

# TOPOLOGIA DE VÓRTICES DE ESCOAMENTOS ISOTÉRMICOS EM CÂMARAS DE COMBUSTÃO LPP

**Código do Paper: 44101**

**Resumo:** A proposta deste projeto é apresentar resultados de uma simulação numérica de escoamentos isotérmicos em torno de ancoradores de chama em câmaras de combustão LPP, para escoamentos com e sem swirl induzido, com o gerador físico e com equações matemáticas que criarião o efeito de swirl. A simulação foi baseada na resolução das equações de transporte transientes com o código comercial CFX e utilizando o método dos volumes finitos para a malha e o modelo  $k - \epsilon$ . Para o gerador de swirl, onde este resultado mostrou intensa recirculação em torno do ancorador. As simulações mostraram concordâncias com casos experimentais de geometria análoga

**Palavras-Chave:** Ancorador de chama. Modelo  $k - \epsilon$ . Câmara de combustão LPP. swirl

## 1. Introdução

Atualmente existe um esforço comum no estudo de combustores, para a redução de regiões de alta temperatura dentro da chama através de métodos que permitam que a mistura ar-combustível aconteça à montante da região de combustão. A tecnologia LPP, "lean, premixed, prevaporized", cujo princípio básico consiste em fornecer a região de combustão uma mistura pré-misturada e pré-vaporizada, representa a atual vanguarda neste estudo. A principal consequência deste princípio consiste em alterar a taxa de equivalência de modo a reduzir a emissão de NOx. Uma câmara de combustão LPP em sua forma mais simples é constituída em três regiões. A primeira região é a região de injeção, mistura e vaporização de combustível, onde deve haver completa vaporização e mistura do combustível. A segunda região é onde acontece a chama e sua respectiva ancoragem e estabilização através das zonas de recirculação criadas pelo ancorador. A terceira região é onde os produtos da combustão escoam.

A zona de recirculação e a vorticidade toroidal em qualquer câmara de combustão, particularmente na câmara LPP, influenciam diretamente a combustão. A maior influência está na mistura ar/combustível, e depois na ancoragem e estabilização da chama. Estes três fenômenos variam com o grau de turbulência obtidos. O presente artigo se insere em um projeto maior de estudo de formação de poluentes, que por sua vez complementa outro projeto de impactos ambientais em termelétricas. A câmara LPP laboratorial presente no Laboratório de Energia e Ambiente (LEA) da Universidade de Brasília é mostrada esquematicamente nas figuras 1 e 2.

Existem vários estudos sobre os efeitos aerodinâmicos de corpos rombudos e *swirlers* no escoamento. Por exemplo, Taylor e Whitelaw (1984) estudaram a velocidade à jusante de três tipos de ancoradores concluindo que, ao alterar a taxa de blocagem de área, altera-se a zona de recirculação, sendo que a mesma fica mais alongada e estreita. Chigier e Beér (1964) mediram velocidade e pressão em um jato anular não confinado com swirl induzido, onde se variou o número de swirl, concluindo que a formação de um vórtice toroidal fechado atrás de um corpo rombudo e a força e tamanho do vórtice são afetados pela variação da força do swirl. Sheen et al. (1996) visualizaram jatos anulares confinados e não confinados com swirl e estudou o comportamento da zona de recirculação atrás de um corpo rombudo axissimétrico, e ele concluiu que existem sete diferentes regimes de escoamento, sendo eles: escoamento estável, emissão de vórtices, transição, pré-penetrção, penetração, quebra de vórtices e recolamento, sendo que estes regimes são determinados pelo número de swirl e pelo número de Reynolds, estabelecendo uma relação entre o comprimento da zona de recirculação e o número de swirl. Huang e Tsai (2001) visualizaram diferentes escoamentos e seus padrões de um jato com swirl em torno de vários discos circulares, concluindo que, dependendo da taxa de blocagem e da intensidade do swirl, três regimes podem ser vistos: jato com swirl, efeito de blocagem fraca e efeito de corpo rombudo. Schefer et al. (1994) mediram velocidade em um escoamento turbulento em torno de um corpo rombudo, mostrando que, para baixas taxas de velocidade de entrada, o escoamento é dominado pelo escoamento reverso da corrente de ar anular, mostrando um jato de combustível com pontos de estagnação ao longo da linha central da geometria.

