

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

Rafael Costa Engel

***ANÁLISE DE MODELOS DE PREVISÃO DO ESCOAMENTO E  
DO RUÍDO ACÚSTICO DE JATOS SUBSÔNICOS GERADOS POR  
BOCAIS SERRILHADOS***

Florianópolis, SC

Julho de 2012

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,  
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Engel, Rafael

ANÁLISE DE MODELOS DE PREVISÃO DO ESCOAMENTO E DO RUÍDO  
ACÚSTICO DE JATOS SUBSÔNICOS GERADOS POR BOCAIS SERRILHADOS  
[dissertação] / Rafael Engel ; orientador, Cesar Deschamps  
- Florianópolis, SC, 2012.

92 p. ; 21cm

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa  
Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em  
Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Jatos Subsônicos. 3. Bocais  
Serrilhados. 4. Aeroacústica. 5. escoamentos Turbulentos.  
I. Deschamps, Cesar . II. Universidade Federal de Santa  
Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.  
III. Título.



Rafael Costa Engel

***ANÁLISE DE MODELOS DE PREVISÃO DO ESCOAMENTO E  
DO RUÍDO ACÚSTICO DE JATOS SUBSÔNICOS GERADOS POR  
BOCAIS SERRILHADOS***

Dissertação submetida ao  
Programa de Pós-Graduação da  
Universidade Federal de Santa  
Catarina para a obtenção do Grau  
de Mestre em Engenharia  
Mecânica.

Orientador:  
Prof. Cesar Jose Deschamps, Ph.D.

Florianópolis, SC

Julho de 2012



Rafael Costa Engel

***ANÁLISE DE MODELOS DE PREVISÃO DO ESCOAMENTO E  
DO RUÍDO ACÚSTICO DE JATOS SUBSÔNICOS GERADOS POR  
BOCAIS SERRILHADOS***

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de "Mestre em Engenharia Mecânica" e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 05 de julho de 2012.

---

Prof. César J. Deschamps, Ph.D  
Orientador

---

Prof. Júlio César Passos, D.Sc.  
Coordenador do Curso

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. César J. Deschamps, Ph.D  
Presidente

---

Carlos Roberto Ilário da Silva, D.Sc.(EMBRAER)

---

Prof. Juan Pablo de Lima Costa Salazar, Ph.D. (UFSC)

---

Prof. Júlio Apolinário Cordioli, D.Sc.(UFSC)



Aos meus pais, **Noely e Maurício**,  
e ao meu irmão, **Bruno**,  
por todo o apoio dado no decorrer deste trabalho.



## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus pais, por todo o apoio que me foi dado durante o mestrado, certamente os momentos difíceis e de insegurança somente foram superados devido a esse apoio que sempre foi incondicional.

Agradeço também ao professor Cesar Jose Deschamps, orientador deste trabalho, que sempre esteve disposto e paciente para conversar e instruir de forma inteligente os trabalhos que foram realizados durante o período de mestrado.

Aos colegas de curso, em especial aos alunos de iniciação científica Filipe Dutra da Silva e Kauê Werner, que me auxiliaram de forma sempre muito intensa nas simulações e obtenção dos resultados presentes nesta dissertação. Aos grandes amigos que fiz durante este período, em especial a Marco Carrilho Diniz, Marcelo Corbellini, Alessandro Dal Pizzol, Ricardo Morel Hartmann, Giovanni Cerbato, Francisco Lajús Júnior, Victor Henrique Pereira da Rosa, dentre outros que participaram de forma mais intensa das atividades que desenvolvi e foram pilares importantes para a construção deste documento.

Ressalto também a importância dos amigos de Maringá e familiares, que com certeza fizeram parte de minha história e têm participação em todas as conquistas que tive na minha vida, pois somente com a convivência e aprendizados destes que foi possível chegar onde chego hoje, em especial a Marlo Rômulo Werka e Anelise Mara Fuck Werka, que me acolheram quando mudei-me para Florianópolis.

Agradecimentos também à CAPES, CNPQ, FAPESP, Embraer e Metacomp pelo apoio financeiro e técnico, especialmente aos engenheiros Carlos Roberto Ilário da Silva e Paul Batten, pelo apoio nos momentos difíceis, disponibilidade de sanar dúvidas, auxiliando de forma eficaz as atividades do projeto.

Finalmente, à natureza e à divindade, sem as quais nada seria possível, pois faltaria a inspiração ao ser humano em sua busca pela sabedoria.





*"Aquele que já conheceu as estrelas jamais  
volta seu olhar para o chão novamente."*

Leonardo da Vinci



## RESUMO

O presente trabalho analisa métodos de previsão do escoamento e do ruído acústico de jatos subsônicos ( $Re=1,38 \times 10^6$  e  $M=0,9$ ). Além disto, investigam-se também os efeitos de bocais serrilhados no desenvolvimento do jato e como mecanismo passivo de controle de ruído. A formulação híbrida de simulação adotada consiste em se resolver primeiramente o campo do escoamento turbulento e, posteriormente, avaliar o ruído acústico no campo distante. Dois modelos de turbulência baseados no conceito de média de Reynolds foram testados para a solução do escoamento: o modelo  $k-\varepsilon$  cúbico e o modelo de transporte do tensor de Reynolds. Além disto, previsões do ruído foram realizadas com o emprego da analogia acústica de Lighthill e da analogia acústica de Ffowcs-Williams e Hawkings. Comparações entre resultados numéricos e experimentais de perfis de velocidade e tensões de Reynolds mostraram que os modelos de turbulência supracitados são capazes de prever o efeito do bocal serrilhado sobre o escoamento de forma satisfatória. Por outro lado, os métodos de previsão de ruído acústico implementados no código comercial CFD++/CAA++ se mostraram inadequados em todas as situações de escoamento investigadas.

**Palavras-chave:** Jatos Subsônicos, Bocais Serrilhados, Aeroacústica, Escoamentos Turbulentos.



## ABSTRACT

The present study considers an assessment of numerical methods to predict the fluid flow and the acoustic noise of subsonic jets ( $M = 0.9$  and  $Re=1.38 \times 10^6$ ). Additionally, the roles of chevron nozzles on the flow development and as a passive noise control device are also investigated. The adopted hybrid simulation approach initially solves the turbulent field flow, which is then used as input data for estimates of far-field noise. Two turbulence models within the frame of the Reynolds averaging concept were tested for the field flow solution: the cubic  $k-\varepsilon$  model and the Reynolds stress transport model. Moreover, predictions of acoustic noise were carried out through the Lighthill analogy and the Ffowcs-Williams and Hawkings analogy. Comparisons between numerical and experimental results for velocity and Reynolds stresses showed that the aforementioned turbulence models are capable of satisfactorily predict the effect of chevron nozzles on the field flow. On the other hand, the methods based on the two acoustic analogies implemented in the commercial software CFD++/CAA++ were seen to be inadequate for estimates of noise in all flow conditions.

