

## PREVISÃO NUMÉRICA DO RUÍDO GERADO POR JATOS SUBSÔNICOS EM BOCAIS

Rafael C. Engel , Cesar J. Deschamps e Kauê Werner

*POLO – Laboratório de pesquisa em Refrigeração e Termofísica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 88040 900, Brasil, [deschamps@polo.ufsc.br](mailto:deschamps@polo.ufsc.br), <http://www.polo.ufsc.br>*

**Palavras chave:** Aeroacústica, jatos, bocais serrilhados.

**Resumo.** Previsões numéricas do ruído gerado por jatos simples em bocais foram feitas para número de Mach  $M = 0,9$ , por meio da analogia acústica de Lighthill. A avaliação das fontes sonoras, relacionadas a escalas de tempo e de comprimento turbulentas, foi realizada a partir de resultados de simulações com um modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  não-linear. O principal objetivo do estudo é identificar a sensibilidade do nível de pressão sonora em relação à geometria do bocal, comparando resultados para bocais com e sem serrilhados na borda de saída. A complexidade geométrica do bocal serrilhado foi caracterizada através de uma malha multi-bloco com o objetivo de minimizar erros de truncamento numérico. Resultados para campos de velocidade média, quantidades turbulentas e espectro de pressão sonora foram obtidos para diferentes posições do jato e concordância razoável com dados experimentais foi observada.

## 1 INTRODUÇÃO

A evolução da indústria aeronáutica tem gerado problemas de ruído sonoro na vizinhança de aeroportos. Apesar da evolução considerável de motores e aeronaves nos últimos anos, a intensidade crescente do tráfego aéreo faz com que os órgãos fiscalizadores aumentem cada vez mais o rigor na certificação de aeronaves no tocante ao ruído. Em função dessas restrições, vários estudos experimentais têm investigado soluções para a questão do ruído. Por exemplo, [Bridges e Brown \(2004\)](#) fizeram um estudo de bocais serrilhados (*chevron nozzles*), variando quantidade, ângulo e comprimento de penetração dos dentes. [Alkislar e Butler \(2007\)](#) introduziram microjatos nos chevrons e notaram uma significativa queda no ruído. [Bridges e Wernet \(2007\)](#) investigaram o efeito da temperatura do jato no ruído gerado, e observaram somente um pequeno aumento na energia cinética turbulenta devido ao efeito do maior grau de agitação das moléculas no caso do jato aquecido, mas sem uma grande alteração no ruído. Empregando os bocais utilizados por [Bridges e Brown \(2004\)](#), [Gudmundsson e Colonius \(2007\)](#) investigaram as características de estabilidade linear do escoamento em bocais com e sem dentes serrilhados. Outros trabalhos procuraram identificar as fontes sonoras no escoamento ([Tam et al., 2007](#)), o efeito de microjatos de água ([Birch et al., 2007](#)), o efeito de bocais serrilhados nas características turbulentas ([Kennedy e Fitzpatrick, 2010](#); [Henderson e Bridges, 2010](#)), e o efeito das condições de entrada dos bocais serrilhados ([Long et al., 2010](#)).

Em princípio, a simulação numérica direta (DNS) é o método mais simples, e teoricamente mais acurado, de solução do escoamento e do associado campo acústico. A limitação deste tipo de simulação está nas discretizações espacial e temporal extremamente elevadas que se tornam necessárias no caso de escoamentos com números de Reynolds elevados. Por exemplo, as escalas de Kolmogorov no caso de jatos comumente encontrados em aplicações tecnológicas são tão pequenas que o custo computacional de DNS seria extremamente elevado inviabilizando este tipo de simulação. Alguns pesquisadores como [Moore e Boersma \(2006\)](#) investigaram o efeito da temperatura com esta metodologia, mas utilizando-se um escoamento com número de Reynolds,  $Re$ , de apenas 4.000 e obtiveram excelentes resultados, embora para um caso muito longe de situações de interesse tecnológico.

Uma alternativa plausível, mas ainda de custo computacional elevado, são as simulações de grandes escalas (LES). [Bodony e Lele \(2005\)](#) investigaram o processo de geração de ondas sonoras de baixas frequências em escoamentos frios e quentes, com números de Reynolds limitados a  $10^5$ . [Uzun e Hussaini \(2007\)](#) desenvolveram um estudo objetivando a identificação das fontes sonoras responsáveis pela geração de ruído de alta frequência. Empregando uma malha computacional com aproximadamente 50 milhões de elementos, resolveram escoamentos com número de Reynolds limitado  $10^5$  e número de Mach,  $M$ , igual a 0,6, obtendo resultados concordantes com os dados experimentais mas também muito longe da situação de voo real. [Koh et al. \(2010\)](#) investigaram o efeito da temperatura para um escoamento com  $Re = 400.000$  e  $M = 0,9$  obtendo resultados com boa concordância com os dados experimentais, mas novamente com a limitação de número de Reynolds relativamente baixo.

O presente estudo consiste da simulação do escoamento turbulento a partir das equações de Reynolds (RANS). [Birch et al. \(2006\)](#) afirmam que métodos baseados em RANS não são restritos a uma geometria específica de bocal e, portanto, são potencialmente mais genéricos que modelos empíricos. [Tide e Babu \(2009\)](#) utilizaram o método RANS com modelo de turbulência SST, mas ativando os termos transientes quando o balanço mássico no domínio

atingiu 1% do fluxo mássico no bocal, de tal forma a gerar um modelo de simulação transiente (URANS). Nesse trabalho foram utilizados dois tipos de chevrons, variando o ângulo de penetração, obtendo-se resultados satisfatórios, tanto para o campo acústico, por meio da analogia de Ffowcs-Williams and Hawkings, quanto para a fluidodinâmica, embora o número de Mach de 0,75 é ainda baixo comparado a situações de maior interesse. Birch *et al.* (2006) utilizaram o modelo k-ε com as suas constantes modificadas em duas regiões do escoamento. Um estudo mais abrangente, incluindo *by-pass*, *bevels*, *pylons* e combinações destes, foi realizado por Birch *et al.* (2007) com o mesmo modelo k-ε modificado.