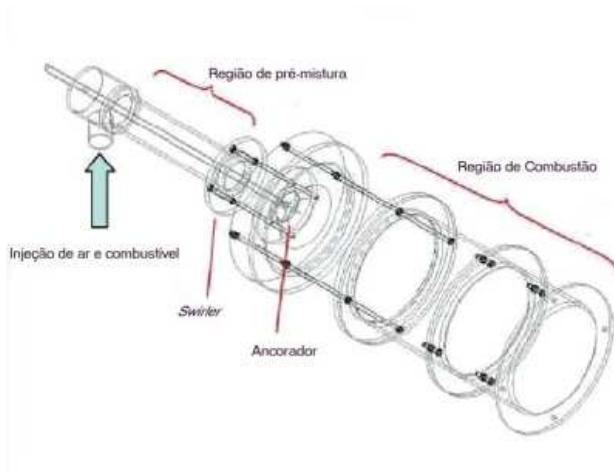


Figure 1: Esquematização da câmara LPP - LEA



Figure 2: Desenho CAD da câmara LPP - LEA

Aumentar a taxa de velocidade acarreta o aumento da penetração do jato de combustível até que a pressão dinâmica do jato possa vencer os gradientes de pressão adversos do ar, fazendo o combustível alcançar um nível de penetração maior. Koutmos e McGuirk (1991) fizeram um estudo computacional de uma turbina a gás com o modelo  $k - \varepsilon$  para validação do modelo para o caso estudado, e, a despeito das conhecidas deficiências do modelo, o mesmo foi capaz de fornecer resultados razoavelmente bons. Chen et al. (1990) compararam chamas estabilizadas com *swirl* e corpo rombudo para queimadores industriais, e investigou a origem da vorticidade em ambos os casos, concluindo que, para o corpo rombudo, a vorticidade é criada pela camada limite da parede lateral, e para o *swirl*, a vorticidade é criada por um mecanismo denominado conversão de vorticidade axial em vorticidade azimutal, causada pela flexão de filamentos de vórtice. Anacleto (1993) fez um estudo experimental de uma câmara LPP, apresentando resultados de medições de temperatura de modo a visualizar os resultados da pré-mistura dos reagentes, concluindo que a pré-mistura permite a combustão em temperaturas menores, reduzindo os poluentes. Harvey (1962) executou experimentos de vórtices helicoidais para o estudo da quebra dos mesmos, concluindo que a quebra serve como uma transição para dois tipos de escoamentos rotativos, e que a quebra ocorre através de vórtices esféricos. Benjamin (1962) estudou matematicamente o fenômeno de quebra de vórtices através da teoria de escoamento potencial e de analogia hidráulica, concluindo que os escoamentos cuja estrutura varia na direção axial são os mais suscetíveis a sofrer quebra de vórtices. Escudier e Zehnder (1984) conduziram experiências para determinar os regimes de quebra de vórtices, concluindo que estes regimes são variantes com o número de Reynolds e com o número de *swirl*. Sarpkaya (1971) (1973) estudou experimentalmente a quebra de vórtices em escoamentos cônicos e sob o efeito de gradientes de pressão adversos, concluindo que dois mecanismos determinam a quebra, sendo eles as instabilidades hidrodinâmicas e uma transição finita até um estado determinado, e que o aumento do gradiente de pressão adverso pode antecipar a quebra de vórtices, desde que a camada limite não descole.

O objetivo principal deste trabalho é a avaliação da aerodinâmica no interior de uma câmara LPP por intermédio de simulação numérica, simulação esta feita pelo código CFX versão 5.6 da AET - ANSYS e o modelo  $k - \varepsilon$ . Pretende-se com isso, apresentar resultados numéricos dos campos de velocidade em vetores e linhas de corrente, e de vorticidade.

## 2. Formulação Matemática

### 2.1 Equações Governantes

As equações de movimento para escoamentos turbulentos, incompressíveis, newtonianos, e isotérmicos, podem ser escritas em sua forma conservativa média, denotadas como:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\nabla \mathbf{U}) \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{U} - \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}}) \quad (2)$$

Nestas equações  $\mathbf{U}$ ,  $P$  são a velocidade e pressão médias;  $\rho$ ,  $\nu$  são a massa específica e a viscosidade cinemática; e  $\overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}}$  é o tensor de Reynolds. Na abordagem de simulação numérica de decomposição de Reynolds de primeira ordem, o tensor de Reynolds é modelado através da hipótese de Boussinesq, denotada por:

$$\overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}} = \frac{2}{3} k \mathbf{I} - 2\nu_T \mathbf{D}(\mathbf{U}) \quad (3)$$

onde  $\nu_T$  é a viscosidade turbulenta,  $\mathbf{D}(\mathbf{U})$  é o tensor taxa de deformação médio,  $\mathbf{I}$  é o tensor identidade e  $k$  é a energia cinética de turbulência. O modelo  $k-\varepsilon$  utiliza a formulação de Prandtl-Kolmogorov para a viscosidade turbulenta:

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

onde  $\epsilon$  é a dissipação turbulenta. Este modelo necessita de duas equações constitutivas para  $k$  e  $\epsilon$ , dadas por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla k = \nabla \cdot [(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k}) \nabla k] + P_k - \epsilon \quad (5)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \epsilon = \nabla \cdot [(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon}) \nabla \epsilon] + C_{\epsilon 1} P_k \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (6)$$

Nestas equações  $P_k$  é o termo de produção  $k$  denotado por:

$$P_k = 2\nu_T [\mathbf{D}(\mathbf{U}) : \mathbf{D}(\mathbf{U})] \quad (7)$$

Os valores padrão das constantes foram determinados por Jones e Launder(1972), dados por:

$$C_\mu = 0.09; C_{\epsilon 1} = 1.44; C_{\epsilon 2} = 1.92; \sigma_k = 1.0; \sigma_\epsilon = 1.3$$

## 2.2 Condições de Contorno

Para as condições de entrada, os valores de velocidade, energia cinética de turbulência e de dissipação turbulenta foram impostos. Para a saída, utilizou-se condições de contorno de Neumann homogêneas para descrever as mesmas variáveis descritas anteriormente, e para o campo de pressão, utilizou-se uma condição de contorno de Dirichlet homogênea.