**Key-words:** Subsonic Jets, Chevron Nozzles, Aeroacoustics, Turbulent Flow.



## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Aeroportos onde a operação de aeronaves é limitada. (a) Congonhas, São Paulo/Brasil; (b) London City Airport, London/UK.....	1
Figura 1.2 – Estágios do nível de certificação para aeronaves ao longo dos anos. Adaptado de Silva (2011). .....	2
Figura 1.3 – Exemplos de fontes sonoras em aeronaves. ....	3
Figura 1.4 – Exemplos de simulações utilizando-se modelagem Lattice-Boltzmann em: (a) Isocontorno de vorticidade em slat; (b) Campo de pressão rms em trem de pouso.....	3
Figura 1.5 – Exemplos de simulações do conjunto hub, estator, rotor e nacelle utilizando-se modelagem Lattice-Boltzmann. (a) construção da geometria; (b) Níveis de pressão total. Extraído de Miserda et.al (2011). .....	4
Figura 1.6 – Exemplos de dispositivos passivos de controle de ruído: (a) tabs; (b) microjatos; (c) Bocais chanfrados; (d) Bocais serrilhados.	6
Figura 2.1 – Jato simples. Adaptado de Almeida et.al (2010). .....	9
Figura 2.2 – Variações de escoamento em bocais. Adaptado de.....	10
Figura 4.1 – Geometrias adotadas na simulação. Extraído de Bridges e Brown (2004). .....	32
Figura 4.2 – Representação gráfica de $\Gamma$ . Extraído de Bridges e Brown (2004). .....	32
Figura 4.3 – Geometrias escolhidas para simulação. Extraído de Bridges e Brown (2004). .....	33
Figura 4.4 – Condições de contorno para as simulações. ....	34
Figura 4.5 – Nomenclatura básica para a função parede. Extraído de Metacomp, 2009. ....	36
Figura 4.6 – Fluxograma para o cálculo do Campo Acústico .....	38
Figura 4.7 – Detalhe dos blocos de malha para o bocal SMC000.....	44
Figura 4.8 – Configuração dos blocos de malha para o caso tridimensional (SMC000). .....	45
Figura 4.9 – Corte no plano xy da malha M3DN0R2. ....	45
Figura 4.10 – Configuração de blocagem para os bocais SMC001 e SMC006.....	46
Figura 4.11 – Blocagem completa para os bocais SMC001 e SMC006. ....	47

Figura 4.12 – Malha M3002 para o bocal SMC001.(a) plano xy; (b) plano yz. ....	48
Figura 4.13 – Malha M3003 para o bocal SMC006.(a) plano xy; (b) plano yz. ....	49
Figura 4.14 – Malha MNLAS01 para o bocal SMC000.(a) plano xy; (b) plano yz em $x/D_j=0$ ; (c) plano yz em $x/D_j=10$ . ....	50
Figura 4.15 – Malha MNLAS02.(a) plano xy e yz; (b) vista tridimensional do ponto (0,0,0). ....	51
Figura 5.1 – Resultados de velocidade ao longo da linha de centro do jato para quatro escalas de comprimento da turbulência. ....	54
Figura 5.2 – Resultados de energia cinética turbulenta ao longo da linha de centro do jato para quatro escalas de comprimento da turbulência. ....	54
Figura 5.3 – Resultados perfil de velocidade em $x/D_j=5$ para quatro escalas de comprimento da turbulência. ....	55
Figura 5.4 – Resultados perfil de velocidade em $x/D_j=10$ para quatro escalas de comprimento da turbulência. ....	55
Figura 5.5 – Resultados numéricos e experimental na linha de centro para o modelo RSTM no bocal SMC000: (a) Energia Cinética turbulenta e (b) Velocidade. ....	56
Figura 5.6 – Comparação entre previsões com o modelo RSTM e os dados experimentais da componente uu do Tensor de Reynolds: (a) $x/D_j=5$ e (b) $x/D_j=10$ . ....	56
Figura 5.7 – Comparação entre previsões com o modelo RSTM e os dados experimentais da componente vv do Tensor de Reynolds: (a) $x/D_j=5$ e (b) $x/D_j=10$ . ....	57
Figura 5.8 – Comparação entre previsões com o modelo RSTM e os dados experimentais da componente ww do Tensor de Reynolds: (a) $x/D_j=5$ e (b) $x/D_j=10$ . ....	57
Figura 5.9 – Resultados para o teste de malhas do SMC001. (a) Perfil de energia cinética turbulenta na linha de centro; (b) Perfil de velocidade na linha de centro. ....	58
Figura 5.10 – Planos utilizados para extração dos resultados. ....	58
Figura 5.11 – Resultados para componente uu do tensor de Reynolds a $x/D_j=2$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' ....	60
Figura 5.12 – Resultados para componente vv do tensor de Reynolds a $x/D_j=2$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' ....	60
Figura 5.13 – Resultados para componente ww do tensor de Reynolds a $x/D_j=2$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' ....	60



Figura 5.14 – Resultados para componente $uu$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=5$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	61
Figura 5.15 – Resultados para componente $vv$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=5$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	61
Figura 5.16 – Resultados para componente $ww$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=5$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	61
Figura 5.17 – Resultados para componente $uu$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=10$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	62
Figura 5.18 – Resultados para componente $vv$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=10$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	62
Figura 5.19 – Resultados para componente $ww$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=10$ (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	62
Figura 5.20 – Resultados na linha de centro para o teste de malhas do SMC006. (a) Perfil de energia cinética turbulenta; (b) Perfil de velocidade .....	64
Figura 5.21 – Planos utilizados para extração dos resultados. ....	64
Figura 5.22 – Resultados para componente $uu$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=2$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	65
Figura 5.23 – Resultados para componente $vv$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=2$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	65
Figura 5.24 – Resultados para componente $ww$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=2$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	65
Figura 5.25 – Resultados para componente $uu$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=5$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	66
Figura 5.26 – Resultados para componente $vv$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=5$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	66
Figura 5.27 – Resultados para componente $ww$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=5$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	66
Figura 5.28 – Resultados para componente $uu$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=10$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	67
Figura 5.29 – Resultados para componente $vv$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=10$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	67
Figura 5.30 – Resultados para componente $ww$ do tensor de Reynolds a $x/D_j=10$ (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z' .....	67
Figura 6.1 – Forma como é medido o ruído no campo distante. Adaptado de Andersson et.al (2005). ....	72
Figura 6.2 – Campo acústico observado a utilizando-se o modelo RSTM como modelo fluidodinâmico. (a) 50°; (b) 90° e (c) 130° .....	72
Figura 6.3 – Campo acústico observado a 90° utilizando-se o modelo cubico $k-\varepsilon$ como modelo fluidodinâmico. ....	73

Figura 6.4 – Representação gráfica dos parâmetros testados para a superfície de Ffowcs-Williams e Hawkings.....	74
Figura 6.5 – Resultados para os tentes com o tamanho da superfície de Ffowcs-Wiliams e Hawkings. ....	75
Figura 6.6 – Resultado para o espectro sonoro observado no campo distante(SMC001). (a) 50°; (b) 90°; (c) 130°; (d) 150°.....	76
Figura 6.7 – Resultado comparativo do espectro sonoro (SMC001).(a) Experimental; (b) Numérico.....	77
Figura 6.8 – Resultado do espectro sonoro para 90° utilizando o filtro temporal.....	77
Figura 6.9 – Resultado para o espectro sonoro observado no campo distante(SMC006). (a) 50°; (b) 90°; (c) 130°; (d) 150°.....	78
Figura 6.10 – Resultado comparativo do espectro sonoro (SMC006).(a) Experimental; (b) Numérico.....	79
Figura 6.11 – Resultado do campo transiente reconstruído (SMC006). 80	
Figura 6.12 – Resultado do campo acústico utilizando a malha MNLAS02 (SMC006).....	80

## LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Dados geométricos dos bocais.....	32
Tabela 4.2 – Condições iniciais do problema.....	33
Tabela 4.3 – Número de volumes nas malhas do bocal SMC000 tridimensional.....	45
Tabela 4.4 – Número de volumes nas malhas do bocal SMC001.....	47
Tabela 4.5 – Número de volumes nas malhas do bocal SMC006.....	48
Tabela 5.1 – Resultados de empuxo para os bocais simulados.....	68
Tabela 6.1 – Parâmetros da Superfície de Ffowcs-Williams e Hawkins. .....	74



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

dB	Decibéis
VSC	Correção para a vorticidade
NLAS	<i>Non-Linear Acoustic Solver</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
RANS	Média de Reynolds aplicadas às equações de Navier-Stokes
ref	Referência
rms	<i>Root Mean Square</i> (média quadrática)
RSTM	Modelo de transporte do tensor de Reynolds
SPL	Nível de pressão sonora
SST	<i>Shear Stress Transport</i>