No presente trabalho adota-se o modelo de turbulência cúbico k-ε, a fim de prever a anisotropia da turbulência necessária no propagador acústico a ser utilizado (Metacomp, 2009). Silva *et al.* (2007) e Aflalo *et al.* (2010) também utilizaram esse método de previsão do campo acústico, com resultados satisfatórios. Silva *et al.* (2007) adotaram o modelo de turbulência para as tensões de Reynolds (RSTM), mas prescreveram os perfis do escoamento turbulento na entrada do domínio computacional a fim evitar a presença física do bocal. O modelo de turbulência utilizado Aflalo *et al.* (2010) adotou o mesmo modelo de turbulência a ser usado no presente estudo, mas não apresentou comparações das previsões com dados experimentais. Engblom *et al.* (2004) utilizaram o software WIND, desenvolvido pela NASA, com o modelo de turbulência SST para as geometrias investigadas experimentalmente por Bridges e Brown (2004), obtendo resultados que superestimaram o comprimento do núcleo potencial do jato, mas com uma boa concordância em relação a taxa de espalhamento de jatos quente e frio.

O presente artigo apresenta os resultados de simulações de jatos em bocais com e sem serrilhamento, empregando o modelo de turbulência cúbico k-ε, visando identificar o efeito que a geometria sobre o ruído no campo afastado. A acurácia das previsões numéricas é avaliada através de comparações com os dados experimentais de Bridges e Brown (2004).

## 2 MODELAGEM NUMÉRICA

Os modelos matemáticos a serem utilizados neste trabalho referem-se à turbulência e propagação do ruído nos campos próximo e afastado, com base nos códigos CFD++/CAA++ (Metacomp, 2009).

### 2.1 Modelagem da turbulência

O modelo cúbico k-epsilon (Craft e Launder 1996) foi escolhido para as simulações, devido à necessidade de se prever a anisotropia contida em jatos turbulentos, a qual é necessária na simulação do campo acústico. O modelo resolve equações para a energia cinética turbulenta  $k$  e para a sua taxa de dissipação  $\varepsilon$  com termos não lineares para permitir a avaliação da anisotropia inerente ao escoamento, com o tensor anisotropia  $a_{ij}$  sendo definido da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 a_{ij} = & -\frac{v_t}{k} S_{ij} + c_1 \frac{v_t}{\varepsilon} (S_{ik} S_{jk} - 1/3 S_{kl} S_{kl} \delta_{ij}) + c_2 \frac{v_t}{\varepsilon} (\Omega_{ik} S_{jk} + \Omega_{jk} S_{ik}) \\
 & + c_3 \frac{v_t}{\varepsilon} (\Omega_{ik} \Omega_{jk} - 1/3 \Omega_{kl} \Omega_{kl} \delta_{ij}) + c_4 \frac{v_t k}{\varepsilon^2} (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} \\
 & + c_5 \frac{v_t k}{\varepsilon^2} \left( \Omega_{il} \Omega_{lm} S_{mj} + S_{il} \Omega_{lm} \Omega_{mj} - \frac{2}{3} S_{lm} \Omega_{mn} \Omega_{nl} S_{ij} \right) + c_6 \frac{v_1 k}{\varepsilon^2} S_{ij} S_{kl} S_{kl} \\
 & + c_7 \frac{v_t k}{\varepsilon^2} S_{il} \Omega_{kl} \Omega_{kl}
 \end{aligned} \tag{1}$$

onde,

$$S_{ij} \equiv (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) ; \Omega_{ij} \equiv (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) - \epsilon_{ijk} \Omega_k ; a_{ij} = (\overline{u_i u_j} - 2/3 k \delta_{ij}) / k \quad (2)$$

Neste equacionamento, o termo  $\Omega_k$  é a taxa de rotação do sistema de coordenadas. A viscosidade turbulenta  $\nu_t (= c_\mu f_\mu k^2 / \tilde{\epsilon})$  é calculada considerando a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação isotrópica  $\tilde{\epsilon} [= \epsilon - 2\nu(\partial k^{1/2} / \partial x_j)^2]$  que tende a zero próximo à paredes sólidas (Jones e Launder, 1972). Para caracterizar melhor a turbulência junto a paredes sólidas, a viscosidade turbulenta é avaliada através de um fator de amortecimento  $f_\mu$  (Craft e Launder 1996).

## 2.2 Modelagem acústica

Dentre os métodos disponíveis no código CAA++ para a simulação do campo acústico, o Integrador Volumétrico de Fontes (*waveprop1*) foi escolhido. O modelo *waveprop1* consiste em reconstruir as flutuações de velocidade do resultado da simulação RANS utilizando uma metodologia estatística. Essa técnica fornece uma maneira rápida, embora aproximada, de se obter o nível de pressão sonora no campo afastado, com o emprego da analogia acústica de Lighthill, Eq.(3), para a propagação das perturbações de pressão causadas pelo escoamento no campo próximo.