Como o modelo não funciona perto de fronteiras sólidas, como paredes, optou-se por se deslocar o domínio computacional de uma distância  $\gamma$  da parede e, para a superfície paralela formada por esta distância, impôs-se as conhecidas leis de parede para a velocidade média. Assim, as componentes locais do campo de velocidade são denotadas por:

$$\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (8)$$

$$\mathbf{U} \cdot \mathbf{s} = 0 \quad (9)$$

Logo, tem-se:

$$\frac{\mathbf{U} \cdot \mathbf{t}}{u_f} = \begin{cases} \frac{\delta u_f}{\nu}; & \text{if } \frac{\delta u_f}{\nu} \leq 11.5 \\ \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta u_f}{\nu} + C; & \text{if } \frac{\delta u_f}{\nu} > 11.5 \end{cases} \quad (10)$$

Esta condição de contorno introduz as constantes  $K$ ,  $C$ , e  $u_f$ , que é a velocidade de atrito, denotada por:

$$u_f^2 = (\nu + \nu_t) \frac{\partial}{\partial n} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{t}) \quad (11)$$

Os vetores unitários  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{t}$ ,  $\mathbf{s}$  mostram o quadro local deduzidos das direções normal e tangencial das linhas de corrente próximas a parede. Para  $k$  e  $\epsilon$ , as condições de contorno foram obtidas através do balanço de produção e dissipação da superfície localizada por  $\gamma$ . Assim sendo, a equação de  $k$  leva às seguintes condições de contorno de Dirichlet:

$$k = \frac{u_f^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (12)$$

$$\epsilon = \frac{u_f^3}{k\gamma} \quad (13)$$

A condição de entrada foi com vazões variadas de 24 e 25 l/s. O número de *swirl* foi calculado através da razão entre o fluxo axial de momento axial e o fluxo axial de momento angular, proposto originalmente por Chigier e Beér:

$$S = \frac{\int_0^R UW r^2 dr}{R \int_0^R U^2 r dr} \quad (14)$$

, onde  $U$  e  $W$  são as componentes médias axial e azimutal da velocidade e  $R$  é o raio de entrada. Para a estimativa do número de *swirl*, tomou-se medidas de velocidade de cada componente em um plano de entrada e tirou-se a média, inserindo na equação 14. Com isso, o número foi estimado na faixa de 0,0 a 0,6. O efeito de *swirl* foi obtido através da inserção das seguintes equações nas componentes radial e azimutal da condição de contorno de entrada:

$$\begin{cases} y = -\mathbf{A}x \\ x = \mathbf{A}y \end{cases} \quad (15)$$

Nas equações,  $\mathbf{A}$  é uma constante e o sinal de menos determina o sentido da rotação do escoamento. A componente axial e a constante determinarão a variação do número de *swirl*. Para o *swirl* físico, simulou-se em ângulos de 30 e 45 graus. A condição de saída foi definida pela pressão relativa à pressão atmosférica, sendo a mesma nula. A condição de parede para o ancorador e para a fronteira foi definida através da lei de parede definida acima. A condição de contorno de par periódico presente no CFX permite que se simule apenas uma parte do domínio, admitindo-se que o resultado seja axissimétrico, sendo que para isso a geometria necessita ser axissimétrica. Utilizar esta condição de forma bem sucedida representa uma grande vantagem, já que o tempo computacional é reduzido consideravelmente. Para as simulações da câmara LPP em par periódico, utilizou-se a quarta parte da câmara, as mesmas condições de contorno descritas acima mais a condição de periodicidade em torno de seu eixo central.

### 3. Aspectos Computacionais e Discretização

A figura 3 denota o domínio computacional da câmara LPP, cujas dimensões foram retiradas diretamente do modelo laboratorial presente no laboratório de combustão do LEA. Aqui, a região de pré-mistura possui 250 mm de comprimento e 50 mm de diâmetro. A região de combustão possui 590 mm de comprimento e 186 mm de diâmetro. O ancorador possui 54 mm de diâmetro no cone.