## LISTA DE SÍMBOLOS

### *Caracteres do Alfabeto Latino*

$A$	Área de saída do bocal (calculada com base no $D_e$ )
$C_a$	Velocidade do som no campo distante
$C_j$	Velocidade do som no escoamento
$C_p$	Calor específico à pressão constante
$C_s$	Coefficiente de Segurança
$D$	Diâmetro do bocal
$D_e$	Diâmetro efetivo do bocal
$d_{ij}$	Termo de difusão do tensor de Reynolds
$d_i; d_i^A$	Vetores direcionais normalizados
$d_{kk}^p$	Transporte difusivo de $u_i u_j$
$f$	Frequência
$f_\mu$	Fator de atrito viscoso
$F_E$	Força de empuxo
$k$	Energia cinética turbulenta
$\tilde{k}$	Média mássica da energia cinética turbulenta
$l$	Escala de comprimento das estruturas turbulentas
$l_e$	Escala de comprimento modificada
$M$	Número de Mach
$M_a$	Número de Mach acústico
$M_j$	Número de Mach do jato em condição de expansão completa

$M_r$	Número de Mach do jato na direção do observador
$N$	Distribuição normal
$\hat{n}$	Vetor normal à superfície
$P$	Perímetro
$p_0$	Pressão de entrada do bocal
$p_a$	Pressão ambiente
$p_e$	Pressão de estagnação
$P_{ij}$	Termo de produção de energia cinética turbulenta
$p_{ref}$	Pressão de referência ( $=2 \times 10^{-5} \text{ N/m}^2$ )
$p_{rms}$	Pressão média quadrática
$p'_Q$	Fontes quadrupolares exteriores à superfícies
$Pr$	Número de Prandtl
$Pr_t$	Número de Prandtl turbulento
$P_k$	Produção de energia cinética turbulenta
$q_w$	Taxa de transferência de calor pela parede
$r$	Raio do bocal
$\hat{r}_j$	Distância da fonte ao observador
$Re$	Número de Reynolds
$Re_t$	Número de Reynolds turbulento
$S_{ij}$	Tensor deformação
$T$	Temperatura
$T_a$	Temperatura no ambiente
$T_{ij}$	Tensor de Lighthill
$T_t$	Escala de tempo turbulenta
$T_w$	Temperatura na parede
$U_j$	Velocidade do escoamento



$U_n$	Componente normal da velocidade do escoamento
$U_{0x}$	Velocidade inicial do ambiente na direção x
$U_{0y}$	Velocidade inicial do ambiente na direção y
$U_{0z}$	Velocidade inicial do ambiente na direção z
$u_*$	Velocidade de fricção
$u_i u_j$	Tensor de Reynolds
$v_i$	Velocidade da superfície
$W$	Potência irradiada
$y^+$	Distância adimensional em relação à superfície

*Caracteres do Alfabeto Grego*

$\gamma$	Razão de capacidade térmica
$\delta$	Variação infinitesimal
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\Delta_g$	Tamanho do menor elemento da malha acústica
$\epsilon_{ijk}$	Símbolo de permutação
$\epsilon$	Dissipação viscosa
$\tilde{\epsilon}$	Média mássica da dissipação viscosa
$\epsilon_{ij}$	Termo de dissipação do tensor de Reynolds
$\kappa$	Constante de Von Karman
$\mu$	Viscosidade dinâmica
$\mu_t$	Viscosidade dinâmica turbulenta
$\eta$	Comprimento das pequenas escalas turbulentas
$\rho$	Massa específica do fluido
$\rho_a$	Massa específica do fluido no campo distante
$\nu$	Viscosidade cinemática do fluido

$\nu_t$	Viscosidade turbulenta
$\tau_{ij}$	Tensor viscoso
$\Omega_k$	Taxa de rotação do sistema de coordenadas
$\varphi_{ij}^*$	Termo de redistribuição do tensor de Reynolds
$\Psi_\tau$	Função de permuta da condição de proximidade à parede
$\phi$	Propriedade genérica do escoamento

*Sub-índices*

$i,j,k$	Direções correspondentes aos eixos x,y e z
$n$	Normal à parede
$t$	Tangente à parede
$w$	Propriedade calculada na parede

## SUMÁRIO

<b>RESUMO.....</b>	<b>xiii</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>xv</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS .....</b>	<b>xxv</b>
<b>1 INTRODUÇÃO.....</b>	<b>1</b>
1.1 RUÍDO EM AERONAVES .....	2
1.2 OBJETIVO GERAL .....	7
<b>2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>9</b>
2.1 INVESTIGAÇÕES EXPERIMENTAIS.....	11
2.2 INVESTIGAÇÕES NUMÉRICAS.....	13
2.3 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS.....	17
<b>3 MODELOS MATEMÁTICOS.....</b>	<b>19</b>
3.1 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA.....	19
3.2 MODELAGEM DO CAMPO ACÚSTICO.....	26
<b>4 PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO.....</b>	<b>31</b>
4.1 GEOMETRIAS DOS BOCAIS .....	31
4.2 SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO .....	33
4.3 SIMULAÇÕES DO CAMPO ACÚSTICO .....	37
4.4 DISCRETIZAÇÃO DO DOMÍNIO DE SOLUÇÃO DO ESCOAMENTO ..	43
4.5 DISCRETIZAÇÃO DO DOMÍNIO DE SOLUÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO.....	49
<b>5 RESULTADOS PARA O CAMPO DO ESCOAMENTO .....</b>	<b>53</b>
5.1 BOCAL SMC000.....	53
5.2 BOCAL SMC001.....	57
5.3 BOCAL SMC006.....	63
5.4 EFEITOS DA GEOMETRIA NO ESCOAMENTO .....	68
5.5 CONCLUSÕES.....	69
<b>6 RESULTADOS PARA O CAMPO ACÚSTICO.....</b>	<b>71</b>
6.1 BOCAL SMC000.....	71
6.2 BOCAL SMC001.....	75
6.3 BOCAL SMC006.....	78
6.4 CONCLUSÕES.....	81
<b>7 CONCLUSÕES.....</b>	<b>83</b>
7.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES.....	83
7.2 PRINCIPAIS CONCLUSÕES.....	83
7.3 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS .....	85



# 1 INTRODUÇÃO

Segundo a ANAC (Agência Nacional de Aviação Civil) o tráfego aéreo brasileiro aumentou em 42,5% de fevereiro de 2009 a fevereiro de 2011 (Jornal Meio Norte, 2011). O crescimento do setor intensificou a preocupação com o ruído gerado pelas aeronaves nos aeroportos urbanos, uma vez que a poluição sonora gerada por este intenso tráfego aéreo tem forçado a redução do número de voos e do período de atividade destes aeroportos e até mesmo proibido certos tipos de aeronaves a operarem. Muitas pesquisas vêm sendo fomentadas, principalmente nos Estados Unidos e na União Europeia, através de projetos que objetivam reduzir progressivamente os níveis de ruído acústico gerado por aeronaves comerciais.

No Brasil, alguns aeroportos, tais como Congonhas e Santos Dumont, já começaram a limitar seus horários de operação e em breve começarão a monitorar o nível de ruído sonoro causado pelas aeronaves que pousam e decolam em suas dependências, a exemplo de alguns aeroportos da Europa, como o *London City Airport* na cidade de Londres. A Figura 1.1 apresenta dois aeroportos onde o crescimento populacional limita a operação dos mesmos.

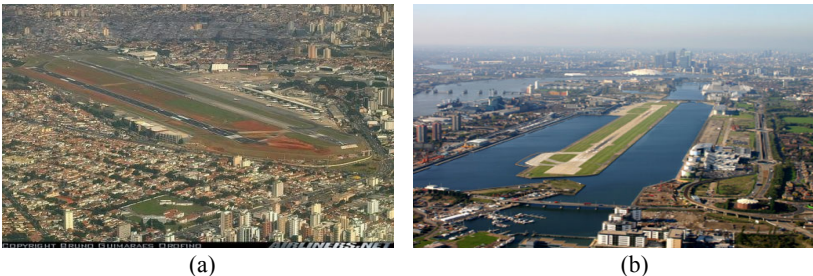


Figura 1.1 – Aeroportos onde a operação de aeronaves é limitada. (a) Congonhas, São Paulo/Brasil; (b) London City Airport, London/UK.