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3)$$

O tensor de Lighthill  $T_{ij}$  na Eq.(3) é expresso da seguinte forma:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_\infty^2 \rho) \delta_{ij} \quad (4)$$

O tensor de Lighthill representa o termo fonte da equação de propagação da onda de pressão e é avaliado a partir do resultado da simulação RANS. Uma solução para a Eq.(3) foi proposta por Curle (1955), e na implementação utilizada neste trabalho, desconsideram-se as interações superficiais e, assim, somente as fontes volumétricas são incluídas. A solução da Eq. (3) pode então ser representada pela seguinte expressão:

$$\rho'(x_i, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \iiint \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} dV \quad (5)$$

## 3 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

Nas simulações do escoamento turbulento com o código CFD++, utilizou-se um esquema de segunda ordem para a interpolação das quantidades necessárias na avaliação de termos advectivos das equações de transporte. O procedimento de solução é acoplado e o critério de convergência é baseado no resíduo normalizado dessas equações, o qual deve ser inferior a  $10^{-3}$ .

A Tabela 1 apresenta as condições iniciais utilizadas nas simulações, onde L representa a escala de comprimento da turbulência,  $V_{0X}$  o valor inicial da componente velocidade na direção axial ( $V_{0Y}$  e  $V_{0z}$  são iguais a 0),  $P_E$  a pressão de estagnação na entrada do bocal,  $T_E$  a

temperatura de estagnação na entrada do bocal,  $P_A$  a pressão ambiente e  $T_A$  a temperatura ambiente.

Bocais	L (mm)	$V_{0x}$ (m/s)	$P_E$ (kPa)	$T_E$ (K)	$P_A$ (kPa)	$T_A$ (K)
SMC000	135	1	178,2	288	97,7	280.2
SMC006	135	1	178,2	288	97,7	280.2

Tabela 1: Condições Iniciais.

Na entrada do bocal foram estipuladas a pressão e a temperatura de estagnação  $P_E$  e  $T_E$  como condições de contorno. As paredes do bocal são consideradas adiabáticas. As demais fronteiras da malha computacional foram consideradas como superfícies de entrada/saída (*inflow/outflow*), seguindo como referência para tal a velocidade interna do domínio.

### 3.1 Geometrias dos Bocais

As geometrias consideradas neste estudo são duas das utilizadas por Bridges e Brown (2004), sendo que uma delas é considerada como padrão por não possuir serrilhamento (SMC000). A outra geometria possui um serrilhamento na forma de seis dentes igualmente distribuídos ao longo do perímetro do bocal, como mostra a Figura 1.

A Tabela 2 apresenta os dados geométricos dos dois bocais. Entre os parâmetros listados,  $N$  representa o número de dentes,  $L$  o comprimento do dente,  $\theta$  o ângulo de penetração do dente no escoamento. A penetração  $P$  é a diferença entre os raios da base e da ponta do dente, enquanto que o diâmetro efetivo  $D_e$  é calculado a partir da vazão mássica no bocal. O parâmetro  $\Gamma$  representa a intensidade dos vórtices criados, definido da seguinte forma:

$$\Gamma = \frac{\partial r}{\partial s} \quad (6)$$

onde  $r$  é o raio e  $s$  a distância circunferencial do bocal percorrida ao longo dos dentes do bocal, conforme representado na Figura 2.



Figura 1: Geometrias escolhidas para simulação. (Bridges e Brown, 2004)

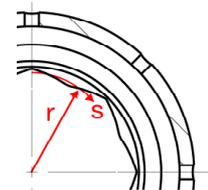


Figura 2: Representação gráfica de  $\Gamma$ . (Bridges e Brown, 2004)

Bocal	$N$	$L$ (mm)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$P$ (mm)	$D_e$ (mm)	$\Gamma$
SMC000	0	-	-	-	50,8	-
SMC006	6	22,6	18,2	3,525	47,7	0,292

Tabela 2: Dados Geométricos do bocal.

Na Figura 3 está esquematizada geometria completa do bocal, representando a seção de

contração e a região de saída, onde são fixados os diferentes tipos de bocais (na figura aparece o bocal SMC000). Todas as dimensões indicadas na Figura 3 estão em milímetros.

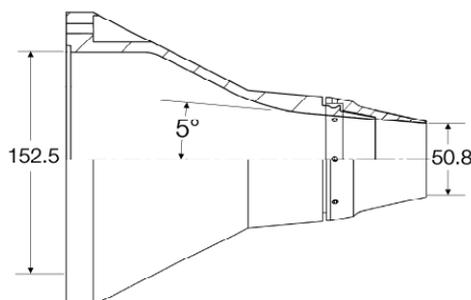


Figura 3: Geometria completa do bocal (Bridges e Brown, 2004).

### 3.2 Malha computacional

Testes de refino de malha foram realizados tanto para o bocal SMC000 quanto para o bocal SMC006, a fim de verificar erros de truncamento. Uma vez que o bocal SMC000 é axissimétrico, os testes foram realizados através de três malhas bidimensionais (2D). Para o bocal serrilhado, três malhas de refinamentos diferentes foram criadas para uma fatia correspondente a 1/6 da geometria completa. O número de elementos de cada malha está indicado na Tabela 3.

Bocal	Malha M001	Malha M002	Malha M003
SMC000	$2,5 \times 10^4$	$5 \times 10^4$	$10^5$
SMC006	$1,6 \times 10^6$	$4 \times 10^6$	$8 \times 10^6$

Tabela 3: Quantidades de elementos nos testes de malha.