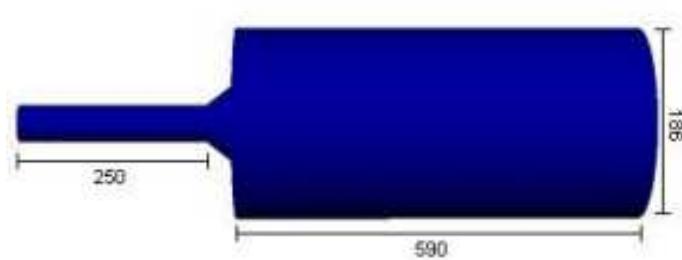


Figure 3: Domínio computacional da câmara LPP

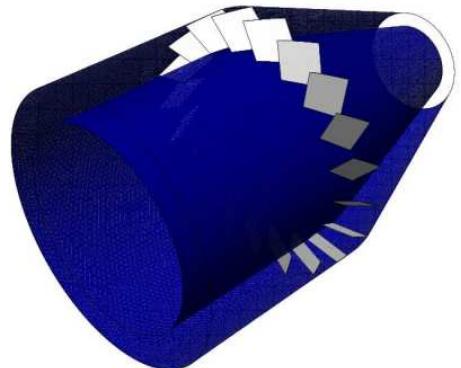


Figure 4: Geometria do *swirler*

Para o caso da câmara LPP, três posições diferentes do ancorador de chama foram simuladas, e as mesmas foram chamadas de 0, 1, e 2, de modo a se encontrar a melhor posição para o mesmo. 0 é a posição fora do difusor, 1 é a posição onde o ancorador está quase na metade do difusor, e 2 é a posição mais à montante do ancorador, aonde o mesmo quase bloqueia o escoamento. Para as simulações com gerador de *swirl* físico utilizou-se o gerador mostrado na figura 4 acoplado à câmara, adaptado das dimensões do *swirler* construído para a câmara LPP. Por motivos de facilitação de geração de malha, utilizou-se apenas a metade responsável pela geração do movimento helicoidal, desprezando-se o difusor deste aparato, que se situa à montante. Esta parte possui 20 pás e a parte convergente tem 100 mm de comprimento, 120 mm de diâmetro inicial, 50 mm de diâmetro final e ângulo de 19 graus. Dois ângulos de pás (30 e 45 graus) foram simulados. Para o caso da câmara LPP inteira, a malha utilizada possui refinamento localizado nas redondezas do ancorador, possuindo 241841 nós e 1380941 elementos (figura 5).

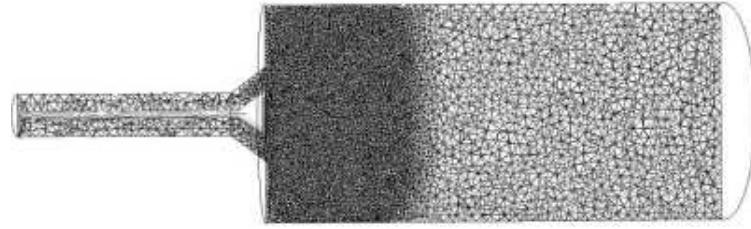


Figure 5: Malha da câmara LPP

#### 4. Resultados

A simulação para a posição 0 completa (figuras 6, 8) mostra um par de vórtices atrás do ancorador, seguido de vórtices maiores. Os vórtices logo atrás do ancorador giram em sentido contrário aos vórtices subsequentes, o que lembra o resultado de Huang e Tsai para dominância do corpo rombudo. Provavelmente, a tendência deste escoamento é que ele se desenvolva até uma emissão tridimensional de vórtices se o número de Reynolds e o número de *swirl* aumentarem, se admitir que as estruturas neste caso são instáveis. Pode-se deduzir isto devido ao fato de que o ancorador está fora do difusor da câmara. Baseado neste resultado, infere-se que esta posição não é adequada para uma boa ancoragem de chama, podendo acarretar em uma chama com regiões de alta temperatura. Para as posições 1 e 2, foram encontradas vorticidades axissimétricas, mas na posição 2, as vorticidades são levemente mais estreitas do que na posição 1, o que concorda com o trabalho de Taylor e Whitelaw. No início, para a posição 1, os vórtices se iniciam após o ancorador, e terminam na parede. Os vórtices se quebram na região próxima à metade da câmara, o que lembra o trabalho de Anacleto, cuja visualização da chama mostrava o ancoramento de uma chama também na metade da câmara. As isosuperfícies de vorticidade (figura 13) denotam o desenvolvimento dos vórtices toroidais à jusante do ancorador. Dada a posição do ancorador e com os resultados obtidos, a posição 2 também não será adequada para uma boa ancoragem de chama. Nesta posição, nota-se pequenas vorticidades muito próximas à parede, o que pode prejudicar a ancoragem e criar zonas de alta temperatura na chama. Este fenômeno não acontece na simulação em par periódico. Com isto, esta posição será descartada para as próximas simulações. Para estas simulações, o erro máximo residual de quase todas as grandezas está na ordem de  $10^{-3}$ , o que, de acordo com os manuais do CFX, representa um bom nível de convergência e é adequado para aplicações de engenharia. Entretanto, das grandezas calculadas durante a simulação, sendo as mesmas as três componentes médias da velocidade, a pressão média, a energia cinética de turbulência e a dissipação turbulenta, o erro de duas destas grandezas ficaram um pouco acima deste valor, o que pode ser um indicativo das falhas do modelo de turbulência.