A Figura 1.2 ilustra o desenvolvimento de aeronaves no quesito emissão de ruído ao longo dos anos e uma projeção para os requisitos que deverão ser cumpridos nos próximos anos, indicados pelas linhas horizontais azuis.

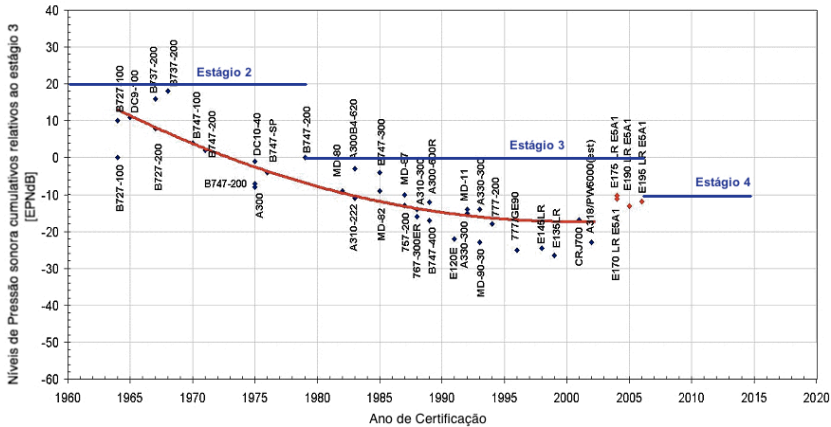


Figura 1.2 – Estágios do nível de certificação para aeronaves ao longo dos anos. Adaptado de Silva (2011).

Nota-se que as aeronaves brasileiras (marcadas como pontos vermelhos na Figura 1.2) estão no limite aceitável para o estágio 4. A fim de se reduzir a emissão de ruído, faz-se necessário o estudo sistemático das diversas fontes de ruído. Uma breve revisão das fontes de ruído presentes em aeronaves será apresentada a seguir.

### 1.1 RUÍDO EM AERONAVES

O ruído em aeronaves pode ser dividido em duas grandes áreas que compreendem os ruídos internos e externos à ela. A área em que este estudo está inserida é a que compreende o ruído externo, e para se entender o problema acústico desta área, é necessário identificar as suas fontes sonoras, estudar a propagação das ondas sonoras provenientes destas fontes no meio e classificar estas fontes quanto ao grau de importância no nível de pressão sonora final da aeronave. A Figura 1.3 apresenta as principais fontes de ruído em aeronaves. Usualmente, divide-se a análise do problema em duas partes: i) ruído de *airframe* e ii) ruído de motor.

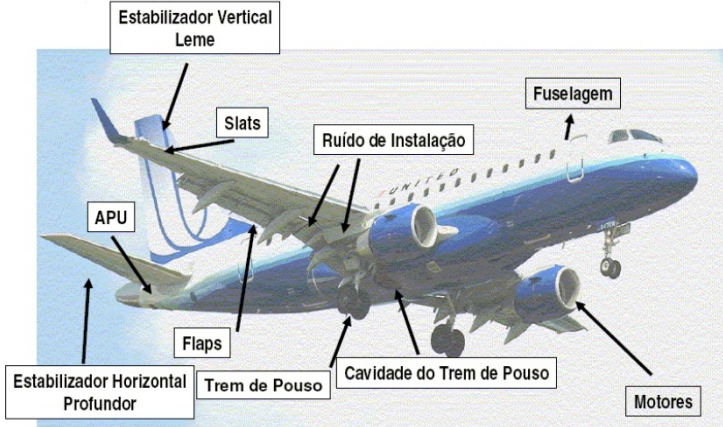


Figura 1.3 – Exemplos de fontes sonoras em aeronaves.

### 1.1.1 Ruído de *Airframe*

O ruído de *airframe* compreende toda interação do escoamento externo com a fuselagem da aeronave, suas cavidades, trem de pouso, *flaps*, *slats*, sistema de *high-lift*, estabilizador vertical e horizontal, profundor, dentre outras partes. São fontes de ruído bastante importantes e seu estudo tem evoluído muito nos últimos anos, com a disponibilização de ferramentas numéricas mais precisas e de dados experimentais para validação e complementação das análises numéricas. A Figura 1.4 mostra resultados de simulações realizadas com o método de Lattice-Boltzmann (Embraer, 2011).

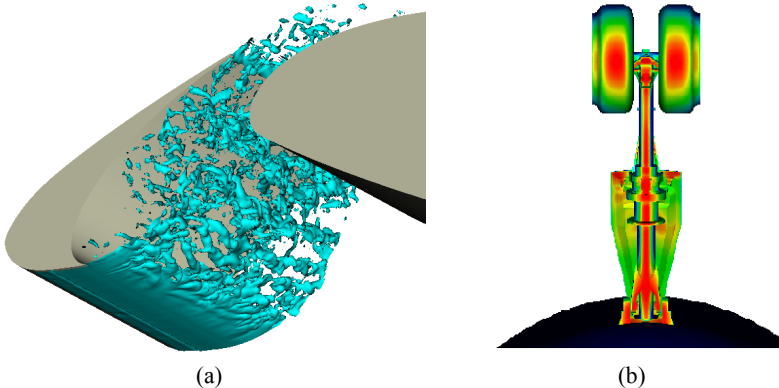


Figura 1.4 – Exemplos de simulações utilizando-se modelagem Lattice-Boltzmann em: (a) Isocontorno de vorticidade em slat; (b) Campo de pressão rms em trem de pouso.

A grande vantagem do método Lattice-Boltzmann é seu relativo baixo custo computacional, precisão e grande facilidade na incorporação de geometrias complexas no domínio de solução. No entanto, a implementação numérica da formulação de Lattice-Boltzmann é limitada atualmente para escoamentos com baixo número de Mach ( $M < 0,4$ ).

### 1.1.2 Ruído de Motor

O ruído de motor engloba o ruído gerado pelas pás do ventilador, pelo sistema de combustão da turbina e pelo jato de descarga. O ventilador é responsável pelo fluxo primário e secundário da turbina, sendo que o fluxo primário visa direcionar o fluxo de ar para o compressor da turbina e o fluxo secundário atua com o objetivo de reduzir o cisalhamento entre o fluido do jato principal e o fluido externo com velocidade muito inferior à de descarga do jato. Muitos trabalhos experimentais têm se dedicado a identificar e caracterizar as fontes de ruído neste tipo de escoamento.

Trabalhos numéricos também se destacam na tarefa de reproduzir e entender os fenômenos que ocorrem da interação do escoamento com rotor, estator e demais estruturas. A Figura 1.5 traz exemplos de simulações de rotores e estatores.

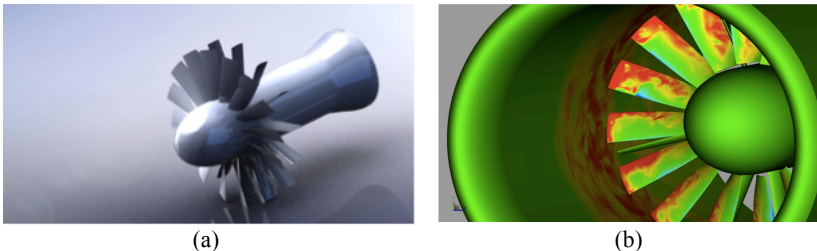


Figura 1.5 – Exemplos de simulações do conjunto hub, estator, rotor e nacelle utilizando-se modelagem Lattice-Boltzmann. (a) construção da geometria; (b) Níveis de pressão total. Extraído de Miserda *et al.* (2011).

Conforme os estudos de Miserda *et al.* (2011) demonstraram, existe uma grande dificuldade em se caracterizar a geometria no modelo numérico, bem como construção de malhas para as simulações. Apesar disto, este tipo de estudo vem se desenvolvendo à medida que os níveis de certificação de ruído têm ficado mais restritivos (conforme demonstrado na Figura 1.2).

A descarga de fluido em alta velocidade em um meio quiescente ou com velocidade inferior à velocidade de descarga é chamada de jato.