Os resultados foram obtidos com a malha M003 para o bocal SMC000 e com a malha M001 para o bocal SMC006, considerando o melhor compromisso entre custo computacional e acurácia. Detalhes das malhas para os bocais SMC000 e SMC006 são mostrados nas Figuras 4 e 5, respectivamente.

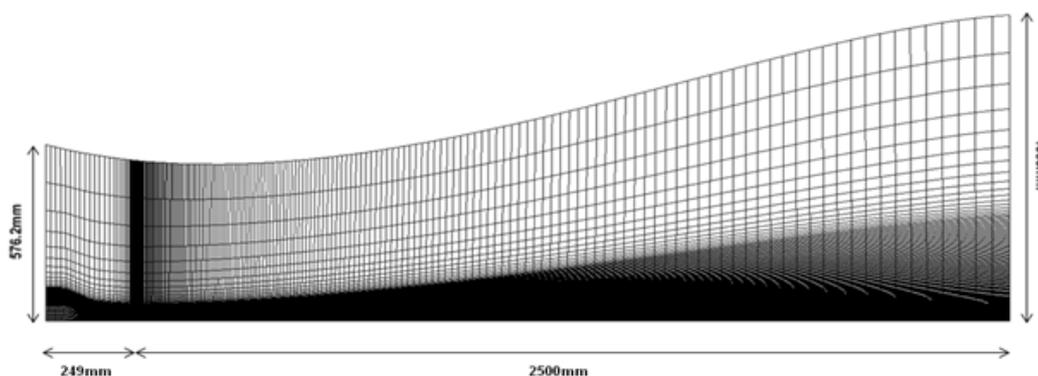


Figura 4: Cortes referentes a malha M003 do bocal SMC000.

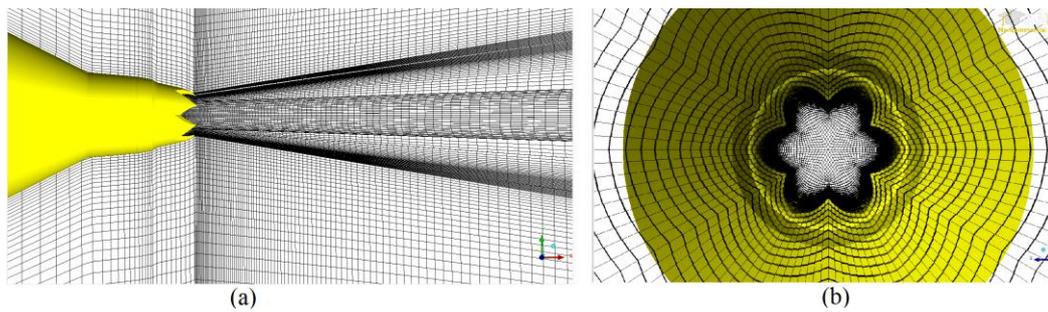


Figura 5: Cortes referentes a malha M001 do bocal SMC006.(a) corte no plano xy; (b) corte no plano zy.

## 4 RESULTADOS

Nesta seção são apresentados os resultados dos campos do escoamento e acústico obtidos das simulações dos jatos nos bocais SMC000 e SMC006.

### 4.1 Campo do Escoamento

A Figura 6 apresenta comparações entre resultados numéricos e experimentais para a energia cinética turbulenta e velocidade axial na linha de centro do jato. Por outro lado, a Figura 7 apresenta comparações similares para as tensões de Reynolds. Nota-se claramente que o núcleo potencial é superestimado pelo modelo. Esta anomalia é comumente verificada em diversas previsões numéricas apresentadas literatura e é atribuída a dificuldade que os modelos de turbulência possuem em prever corretamente a taxa de espalhamento de jatos.

Considerando as tensões de Reynolds, observa-se boa concordância entre os resultados para a tensão  $\overline{uu}$  nas duas seções transversais,  $x/D = 5$  e  $10$ . No entanto, observa-se que os valores previstos para as tensões  $\overline{vv}$  e  $\overline{ww}$  são muito elevados em comparação aos dados experimentais. Este aspecto está associado à deficiência do modelo em prever corretamente a taxa de espalhamento do jato, com uma dissipação de energia cinética turbulenta menor do que a observada experimentalmente.

Os resultados dos perfis de velocidade para o bocal SMC006 estão disponíveis nas Figuras 8 e 9 ao longo de direções longitudinais saindo da ponta e do vale dos chevrons, bem como também para duas seções transversais ( $x/D = 5$  e  $10$ ). As tensões normais em  $x/D = 5$  e  $10$  para seções transversais coincidentes com os planos do dente e do vale do Chevron estão apresentadas nas Figuras 10 e 11. Como pode ser observado, o modelo consegue prever bem os perfis de velocidade e a tensão normal  $\overline{uu}$ , mas as deficiências encontradas para as tensões  $\overline{vv}$  e  $\overline{ww}$  no bocal SMC000 também são observadas no bocal SMC006.