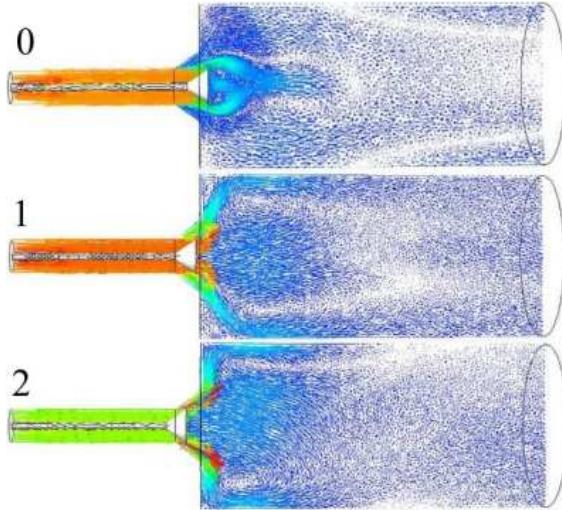


Figure 6: Vetor velocidade

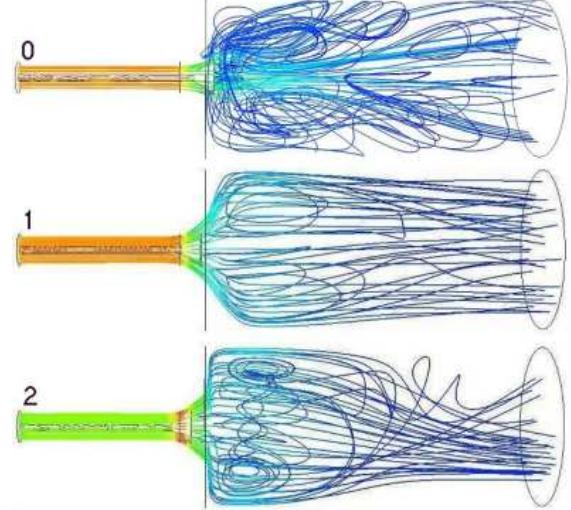


Figure 7: Linhas de corrente

Nota-se que as os resultados das posições 0 e 1 denotam similaridade com o fenômeno proposto por Huang e Tsai chamado de "swirling wake". Na posição 0, pode-se notar das figuras de vetores velocidade (figura 10) e de perfis de vorticidade (figura 12) que existe a presença de um escoamento recirculante no difusor, fenômeno este que acontece em altos números de *swirl* na saída de jatos, fenômeno este prejudicial para a câmara, pois indica retorno de chama, e nas duas posições, aparecem vórtices anulares, sendo estes fenômenos variantes com o número de *swirl*. Mas o número de *swirl* não é variado na simulação, o que mostra que a mudança de regimes

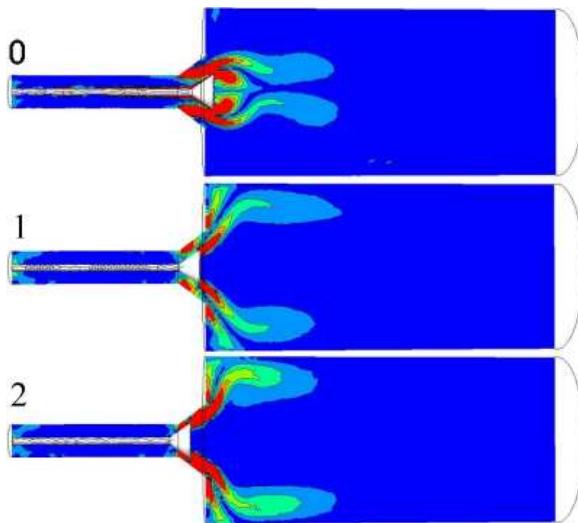


Figure 8: níveis de vorticidade

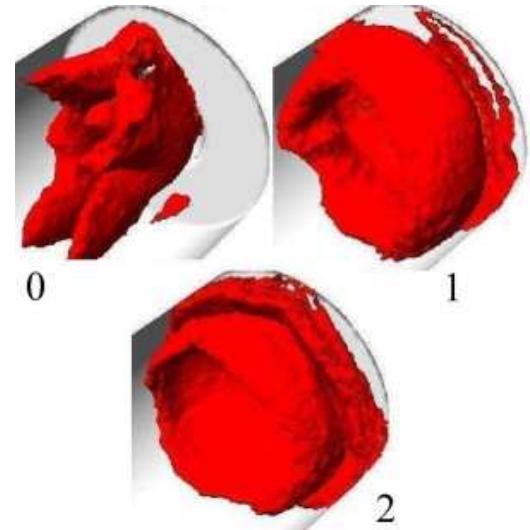


Figure 9: Isosuperfície de vorticidade

se deve ao posicionamento do ancorador. Nota-se que o efeito de quebra de vórtices helicoidais através da transformação dos mesmos em recirculações esféricas previsto por Escudier e Zehnder, Benjamin e Sarpkaya fica evidente na figura de vetores velocidade. Nota-se aqui que o difusor não precipita a quebra de vórtices, mas não é possível afirmar com certeza que este difusor irá incentivar a degeneração da estrutura vortical através desta simulação, pois os efeitos viscosos e de camada limite na quebra de vórtices são significativos, e por causa disso, instabilidades numéricas poderão aparecer. Uma forma de se estimar se a quebra vai acontecer no difusor seria através da determinação de quanto a pressão aumenta com a divergência, já que segundo Sarpkaya, o próprio gradiente de pressão adverso será um agente causador da quebra de vórtices. Nas isosuperfícies de vorticidade. Nas posições 0 e 1, as linhas de corrente mostram o princípio de um recolamento logo após o difusor, mas este recolamento não continua devido ao "swirling wake". As isosuperfícies de vorticidade mostram uma vorticidade central que diminui quando se recua a posição do ancorador. Isto é um forte indicativo de como a chama se comportará durante o processo de combustão. A mudança da posição do ancorador durante a combustão é um método muito utilizado na prática para se ancorar a chama mais rapidamente. Baseado nisto, e nas simulações feitas mostram que a melhor posição para o ancorador é a posição 1, pois o escoamento possui um comportamento axissimétrico, o que favorecerá a ancoragem de chama. Em virtude deste resultado, fez-se uma nova simulação, mas desta vez, o ancorador foi posicionado no mesmo plano que a parede mais à montante da região de combustão, em vetores velocidade, linhas de corrente e perfil de vorticidade. Os resultados obtidos nas figuras 14 e 15 em vetores velocidade, linhas de corrente e níveis de vorticidade mostraram um escoamento axissimétrico, aonde os vórtices se quebram na metade da câmara, lembrando o trabalho de Anacleto. Como todos os erros máximos residuais das simulações também ficou na ordem de  $10^{-3}$  e como vários resultados experimentais foram identificados nestas simulações, pode-se concluir que as simulações efetuadas aqui produziram resultados aceitáveis.