Esta interação entre os fluidos de velocidades diferentes, e que podem estar em temperaturas diferentes também, gera flutuações de pressão e velocidade, que caracterizam o espectro de ruído.

O ruído de jato apresenta um espectro de frequência bastante extenso, com ondas sendo geradas em faixas de baixa frequência, da ordem de 800 a 1800Hz e, assim, se propaga por grandes distâncias, tornando-o uma das fontes sonoras mais críticas no estudo em aeroacústica.

Muitos trabalhos experimentais e numéricos têm sido desenvolvidos com o objetivo de entender a física relacionada a este tipo de escoamento e à geração de ruído. Tais estudos visam, em geral, desenvolver metodologias de controle de ruído, tanto ativos como passivos, prevendo numericamente o comportamento fluidodinâmico e acústico do escoamento quando submetido aos diferentes controles. Vér e Beranek (2006) definem sistemas de controle ativo de ruído como sistemas que possuem atuadores acionados externamente que geram ruído ou vibrações no intuito de reduzir perturbações causadas por perturbações não desejadas. Esses sistemas utilizam uma série de sensores que monitoram a fonte e outra série de sensores que monitoram a resposta do sistema, podendo, em alguns casos, esses sistemas serem os mesmos. Os sistemas de controle passivo de ruído são definidos por Vér e Beranek (2006) como silenciadores, cuja performance é função apenas da construção geométrica e capacidade de absorção de ruído das componentes do sistema.

Dentre as alternativas de controle passivo de ruído aplicadas para jatos, as mais estudadas são os chamados *tabs*, inserção de microjatos no escoamento, bocais chanfrados (ou *bevels*) e o uso de bocais serrilhados (ou *chevrons*). Cada uma destas alternativas está ilustrada na Figura 1.6.

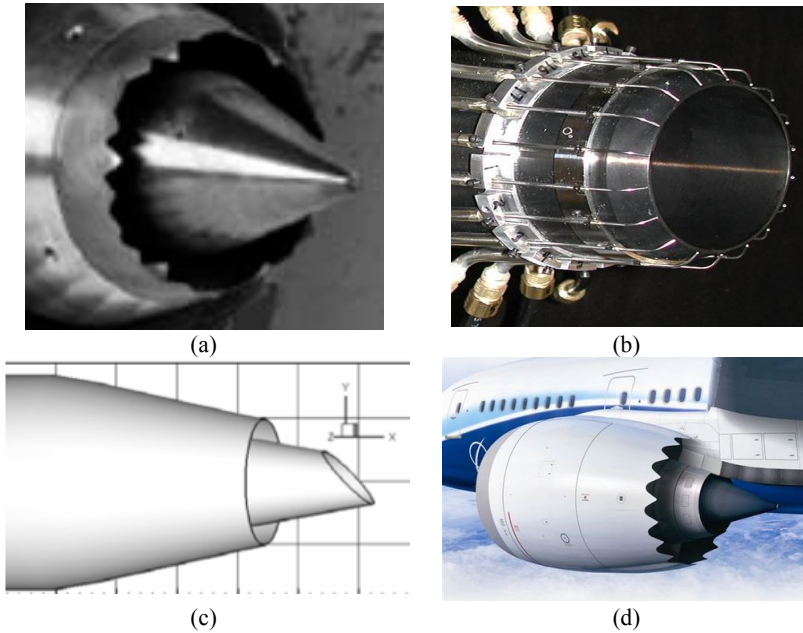


Figura 1.6 – Exemplos de dispositivos passivos de controle de ruído: (a) tabs; (b) microjatos; (c) Bocais chanfrados; (d) Bocais serrilhados.

Os *tabs* são estruturas do bocal de formatos variáveis inseridas perpendicularmente no escoamento, causando assim perturbações locais, com o intuito de intensificar a turbulência na saída do bocal e reduzir a energia das grandes escalas turbulentas no final do núcleo potencial, onde são geradas ondas de pressão acústica que se deseja atenuar, conforme será melhor descrito na seção 2.1.

Os microjatos vêm sendo muito estudados na literatura e têm a função de introduzir vórtices na região inicial da camada cisalhante do jato, aumentando a difusão de quantidade de movimento e diminuindo a energia que deveria chegar ao final do núcleo potencial. Segundo Alkislar e Butler (2007), embora os microjatos produzam um efeito no ruído parecido com o efeito causado por *tabs* e bocais serrilhados, a física dos microjatos é completamente diferente. Deve ser mencionado que o uso de microjatos é geralmente combinado com bocais serrilhados ou *tabs*.

Os bocais chanfrados são utilizados com o intuito de mudar a diretividade do ruído, uma vez que o dispositivo muda a direção do escoamento. As perdas fluidodinâmicas, ou de empuxo, são muito pequenas e podem ser desconsideradas, incentivando o estudo deste dispositivo de controle. Porém, estudos mais específicos (Birch, 2007b)

levando em conta o sistema de suporte da turbina e escoamentos externos mostram que essa condição de assimetria não alcança totalmente o efeito desejado.

Os bocais serrilhados são o foco deste trabalho e consistem em uma solução passiva de controle de ruído. A penetração dos dentes do bocal no escoamento transfere a energia turbulenta das baixas frequências para as altas frequências, evitando a formação de ondas sonoras de baixa frequência. Os parâmetros que são estudados nestes bocais são o número, o comprimento e o ângulo de penetração dos dentes.

## 1.2 OBJETIVO GERAL

O objetivo deste trabalho é a realização de uma análise de diferentes modelos de previsão do escoamento turbulento e do campo acústico de jatos em bocais com e sem serrilhado. Tais modelos estão implementados em código comercial e suas validações serão feitas por meio de comparações com dados experimentais da literatura.



## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A Figura 2.1 ilustra algumas das características de um jato simples. Logo após a saída do bocal existe a formação de uma camada cisalhante, devido ao efeito do atrito viscoso do fluido de maior velocidade com o meio que pode estar quiescente ou não.

À medida que o jato se desenvolve no meio, a espessura da camada cisalhante aumenta até o desaparecimento do núcleo potencial, que é a região do escoamento com vorticidade desprezível.

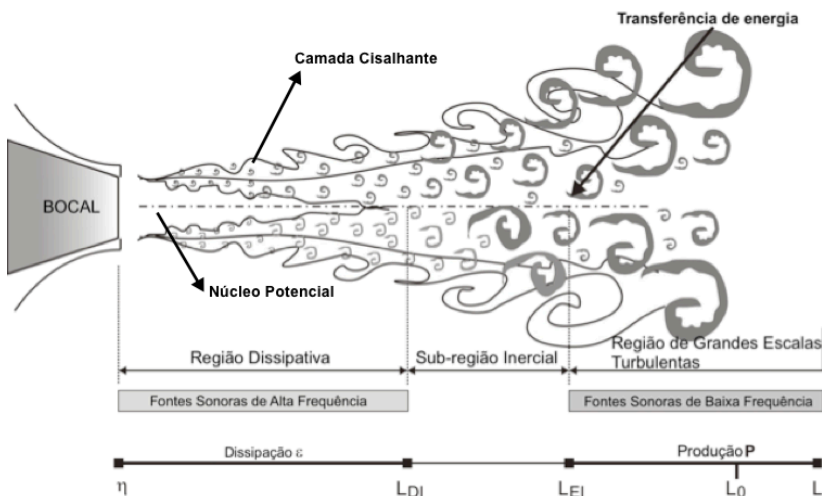


Figura 2.1 – Jato simples. Adaptado de Almeida et.al (2010).

O processo de dissipação da energia mecânica de jatos se dá inicialmente pela transferência de energia das grandes escalas turbulentas para as escalas menores, até alcançar as escalas de Kolmogorov em que a energia é então dissipada pelo atrito viscoso. Quanto maior o número de Reynolds, menores serão as estruturas responsáveis pela dissipação viscosa. A este processo dá-se o nome de “cascata de energia de Richardson”. As regiões onde predominam as pequenas escalas turbulentas são responsáveis pela geração do ruído de alta frequência. Isto se dá pela excitação mecânica de alta frequência existente em tais regiões, provocando rápidas variações locais de pressão que se propagam até o observador como ondas de pressão acústica de alta frequência. As grandes escalas de movimento turbulento, como são dotadas de maior inércia e energia, provocam

perturbações de pressão local de menor frequência, propagando-se como ondas sonoras de baixa frequência até o observador.