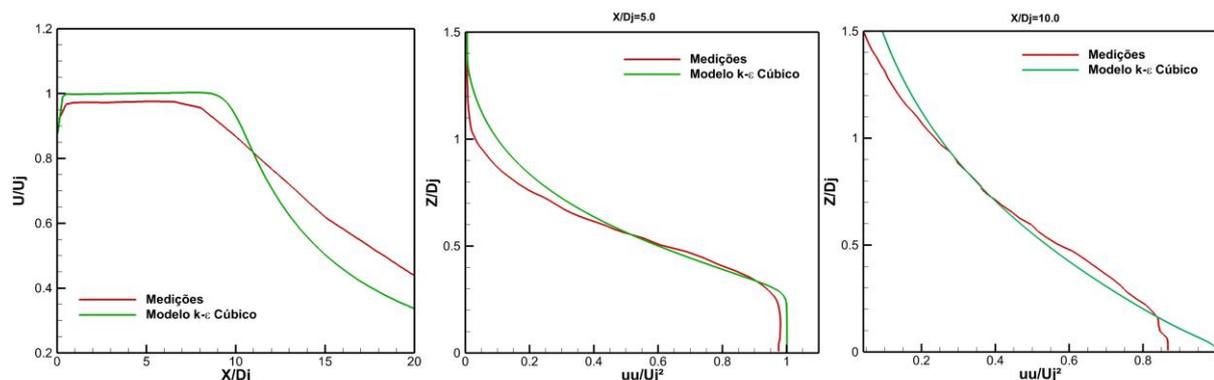


Figura 6: Perfis de velocidade na linha de centro e para  $x/D = 5$  e  $10$  (Bocal SMC000).

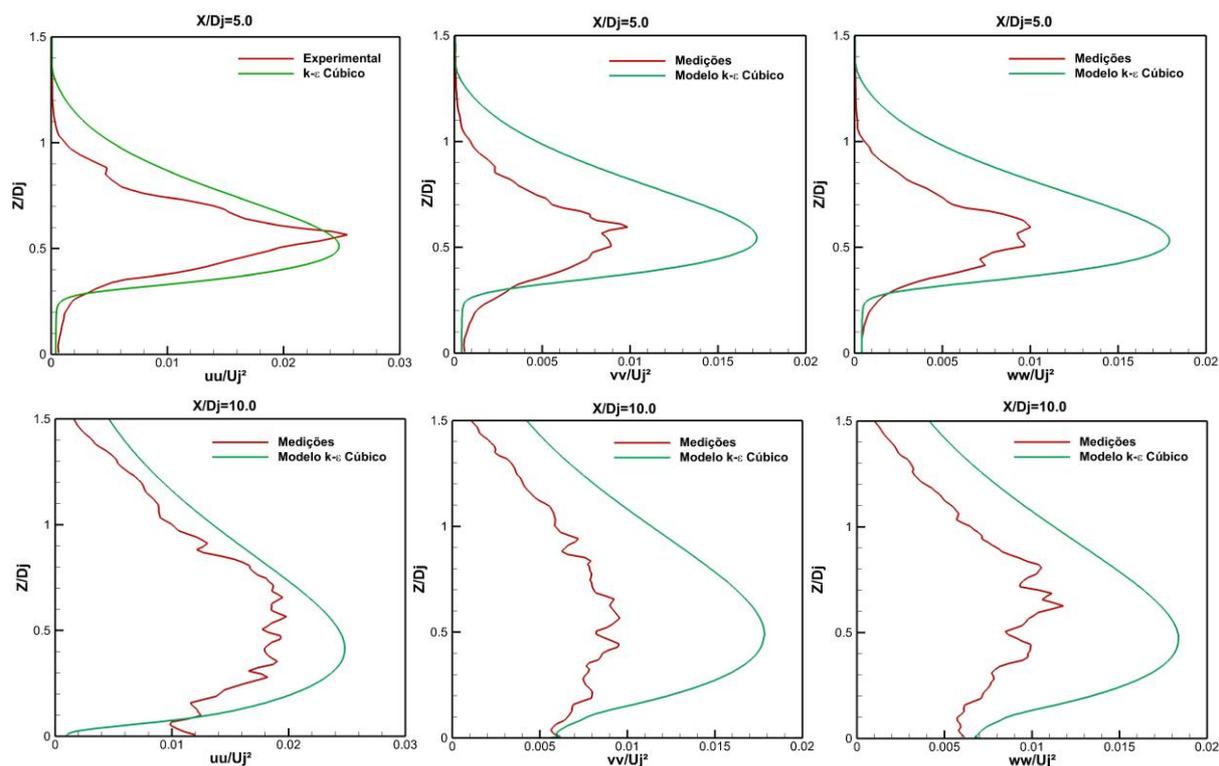


Figura 7: Resultados para perfis de tensões normais de Reynolds em  $x/D = 5$  e  $10$  (Bocal SMC000).

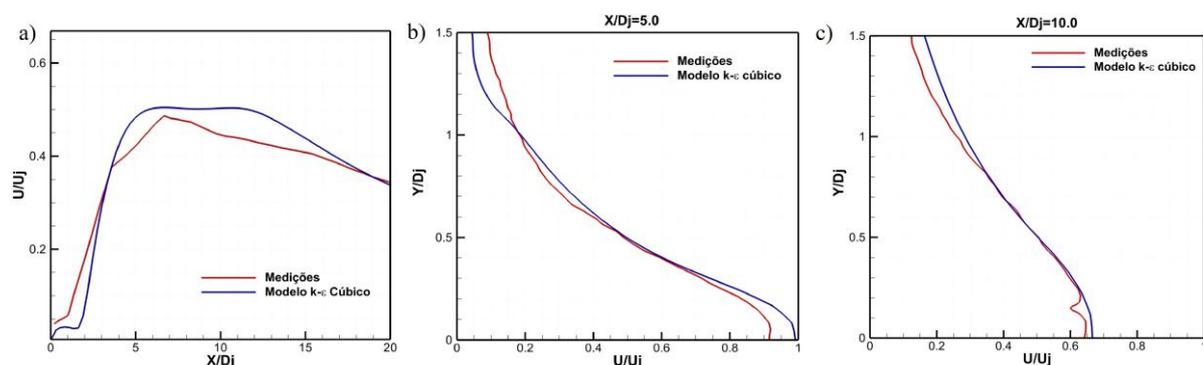


Figura 8: Perfis de velocidade  $U$  ao longo da direção longitudinal saindo da ponta do chevron e em duas seções transversais coincidentes com o plano da ponta do chevron (Bocal SMC006).