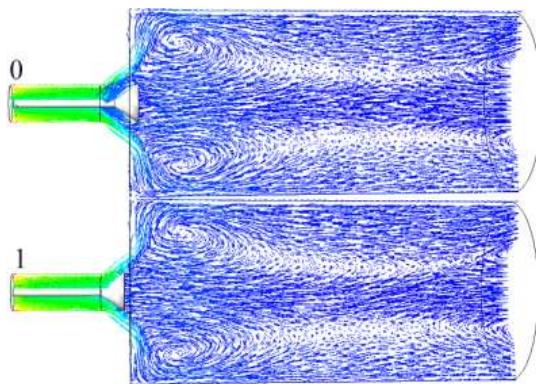


Figure 10: Vetor velocidade - *swirl*

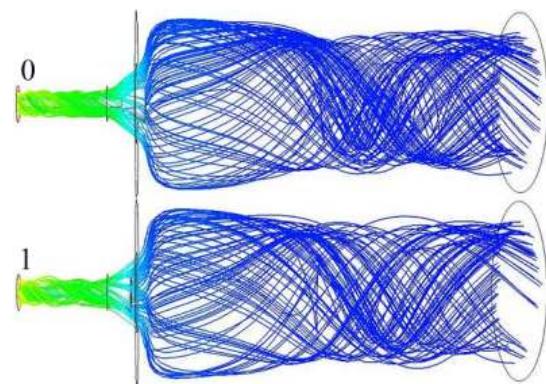


Figure 11: Linhas de corrente - *swirl*

O efeito de quebra de vórtices previsto por Sarpkaya pode ser visualizado em ambos os casos, através das figuras em vetor velocidade (figura 16) e isosuperfícies de vorticidade (figura 19). Percebe-se das figuras de vetor velocidade que as recirculações após o difusor denotam bolhas de recirculação. Pode-se perceber como o

