede externa, chega a ser quase 70% maior com o modelo RNG  $k-\epsilon$ , em relação ao modelo  $k-\epsilon$ , mostrando a influência da dissipação da turbulência na definição dos componentes da velocidade. Em simulações onde os queimadores são substituídos por condições de contorno simplificadas, estes perfis proporcionariam, para a região anular, uma aproximação mais consistente que os perfis uniformes, geralmente utilizados, na simulação de câmaras de combustão.

## 7. Conclusão

O queimador de blocos móveis com número de rotação variável foi estudado por simulação computacional tridimensional, para cinco aberturas da entrada inclinada. Assim como em um trabalho anterior para um queimador de pás-guia em cascata, o número de rotação simulado foi menor que o calculado pela correlação analítica apresentada por Beér & Chigier (1974), derivada das características geométricas do queimador. Observou-se que o número de rotação decaiu sensivelmente ao longo do duto anular, o que não é previsto pela correlação. Também, o modelo RNG  $k-\epsilon$  descreveu o escoamento reverso, resultado da circulação proveniente do fluxo reverso central na câmara, o qual estendeu-se no interior do duto anular do queimador. No modelo  $k-\epsilon$  esta circulação foi inexpressiva.

## 8. Agradecimentos

Os autores agradecem à FAPESP, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (processo 00/14390-5) pelo suporte financeiro que possibilitou o desenvolvimento deste trabalho.

## 9. Nomenclatura

$g$  vetor aceleração da gravidade,  $m/s^2$ ;  
 $k$  energia cinética turbulenta,  $m^2/s^2$ ;  
 $r$  raio do bocal,  $m$ ;  
 $t$  tempo,  $s$ ;  
 $u$  componente axial da velocidade,  $m/s$ ;  
 $w$  componente tangencial da velocidade,  $m/s$ ;  
 $v$  vetor velocidade,  $m/s$ ;  
 $z$  número de blocos fixos e móveis;  
 $B$  força de campo,  $N/m^3$ ;  
 $G_u$  fluxo axial do momento linear;  
 $G_w$  fluxo axial do momento angular;  
 $P$  pressão,  $N/m^2$ ;  
 $R$  raio de encaixe dos blocos,  $m$ ;  
 $S$  número de rotação;

### Letras Gregas

$\alpha$  ângulo de inclinação da face do bloco;  
 $\beta$  coef. de expansão volumétrica,  $K^{-1}$ ;  
 $\delta$  tensor unitário;  
 $\epsilon$  taxa de dissipação de  $k$ ,  $m^2/s^3$ ;  
 $\phi$  variável genérica;  
 $\varphi$  viscosidade do bulk,  $kg/m.s$ ;  
 $\mu$  viscosidade molecular,  $kg/m.s$ ;  
 $\rho$  massa específica,  $kg/m^3$ ;  
 $\tau$  tensor tensão;  
 $\xi$  ângulo de abertura da entrada inclinada;

### Constantes

$C_{\mu}$	0,09;
$C_{1k-\varepsilon}$	1,44;
$C_{2k-\varepsilon}$	1,92;
$C_{1RNG}$	1,42;
$C_{2RNG}$	1,68;
$C_{3RNG}$	0,0;
$\beta_{RNG}$	0,015;
$\eta_0$	4,38;
$\kappa$	0,4187
$\nu_k$	1,00;
$\nu_{\varepsilon}$	1,3;
$\nu_{kRNG}$	0,7179;
$\nu_{\varepsilon RNG}$	0,7179;