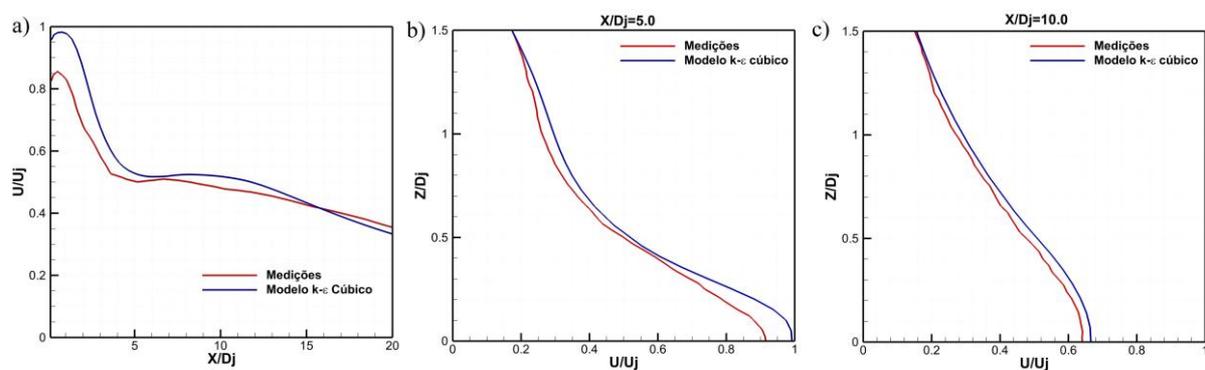


Figura 9: Perfis de velocidade  $U$  ao longo da direção longitudinal saindo do vale do chevron e em duas seções transversais coincidentes com o plano do vale do chevron (Bocal SMC006).

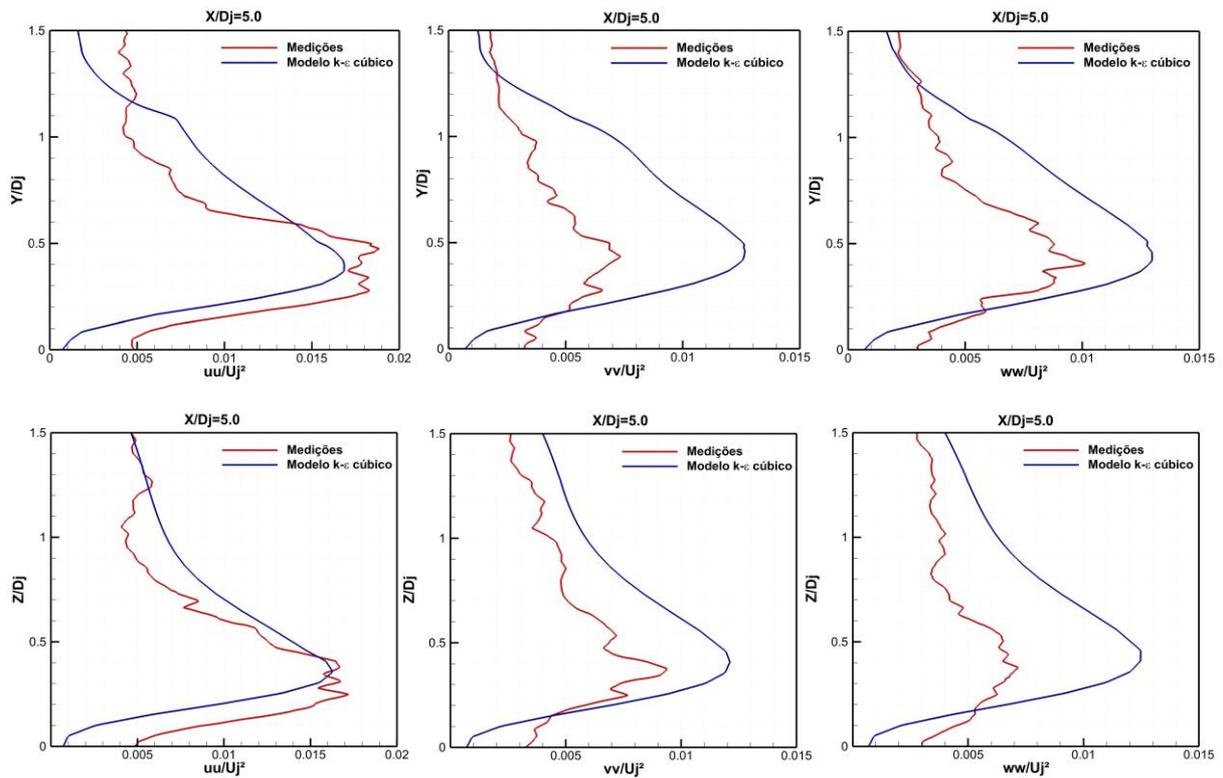


Figura 10: Perfis de tensões de Reynolds em  $x/D = 5$  para uma seção coincidente com o plano da ponta do chevron e outra coincidente com o plano que passa no vale do chevron (Bocal SMC006).