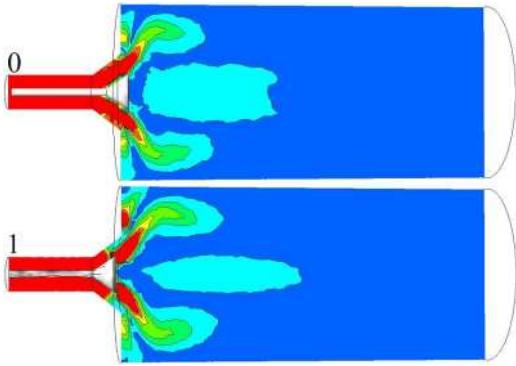


Figure 12: níveis de vorticidade

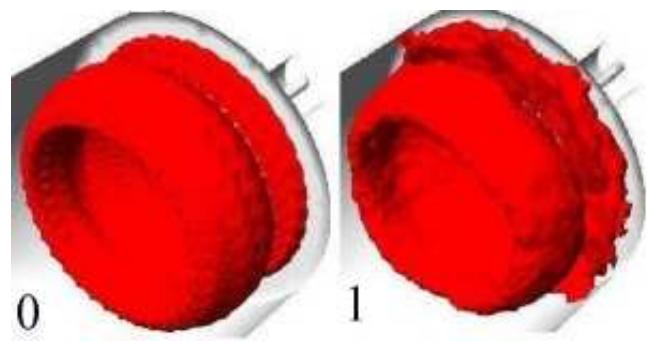


Figure 13: Isosuperfície de vorticidade

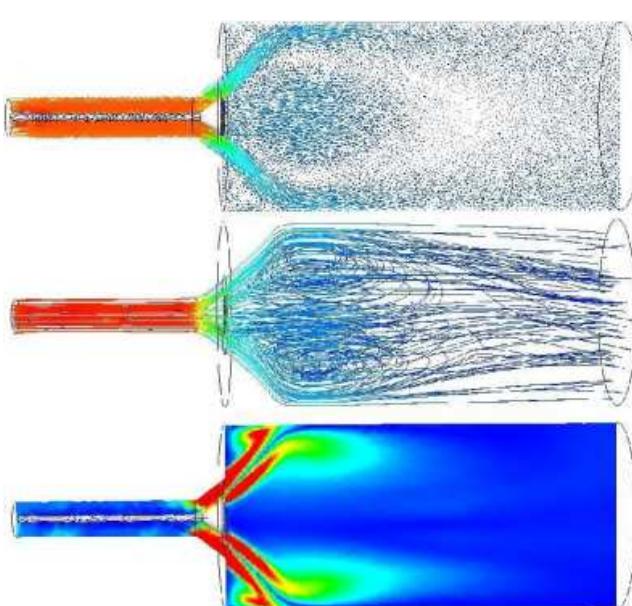


Figure 14: Posição final - Sem swirl

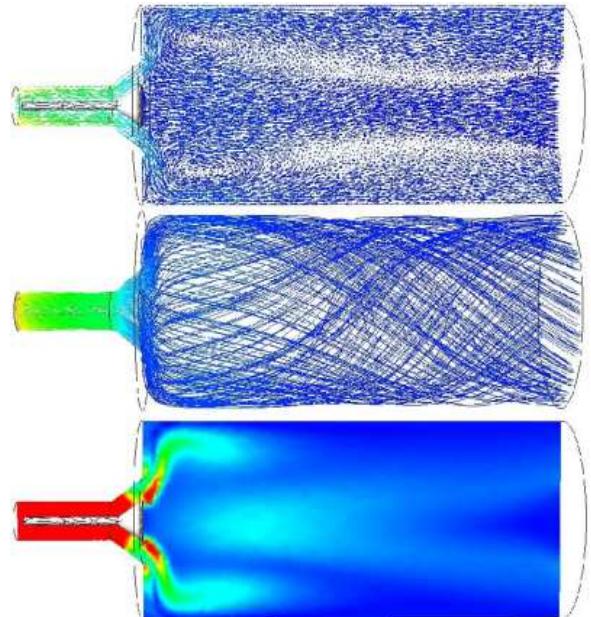


Figure 15: Posição final - swirl

gradiente de pressão adverso fornecido pelo difusor não precipita a quebra de vórtices helicoidais em bolhas de recirculação, devido à presença do ancorador, assim como foi notado nas simulações anteriores. Nota-se que o movimento helicoidal é menos pronunciado aqui do que nas simulações anteriores. Pode-se visualizar das linhas de corrente que há um aceleramento do escoamento à montante da região de pré-mistura, o que é um indício da queda de pressão nesta região causado pela região de mistura da parte convergente, fato este confirmado pela figura 19 e 17, que denota o campo de pressão. Para o ângulo de 30 graus essa queda de pressão é mais acentuada e mais distribuída na região de entrada. As isosuperfícies de vorticidade (figura 19) indicam a presença de uma recirculação na região de pré-mistura da câmara, juntamente com o desenvolvimento do "swirling wake", diferente dos fenômenos notados nas simulações anteriores, sendo que para o ângulo de 30 graus, este fenômeno é mais evidente. Novamente as linhas de corrente mostram o princípio de um recolamento logo após o difusor, mas este recolamento não continua devido ao fenômeno de "swirling wake", também observado aqui pelos vetores velocidade. Notou-se que ocorreu uma recirculação no ancorador em ambos os ângulos de pás, sendo que para o ângulo de 45 graus este efeito é mais pronunciado. Credita-se isto ao fato de que com a queda de pressão, o subsequente aumento da mesma no difusor e o escoamento helicoidal confinado à região mais perto da parede, cria-se um gradiente de pressão, o que acarreta um contra-escoamento no centro da região de pré-mistura. Isto é prejudicial para a câmara, já que isto é um forte indício de retorno de chama. Por outro lado, cabe ressaltar aqui que a convergência destes dois casos foi difícil, e alguns erros máximos relativos estão exatamente na ordem de  $10^{-3}$ . Uma alternativa que pode evitar esta recirculação no ancorador seria trazer a região de pré-mistura para antes das pás, no difusor do *swirler* para que a parte convergente do final do *swirler* e o difusor sejam solidários, ou amenizar a queda de pressão de modo a não incentivar o contra-escoamento.