O perfil de velocidade do jato durante sua fase de desenvolvimento inicial é dependente da razão entre a pressão de estagnação do reservatório,  $p_0$ , e a pressão ambiente,  $p_a$ . Donaldson e Snedeker (1971) classificaram os jatos em três categorias, conforme ilustra a Figura 2.2 de acordo com cada uma das faixas de razão de pressão definidas pelos autores.

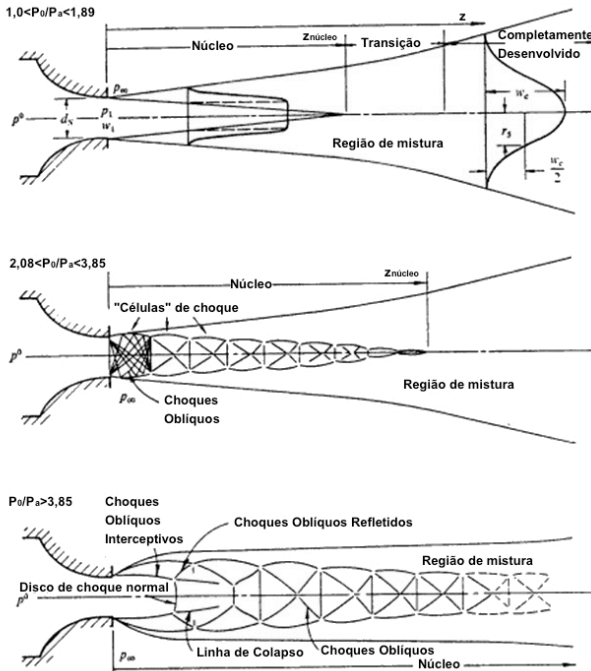


Figura 2.2 – Variações de escoamento em bocais. Adaptado de Donaldson e Snedeker(1971).

Devido aos efeitos de compressibilidade observados no escoamento, somente uma pequena parte das flutuações de pressão são radiadas como ondas sonoras. As flutuações de pressão acústicas no interior de jatos com números de Mach elevados são pequenas em comparação com a flutuação de pressão fluidodinâmica. Estas últimas são conhecidas como pseudo-som pois não são propagadas para o campo distante, embora sejam audíveis no campo próximo ao jato (Donaldson e Snedeker, 1971). Definem-se quatro números adimensionais para caracterizar jatos, definidos por:

- Número de Mach:

$$M = \frac{U_j}{C_j}; \quad (1)$$

- Número de Mach acústico:

$$M_a = \frac{U_j}{C_\infty}; \quad (2)$$

- Número de Mach do jato:

$$M_j = \left\{ \left[ \left( \frac{p_0}{p_a} \right)^{(\gamma-1/\gamma)} - 1 \right] \left( \frac{2}{\gamma-1} \right) \right\}^{1/2}; \quad (3)$$

- Número de Reynolds:

$$Re = \frac{U_j D}{\nu}. \quad (4)$$

O número de Mach e o número de Mach acústico caracterizam o regime do escoamento, se supersônico ou subsônico, enquanto que o número de Mach do jato representa a condição na saída do bocal se o escoamento fosse completamente expandido. O número de Reynolds representa uma relação entre forças inerciais e forças viscosas. De posse dessas informações consegue-se caracterizar jatos e entender melhor sua relação com a geração de ruído.

Visando reduzir o ruído acústico de aeronaves, muitos estudos foram desenvolvidos objetivando o entendimento da fluidodinâmica de jatos. Para uma exposição desses trabalhos, torna-se conveniente dividi-los em duas categorias: investigações experimentais e investigações numéricas.

## 2.1 INVESTIGAÇÕES EXPERIMENTAIS

Muitas investigações experimentais foram realizadas objetivando o entendimento da física envolvida em jatos, procurando identificar as fontes sonoras e a influência dos sistemas de controle passivo. Zaman (1999) investigou as características de espalhamento de jatos livres em regime compressível variando a geometria do bocal e o número de Mach em uma faixa de 0,3 a 2,0. O autor observou que bocais assimétricos causam um espalhamento maior do jato do que bocais simétricos, e que esse espalhamento é ainda maior em condições supersônicas do que subsônicas. De acordo com Zaman (1999), a

presença de *tabs* aumentam ainda mais o espalhamento do jato e acabam eliminando o efeito denominado *screech* em jatos simples supersônicos.

Chua *et al.* (2003) analisaram o efeito de *tabs* na camada cisalhante de jatos incompressíveis em bocais quadrados, utilizando para tais geometrias diferentes *tabs*, descrevendo as estruturas formadas nas diferentes condições de escoamento estudadas. Notou-se que pequenos *tabs* podem modificar drasticamente o formato do escoamento, e que a forma como os *tabs* são distribuídos ao longo do bocal pode causar uma maior distorção no perfil do escoamento do que a quantidade de *tabs* utilizados, demonstrando então que a quantidade de elementos perturbadores no escoamento não é um parâmetro de grande valia para este tipo de dispositivo.

Nesbitt *et al.* (2007) realizaram uma investigação com o foco em certificar que modelos de bocais em escala podem representar os mesmos efeitos que são observados nos bocais em escala real. Segundo Nesbitt *et al.* (2007) os *chevrons* alteram as características do jato, bem como a intensidade do ruído gerado e a localização das fontes. Estas mudanças devem ser muito bem conhecidas para que se possa comparar testes de ruído em turbinas em escala real (protótipo) com modelos em escala reduzida (modelo). Os resultados mostraram que essa relação entre modelo e protótipo é possível, estabelecendo algumas relações empíricas para a distribuição de fontes sonoras no escoamento que ajustam os valores do modelo para representar o protótipo.

Rahman (2010) estudou o efeito de condições de contorno de jatos, fornecendo um banco de dados importante para simulações numéricas para jatos subsônicos, variando o número de Reynolds e testando parâmetros como perfis de velocidade na entrada e geometrias variadas de bocais. Long *et al.* (2010) dirigiram um estudo na mesma linha de Rahman (2010) sobre as condições de entrada do fluido nos bocais serrilhados, mas para escoamentos supersônicos, mostrando que pequenas variações nas condições impostas na entrada do bocal geram grandes alterações no comportamento do escoamento, alterando o ruído observado no campo distante em até 3 dB.

Bridges e Wernet (2007) investigaram o efeito da temperatura em jatos com bocais serrilhados com um sistema de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV), observando um aumento nos valores de energia cinética turbulenta e de temperatura na saída do bocal, porém com uma mudança insignificante nas características do escoamento médio. Bhat (2007) demonstra por meio de testes com bocais de diversos diâmetros e diferentes números de Reynolds que existe uma variação no ruído gerado por jatos quentes e frios. Os jatos quentes



( $T/T_a = 1,76$  e  $T/T_a = 2,23$ ) demonstraram que a potência sonora irradiada tem uma dependência de  $V_j^6$  do ruído com o campo do escoamento. Para jatos frios ( $T/T_a = 0,86$ ) esta dependência é da ordem de  $V_j^8$ , demonstrando uma pequena diferença no formato do espectro de pressão sonora em relação a jatos quentes, independentemente dos bocais utilizados.

Gutmark *et al.* (2007) desenvolveram um estudo experimental empregando os resultados da teoria de Michalke (1992) sobre jatos coaxiais, sendo o número de Mach do jato principal igual a 1,18 e variando o número de Mach do jato secundário de 0,2 a 0,85. Os resultados demonstraram que bocais serrilhados no jato principal causam uma redução no espaçamento das células de choque, explicando assim as altas frequências do ruído gerado na presença de choques, e uma clara redução no ruído de banda larga observado no caso do jato secundário com Mach 0,85 em bocais com chevron. Outros trabalhos importantes nesta linha são os de Gudmundsson e Colonius (2007), que investigaram a estabilidade do escoamento em bocais com e sem dentes serrilhados; Birch *et al.* (2007) que investigaram o efeito de microjatos no escoamento; Kennedy e Fitzpatrick (2010) que desenvolveram um estudo sobre o efeito de bocais serrilhados sobre as características turbulentas do escoamento.