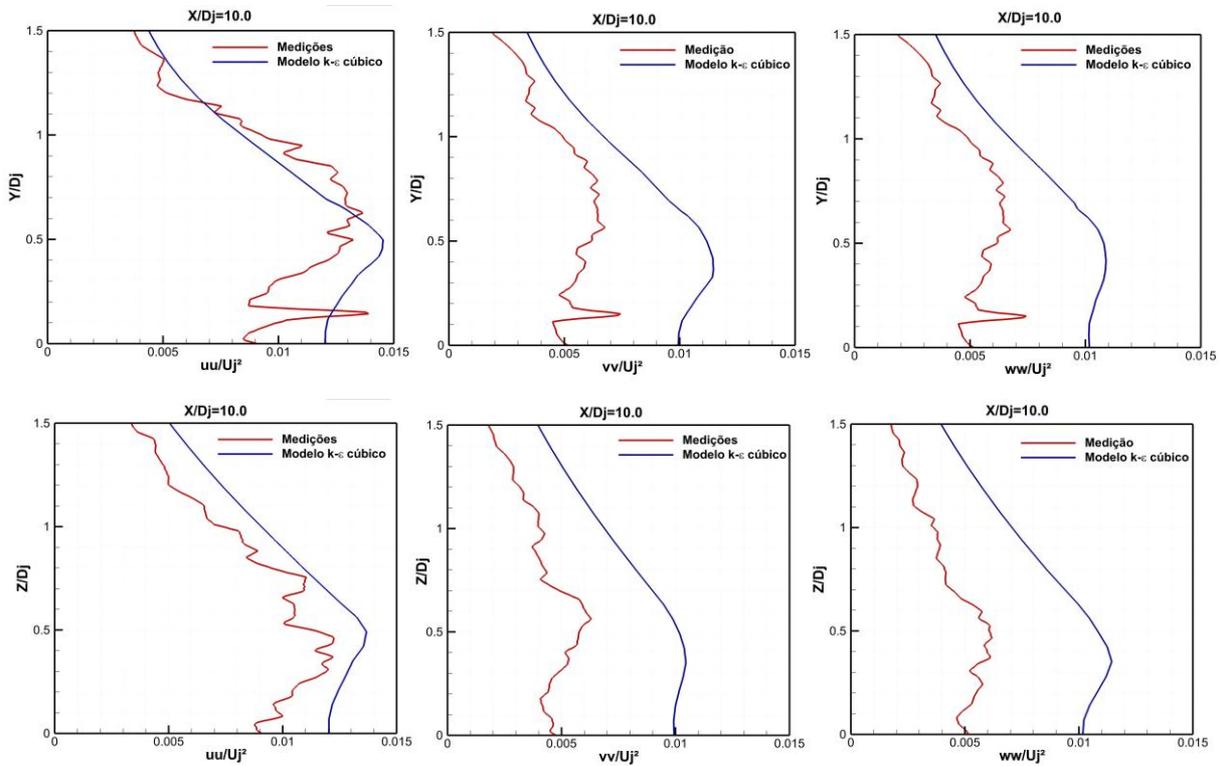


Figura 11: Perfis de tensões de Reynolds em  $x/D = 10$  para uma seção coincidente com o plano da ponta do chevron e outra coincidente com o plano que passa no vale do chevron (Bocal SMC006).

## 4.2 Campo Acústico

De posse dos resultados para o campo do escoamento turbulento, a pressão sonora foi avaliada para o campo distante dos bocais SMC000 e SMC006, correspondente a uma posição localizada a cem diâmetros de distância no plano normal à saída do bocal. O resultado para o espectro de pressão sonora gerado pelo jato do bocal SMC000 está disposto na Figura 12. Percebe-se claramente que o modelo numérico subestima o nível de pressão sonora (SPL) em baixas frequências e superestima em altas frequências.

Para o bocal SMC006 a previsão dos valores de SPL é mais adequada, conforme indica a Figura 13. Isto ocorre porque o resultado numérico para as tensões de Reynolds concordam melhor com os dados experimentais, quando comparado com a situação do bocal SMC000. Uma vez que as tensões de Reynolds entram na modelação do termo fonte da equação da pressão sonora, a avaliação das mesmas é fundamental para a determinação dos valores de SPL.

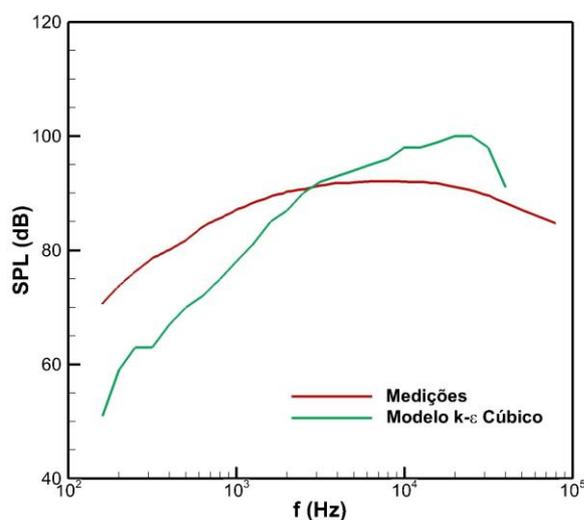


Figura 12: Resultados acústico para o bocal SMC000 a 90°.