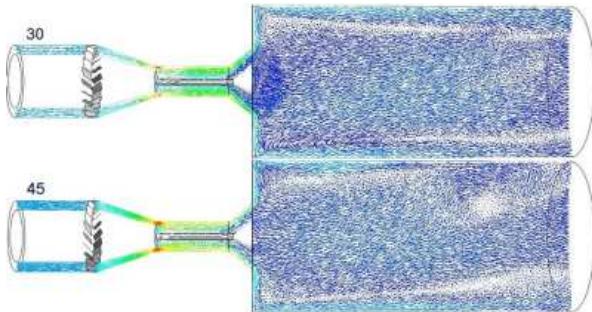


Figure 16: Vetur velocidade

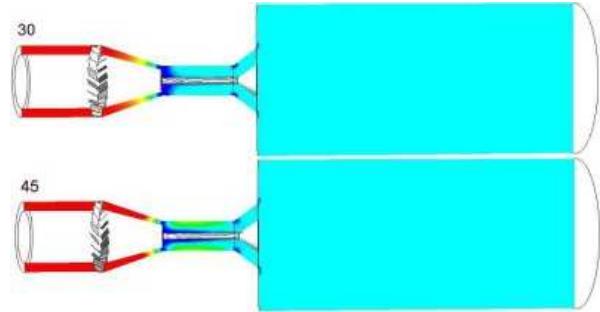


Figure 17: Campo de Pressão

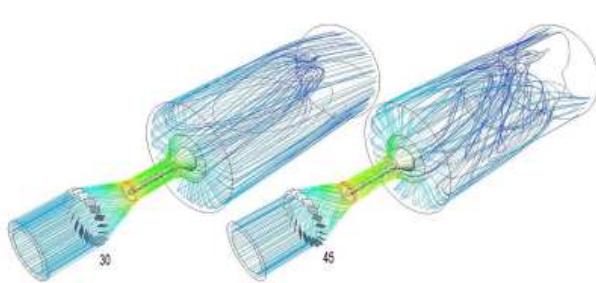


Figure 18: Linhas de corrente

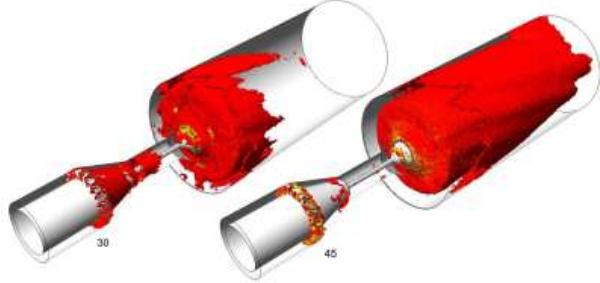


Figure 19: Isosuperfície de vorticidade

## 5. Conclusões

Foram apresentados resultados da simulação numérica da câmara LPP, e seus resultados foram confrontados com resultados experimentais de escoamentos similares. Para o caso da câmara LPP, três posições do ancorador foram simuladas para se encontrar a posição que forneça o escoamento mais adequado para a melhor ancoragem de chama. No caso sem *swirl*, os resultados obtidos concordam com vários trabalhos experimentais, onde se observou uma emissão de vórtices para a posição 0 e recirculações axisssimétricas na posição 1 e 2 com pequenas vorticidades para a posição 2. Com estes resultados a posição 2 foi descartada para as próximas simulações. No caso com *swirl*, notou-se que a mudança de regimes de escoamento variará com a posição do ancorador. E com os resultados, concluiu-se que a melhor posição do ancorador é aquela onde a face mais à jusante do ancorador está no mesmo plano à jusante do difusor da câmara, como mostrado.

Concluindo, os dados mostrados podem ser considerados como aceitáveis, mas estes resultados necessitam de validação experimental, que está sendo feito paralelamente a este projeto. Outra possibilidade é utilizar outras formas de simulação, como simulação de grandes escalas, ou simulação numérica direta, quando existir uma máquina capaz de conduzir tais simulações. Sugere-se como possíveis alternativas o estudo de malha do *swirler*, já que a malha gerada para o *swirler* é uma tarefa complicada devido as pás, e simulações com mistura e combustão, que já estão sendo feitas em um projeto a parte.

## 6. References

- Anacleto, P. J. S. M., 1993, "Análise Experimental de uma Câmara de Combustão Axissimétrica com Pré-Vaporização e Pré-Mistura de Reagentes" Dissertação de Mestrado. IST-Lisboa.
- Chen, R. H., Driscoll, J. F., Kelly, J., Namazian, M., Schefer, R. W., 1990 "A Comparision of Bluff-Body and Swirl-Stabilized Flames", Combust. Sci. And Tech., Vol.71, pp 197-217
- Chigier, N.A., Beér, J.M, 1964, "Velocity and static pressure distribution in swirling air jet issuing from annular and divergent nozzle", ASME Journal Basic Eng., 86, pp. 788-796.
- Huang, R. F., Tsai, F. C., 2001, "Observations of Swirling Flows Behind Circular Disks", AIAA Journal, Vol. 39, No. 6 pp. 1106-1112
- Koutmos, P., McGuirk, J. J., 1991, "Isothermal Modeling of Gas Turbine Combustors: Computational Study", J. Propulsion, Vol. 7. No. 6, pp. 1064-1071
- Schefer, R. W., Namazian, M., Kelly, J., 1994, "Velocity Measurements in Turbulent Bluff-Body Stabilized Flows", AIAA Journal, Vol. 32, No. 9 pp. 1844-1851
- Sheen, H. J., Chen, W. J., Jeng, S. Y., 1996, "Recirculation Zones of Unconfined and Confined Annular Swirling Jets", AIAA Journal., Vol.34, No. 3. pp. 572-579

- Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J.H., 1984, "Velocity Characteristics in the Turbulent Near Wakes of Confined Axissymmetric Bluff Bodies", *J. Fluid Mech.*, Vol.129, pp. 391-416.
- Harvey, J. K., 1962, "Some Observations of the Vortex Breakdown Phenomenon", *J. Fluid Mech.*, Vol.14, pp. 585-592.
- Benjamin, T. B., 1962, "Theory of the Vortex Breakdown Phenomenon", *J. Fluid Mech.*, Vol.14, pp. 593-629.
- Escudier, M. P., Zehnder, N., 1984, "Vortex-Flow Regimes", *J. Fluid Mech.*, Vol.115, pp. 105-121.
- Sarpkaya, T., 1971, "Vortex Breakdown in Swirling Conical Flows", *AIAA Journal*, Vol.9, No. 9 pp. 1792-1798.
- Sarpkaya, T., 1973, "Effect of Adverse Pressure Gradient on Vortex Breakdown", *AIAA Journal*, Vol.12, No. 5 pp. 602-607.

## VORTEX TOPOLOGY IN ISOTHERMAL FLOW INSIDE A LPP COMBUSTION CHAMBER

**Paper Code: 1114**

**Abstract:** This paper aims to present results of a numerical simulation of isothermal flows inside LPP combustion chamber, for swirling and nonswirling flows, with and without a physical swirl generator. The simulation was based on the resolution of the transport equations performed by CFX 5.6, with the finite volume method and the  $k - \epsilon$  model. For the physical swirl generator, the results had shown a intense recirculation at the surroundings of the flame holder. All the other simulations had shown agreement with analog experimental cases.

**Palavras-Chave:** Bluff-body.  $k - \epsilon$  model. LPP combustion chamber. swirl