### 10. Referências

- Beér, J. M. & Chigier, N. A. , 1974, “Combustion Aerodynamics”, Applied Science Publishers Ltd. 264p.
- Garde, R. J., 1994, “Turbulent Flow”. John Wiley & Sons Inc, New Delhi, India, 287p.
- Guia do Usuário do CFX, 1997, versão 4.2, *AEA Technology*.
- Guo, B.; Langrish, T. A. G.; Fletcher, D. F. , 2001, “Simulation of Turbulent Swirl Flow in an Axisymmetric Sudden Expansion”. *AIAA Journal* 39(1), pp 96-102.
- Jiang, T. L. & Shen, C.-H. , 1994, “Numerical Predictions of the Bifurcation of Confined Swirling Flows”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 19, pp 961-979.
- Khalil, E. E.; Spalding, D. B. & Whitelaw, J. H., 1975, “The Calculation of Local Flow Properties in Two-Dimensional Furnaces”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 18, pp 775-791.
- Launder, B. E. & Spalding, D. B., 1974, “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3, pp 269-289.
- Lixing, Z., 1993, “Theory and Numerical Modelling of Turbulent Gas-Particle Flows and Combustion”, Science Press, 231p.
- Maliska, C. R. , 1995, “Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional”, LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S.A, 424p.
- Morvan, D.; Porterie, B.; Larini, M. & Loraud, J. C. , 1998, “Numerical Simulation of Turbulent Diffusion Flame in Cross Flow”, *Combustion Science and Technology*, 140, pp 93-122.
- Patankar, S. V. , 1980, “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Hemisphere Publishing Corporation, 424p.
- Shtern, V. & Hussain, F., 1996, “Hysteresis in Swirling Jets”, *Journal of Fluid Mechanics* 309, pp 1-44.
- Widmann, J. F.; Charagundla, S. R. & Presser, C. , 2000, “Aerodynamic Study of a Vane-Cascade Swirl Generator”, *Chemical Engineering Science*, 55, pp 5311-5320.
- Xia, J. L.; Smith, B.L.; Benim, A. C.; Schmidli, J. & Yadigaroglu, G. , 1997, “Effect of inlet and outlet boundary conditions on swirling flows”. *Computers and Fluids* 26(8), pp 811-823.
- Yakhot, V. & Orszag, S. A., 1986, “Renormalization Group Analysis of Turbulence”, *Journal of Scientific Computing*, 1, pp 3-51.
- Yakhot, V. & Smith, L. M. , 1992, “The Renormalization Group, the  $\varepsilon$ -Expansion and Derivation of Turbulence Models”, *Journal of Scientific Computing*, 7, pp 35-61.

## COMPUTATIONAL AERODYNAMICS OF A MOVABLE BLOCK SWIRL BURNER

### **Takeo Jonas Fudihara**

Thermal and Fluids Engineering Department, School of Mechanical Engineering, State University of Campinas, Campinas, SP, Brazil.

[takeo@fem.unicamp.br](mailto:takeo@fem.unicamp.br)

### **Leonardo Goldstein Jr.**

Thermal and Fluids Engineering Department, School of Mechanical Engineering, State University of Campinas, P.O. Box 6122 , 13.083-970, Campinas, SP, Brazil.

[leonardo@fem.unicamp.br](mailto:leonardo@fem.unicamp.br)

### **Milton Mori**

Chemical Processes Department, School of Chemical Engineering, State University of Campinas, P.O. Box 6066, 13.081-970, Campinas, SP, Brazil.

[mori@feq.unicamp.br](mailto:mori@feq.unicamp.br)

***Abstract.** A study of the aerodynamics of a movable block swirl burner was performed by the computational fluid-dynamics techniques. This burner is characterised by the ability to adjust continuously the swirl number, by means of the simultaneous rotation of the eight movable blocks, intercalated between the eight fixed blocks. The swirl is obtained by the canalization of the air flux by the oblique breaches existing between a fixed and a movable block. The continuity and momentum equations were solved by the finite volume method. The three-dimensional grids, constructed by the multi-block technique, represent the eight oblique inlets and/or the eight normal inlets, intercalated between the first, used to inject the air, and the cylindrical concentric duct which is used to inject the combustible. The swirl number, evaluated by the simulations, was compared with the predicted by the analytical correlation and the experimental data of the burner presented by the IFRF (International Flame Research Foundation). The  $k-\varepsilon$  and RNG  $k-\varepsilon$  turbulence model were compared, and the last showed the central recirculation flux. The swirl number presented a severe decaying in the annular passage.*

***Keywords:** burner, swirling flows, computational fluid dynamics, turbulence models, finite volume.*