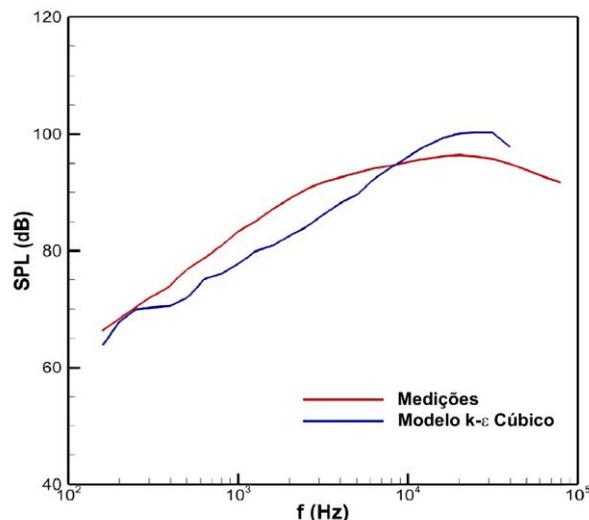


Figura 13: Resultados acústico para o bocal SMC006 a 90°.

## 5 CONCLUSÃO

Simulações utilizando o modelo  $k-\epsilon$  cúbico foram realizadas para a previsão dos campos de velocidade e tensões de Reynolds de jatos subsônicos originados por duas geometrias de bocais. O espectro de pressão sonora no campo afastado foi obtido por meio da analogia acústica de Lighthill, no qual a equação da propagação da onda de pressão sonora é modelado com base nas tensões de Reynolds.

Os resultados para o campo de grandezas turbulentas do bocal SMC000 não concordaram de forma satisfatória com os dados experimentais, o que gerou previsões inadequadas do campo acústico. Por outro lado, o modelo conseguiu descrever um pouco melhor a condição de anisotropia do jato do bocal SMC006, resultado em estimativas mais satisfatórias do campo acústico. De fato, para o bocal SMC006, o formato do espectro e os níveis de SPL ficaram bastante próximos do obtido experimentalmente. Isto motiva novos estudos com modelos de turbulência melhor elaborados, tais como o modelo diferencial de transporte para as tensões de Reynolds (RSTM).

## 6 AGRADECIMENTOS

O presente estudo conta com o apoio da EMBRAER, FAPESP, CAPES e CNPQ. Os autores agradecem James Bridges (NASA Glenn Research Center) pelo fornecimento dos dados experimentais.

## REFERÊNCIAS

- Aflalo, B.S., Almeida, O., Barbosa, J., CFD and CAA Analysis of single Stream Isothermal Jets with Noise Suppression Devices. *16<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2010-4020, 2010.
- Alkisar, M.A., e Butler, G.W., Significant Improvements on Jet Noise Reduction by Chevron-Microjet Combination. *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2007-3598, 2007.
- Birch, S.F., Buxstab, P.A., Khritov, K.M., Lyubimov, D.A., Maslov, V.P., Secundov, A.N., e Yakubovsky, K.Ya., The Use of Small Air Jets to Simulate Metal Chevrons, *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2007-3599, 2007.
- Birch, S.F., Lyubimov, D.A., Maslov, V.P., e Secundov, A.N., Noise Prediction Chevron Nozzle. *12<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2006-2600, 2006.
- Bodony, D.J., e Lele, S.K., Generation of Low Frequency Sound in Turbulent Jets. *11<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2005-3041, 2005.
- Bridges, J., e Brown, C.A., Parametric testing of chevrons on single flow hot jets. *10<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2004-2824, 2004.
- Bridges, J., e Wernet, M.P., Effect of Temperature on Jet Velocity Spectra. *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2007-3628, 2007.
- Craft, T. J. and Launder, B.E., A Reynolds stress closure designed for complex geometry. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, 17: 245-254, 1996.
- Curle, N., The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. Royal Society of London*, 23:505-514, 1955.
- Engblom, W. A., Khavaran, A. e Bridges, J., Numerical Prediction of Chevron Nozzle Noise Reduction using WIND-MGBK Methodology. *10<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2004-2979, 2004.
- Gudmundsson, K., e Colonius, T., Spatial Stability Analysis of Chevron Jet Profiles. *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2007-3599, 2007.
- Henderson, B., e Bridges, J., A MDOE Investigation of Chevrons for Supersonic Jet Noise Reduction. *16<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2010-3926, 2010.
- Jones, W.P. and Launder, B. E., The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. Journal of Heat and mass Transfer*, 15: 301, 1972.
- Kennedy, J., e Fitzpatrick, J., The Effect of Chevrons on the Turbulence Characteristics of Jets. *16<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2010-4025, 2010.
- Koh, S.R., Schroder, W., Meinke, M., Turbulence and heat excited noise sources in single and coaxial jets. *Journal of Sound and Vibration*, 329: 786-803, 2010.
- Long, D., McDonald, T., Maye, P., Effect of Inlet Flow Conditions on Noise and Performance of Supersonic Nozzles. *16<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2010-3920, 2010.
- Metacomp, CFD++ User Manual. 2009.
- Moore, P., e Boersma, B.J., Investigation of the noise from cold and heated subsonic jets. *12<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2006-2500, 2006.
- Silva, C.R.I. da, Almeida, O., Batten, P., Investigation of an Axi-symmetric Subsonic Turbulent Jet using Computational Aeroacoustics tools. *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics*

*Conference*, AIAA2007-3656, 2007.

Tam, C.K.W., Viswanathan, K., Ahuja, e K.K., Panda, J., The Sources of Jet Noise: Experimental Evidence. *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2007-3641, 2007.

Tide, P.S., e Babu V., Numerical predictions of noise due to subsonic jets from nozzles with and without chevrons. *Journal of Sound and Vibration*, 70: 321-332, 2009.

Uzun, A., Hussaini, M.Y., Noise Generation in the Near-Nozzle Region of a Chevron Nozzle Jet Flow. *13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA2007-3596, 2007.