Bridges e Brown (2004) estudaram o efeito de diversas geometrias de bocais serrilhados tanto na fluidodinâmica do jato quanto no ruído observado no campo distante, variando a quantidade, ângulo, comprimento de penetração dos dentes e simetria do bocal. Nesse trabalho, o número de Mach utilizado foi de 0,9 e os dados fluidodinâmicos foram extraídos por meio de medições com PIV. O campo acústico foi medido a 2,54m da saída do bocal, uma distância equivalente a 50 diâmetros do jato,  $D_j$ , variando o ângulo polar de  $50^\circ$  a  $165^\circ$  em relação ao eixo axial do jato. Devido ao grande número de parâmetros testados, bem como o cuidado com a validação do aparato experimental, as medições de Bridges e Brown (2004) têm sido usadas como referência em diversas investigações numéricas. De fato, o presente trabalho utilizará tais dados experimentais para fins de validação dos modelos numéricos de previsão do escoamento e do campo acústico.

## 2.2 INVESTIGAÇÕES NUMÉRICAS

As análises numéricas de jatos podem ser realizadas via simulação direta (DNS), simulação de grandes escalas (LES), simulação

baseada em modelos seguindo o conceito de média de Reynolds (RANS), bem como a combinação desses métodos. No caso de DNS, resolve-se diretamente o escoamento turbulento através da formulação tridimensional e transiente das equações de Navier-Stokes. Na alternativa representada por LES, somente as grandes escalas de movimento turbulento são resolvidas e o efeito das menores escalas sobre o escoamento é avaliado por meio de modelos de turbulência de submalha. Em modelos do tipo RANS, adota-se uma média temporal das equações de Navier-Stokes e modelos de turbulência devem avaliar o transporte turbulento de propriedades do escoamento. Finalmente, modelos híbridos podem ser formados pela combinação dos métodos supracitados, tais como RANS/LES, neste caso adotando-se um modelo RANS para regiões próximas a paredes sólidas, onde as estruturas de movimento turbulento são menores, e LES no restante do escoamento.

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 na discretização 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 e inviabilizaria este tipo de simulação. Alguns pesquisadores como Moore e Boersma (2006) investigaram o efeito da temperatura com esta metodologia, mas para um escoamento com número de Reynolds,  $Re$ , de apenas 4.000 e obtiveram excelentes resultados, embora em condições muito longes de situações de interesse no estudo de jatos. Bricteux *et al.* (2011) também aplicaram DNS, mas para um  $Re = 93.000$ , obtendo resultados coerentes em relação aos dados experimentais.

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  $Re \leq 10^5$ . Uzun e Hussaini (2006) 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  $Re \leq 10^5$  e número de Mach,  $M$ , igual a 0,6, obtendo resultados concordantes com os dados experimentais, mas também muito longe da situação de decolagem de um avião. Por exemplo, para a aeronave, modelo EMB190, fabricada pela EMBRAER, os número de Reynolds e

de Mach são aproximadamente  $10^6$  e 0,9, respectivamente, na condição de decolagem. Koh *et al.* (2009) investigaram o efeito da temperatura para um escoamento com  $Re = 400.000$  e  $M = 0,9$ , obtendo resultados para o campo de temperaturas em concordância com os dados experimentais. Yazdi *et al.* (2011) investigaram o efeito de microjatos inseridos no escoamento na saída do bocal utilizando também LES e perceberam a formação de instabilidades e turbulência com maior intensidade na região mais próxima ao bocal, em linha com evidências de medições.

Analisando a metodologia RANS, Tide e Babu (2008) utilizaram o 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). Os autores utilizaram duas geometrias de *chevron*, variando o ângulo de penetração, obtendo resultados com desvios de até 20 dB em relação aos dados experimentais para o campo acústico por meio da analogia de Ffowcs-Williams e Hawkings. Para a fluidodinâmica, os desvios foram menores, deferindo no máximo 30% dos dados experimentais, porém o número de Mach de 0,75 é ainda baixo comparado a situações de interesse prático para o estudo de jatos livres.

Birch *et al.* (2006) utilizaram o modelo  $k-\epsilon$  com as suas constantes modificadas em duas regiões distintas do escoamento, empregando quatro dos dez bocais ensaiados por Bridges e Brown (2004). Embora os resultados tenham mostrado boa concordância com os dados experimentais, a prática de adotar diferentes constantes para o modelo de turbulência em diferentes regiões, origina uma perda de generalidade do mesmo e o torna aplicável somente para as condições simuladas. Um estudo mais abrangente, incluindo *by-pass*, *bevels*, *pilones* e combinações destes, foi realizado por Birch *et al.* (2007) com o mesmo modelo  $k-\epsilon$  modificado, demonstrando que seria necessário um modelo que pudesse descrever com maior precisão o efeito dos bocais serrilhados, uma vez que os modelos existentes falham nesse ponto. Segundo os autores, um aspecto importante em aeroacústica seria o desenvolvimento de um modelo acústico que pudesse prever, a partir de simulações RANS, variações azimutais no espectro, pois escoamentos reais são assimétricos, uma vez que as simulações RANS são, para a indústria, a única forma prática de simulação de jatos.

Engblom *et al.* (2004) utilizaram o código WIND desenvolvido em volumes finitos pela NASA e empregaram o modelo de turbulência SST para simular as geometrias investigadas experimentalmente por

Bridges e Brown (2004). O código MGBK foi utilizado para a previsão acústica do problema, utilizando as equações de Lilley para representar a propagação do som. Os autores observaram que os resultados superestimaram o comprimento do núcleo potencial do jato, apesar de uma boa concordância em relação à taxa de espalhamento do jato tanto quente quanto frio, mas as previsões acústicas se mostraram incompatíveis com os dados experimentais, tanto na frequência de pico do espectro, que foi obtido em uma frequência 1000 Hz abaixo da observada experimentalmente, quanto aos valores de pico do espectro, que chegam a 6 dB acima dos dados de referência.

Raiazada e Morris (2006) desenvolveram estudos utilizando o modelo  $k-\epsilon$  para a previsão do escoamento e um modelo para prever o ruído acústico, composto pelas equações de Lilley para identificação e modelagem das fontes sonoras e as equações linearizadas de Euler para a propagação das perturbações sonoras até o observador no campo distante. Os resultados apresentaram boa concordância com os dados experimentais para o campo do escoamento. Considerando o campo acústico, deficiências foram encontradas na previsão do ruído em ângulos baixos, entre 50° e 30°, com erros da ordem de 20 dB, da mesma forma como observado nas demais metodologias atualmente disponíveis.

Silva *et al.* (2007) utilizaram o modelo de transporte para as tensões de Reynolds (RSTM) na solução do jato de um bocal sem serrilhado, comparando seus resultados com o trabalho de Simonich *et al.* (2000). O bocal não foi incluído no interior do domínio de solução a fim de evitar complicações associadas à construção da malha computacional. Para a previsão do campo acústico foram utilizados o método de Lighthill (com e sem filtro temporal) e o método de Ffowcs-Williams e Hawkings, com o emprego do mesmo código comercial adotado nesta dissertação. O método empírico para o cálculo do ruído de jato utilizado para a simulação é chamado SAE ARP 876D (Batten *et al.*, 1999a), testado em 1970 em várias condições de escoamento e temperatura. O escoamento foi analisado para dois números de Mach ( $M = 0,6$  e  $0,9$ ). Os autores destacaram a importância de se descartar a energia das escalas que não podem ser resolvidas com o passo de tempo adotado na simulação, evitando assim erros de *aliasing*. Os resultados mostram uma diferença superior a 15 dB para o espectro de ruído do escoamento de Mach 0,6 e de quase 10 dB em baixa frequência para o escoamento de Mach 0,9. Considerando o espectro com e sem filtro, os autores corroboraram a necessidade de utilização da metodologia de filtragem.

Aflalo *et al.* (2010) adotaram o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  cúbico para solucionar jatos de bocais com e sem serrilhado. O método utilizado para a previsão de ruído foi a analogia acústica de Lighthill, utilizando o código CFD++/CAA++, da mesma forma como em Silva *et al.* (2007). Resultados numéricos indicaram o efeito que as diferentes configurações dos bocais testados possuem sobre a fluidodinâmica e a acústica.

Silva (2011) apresentou estudos utilizando o método de cálculo do ruído no campo distante chamado Lighthill Ray-Tracing (LRT). O LRT é um método de cálculo do campo sonoro relativamente rápido baseado na Analogia Acústica de Lighthill partindo de uma solução do campo do escoamento por meio da metodologia RANS. Esta metodologia é capaz de prever efeitos de refração do jato, que é muito importante considerando-se jatos livres e que limitava a solução por funções de Green da analogia de Lighthill. Para este estudo foram utilizados vários tipos de bocais coaxiais e o modelo de turbulência utilizado foi o modelo  $k-\varepsilon$  cúbico, obtendo resultados semelhantes aos obtidos previamente em outros trabalhos. O modelo prevê um núcleo potencial de  $10 D_j$  de comprimento enquanto que os dados experimentais mostram um núcleo potencial de  $6 D_j$ . Apesar disso, os resultados acústicos mostraram-se bastante coerentes com os dados experimentais, apresentando desvios da ordem de 3 dB, com apenas algumas limitações em altas frequências (próximas a  $10^4$  Hz) para jatos aquecidos e para ângulos maiores de 110 graus. O método LRT é bastante promissor para estudos futuros, mostrando-se melhor até mesmo que o amplamente referenciado MGBK da NASA para a maior parte das simulações apresentadas.

### 2.3 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS

Os trabalhos revisados evidenciam o uso de modelos baseados nas equações RANS como uma alternativa para a previsão do escoamento e como base para modelos acústicos. Apesar de todas as incertezas de previsão de escoamentos inerentes a modelos RANS e de previsão acústica, o custo deste tipo de simulação e os benefícios que se pode obter da mesma justificam novos estudos. Embora a evolução dos recursos computacionais esteja aumentando o alcance de simulações LES para jatos com número de Reynolds mais elevados, modelos de turbulência e modelos acústicos de baixo custo serão sempre necessários em problemas de interesse industrial, especialmente no estudo de concepções preliminares de projeto.

Considerando o exposto, os objetivos específicos da presente dissertação podem ser indicados da seguinte forma:

- Investigar a aplicação de dois modelos de turbulência na simulação de jatos, representados pelo modelo de viscosidade turbulenta  $k$ - $\epsilon$  cúbico e o modelo de transporte para o tensor de Reynolds (RSTM);
- A partir das previsões RANS do escoamento, verificar a adequação dos métodos de previsão acústica, um seguindo a analogia acústica de Lighthill implementada no pacote chamado waveprop1 e o outro a analogia acústica de Ffowcs-Williams e Hawkings implementada no módulo NLAS do código comercial CFD++/CAA++.
- Analisar numericamente o efeito de bocais serrilhados sobre o ruído observado no campo distante.

Os três objetivos supracitados serão buscados com o emprego dos modelos de turbulência e acústicos disponíveis no código comercial CFD++/CAA++ (Metacomp, 2009).

### 3 MODELOS MATEMÁTICOS

A modelagem utilizada para o cálculo do nível de pressão sonora gerado por jatos segue uma abordagem híbrida, ou seja, separam-se as soluções do campo do escoamento e do campo acústico. Desta forma, o campo do escoamento é resolvido inicialmente e então utilizado como dado de entrada dos métodos acústicos. A seguir são apresentados os detalhes básicos desses modelos.

#### 3.1 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Existem diversos modelos de turbulência do tipo RANS na literatura. Neste trabalho foram adotados dois modelos em virtude destes serem os únicos que podem ser empregados para fornecer dados de entrada para as simulações acústicas no software CFD++/CAA++: i) modelo de viscosidade turbulenta  $k$ - $\varepsilon$  cúbico e ii) o modelo de transporte para as tensões de Reynolds (RSTM), que serão descritos a seguir.

##### 3.1.1 Modelo $k$ - $\varepsilon$ cúbico

O modelo cúbico  $k$ - $\varepsilon$  resolve equações de transporte para a energia cinética turbulenta ( $\tilde{k}$ ) e a taxa de sua dissipação ( $\tilde{\varepsilon}$ ), dispostas na Equação (5) e na Equação (6) respectivamente:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i \tilde{k}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_i} \right] + P_k - \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} ; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} \right] \\ + [C_{\varepsilon 1} P_k - (C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} - E)] T_t^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Nas Equações (5) e (6), os números de Prandtl turbulentos  $\sigma_k$  e  $\sigma_\varepsilon$  assumem os valores de 1,0 e 1,3, enquanto que para as constantes  $C_{\varepsilon 1}$  e  $C_{\varepsilon 2}$  são atribuídos os valores o valor de 1,44 e 1,92 (Metacomp, 2009). A escala de tempo  $T_t$  na Equação (6) é definida por:

$$T_t = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}} \max(1, \xi^{-1}); \quad (7)$$

onde,

$$\xi = \frac{\sqrt{Re_t}}{\sqrt{2}}; \quad (8)$$

$$Re_t = \frac{\tilde{k}^2}{(v\tilde{\varepsilon})}. \quad (9)$$

O parâmetro  $E$  da Equação (6) pode ser definido por meio da Equação (10), na qual  $A_{E\tau} = 0,15$ .

$$E = A_{E\tau}\bar{\rho} \max \left[ \tilde{k}^{\frac{1}{2}}, (v\tilde{\varepsilon})^{\frac{1}{4}} \right] \sqrt{\tilde{\varepsilon}T_t}\Psi_\tau; \quad (10)$$

onde,

$$\Psi_\tau = \max \left[ \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \frac{\partial \tau}{\partial x_j}, 0 \right], \quad \tau = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}}. \quad (11)$$

O termo de produção de energia cinética turbulenta,  $P_k$ , é descrito pela Equação (12). Conforme Craft *et al.* (1996), a formulação exposta na Equação (13) para o tensor de Reynolds contém termos de ordem cúbica que são capazes de modelar a anisotropia de escoamentos turbulentos:

$$P_k = -\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} = & \bar{\rho} \frac{2}{3} \tilde{k} \delta_{ij} - \mu_t S_{ij}^* + c_1 \frac{\mu_t \tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}} \left( S_{ik}^* S_{kj}^* - \frac{1}{3} S_{kl}^* S_{kl}^* \delta_{ij} \right) \\ & + c_2 \frac{\mu_t \tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}} (\Omega_{ik} S_{kj}^* - \Omega_{jk} S_{ki}^*) \\ & + c_3 \frac{\mu_t \tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}} \left( \Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \delta_{ij} \right) \\ & + c_4 \frac{\mu_t \tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}^2} (S_{ki}^* \Omega_{ij} - S_{kj}^* \Omega_{li}) S_{kl}^* \\ & + c_5 \frac{\mu_t \tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}^2} \left( \Omega_{il} \Omega_{lm} S_{mj}^* + S_{il}^* \Omega_{lm} \Omega_{mj} \right. \\ & \left. - \frac{2}{3} S_{lm}^* \Omega_{mn} \Omega_{nl} \delta_{ij} \right) + c_6 \frac{\mu_t \tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}^2} (S_{ij}^* S_{kl}^* S_{kl}^*) \\ & + c_7 \frac{\mu_t \tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}^2} (S_{ij}^* \Omega_{kl} \Omega_{kl}); \end{aligned} \quad (13)$$



onde,

$$S_{ij}^* = \left( \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}; \quad (14)$$

$$\Omega_{ij} = \left( \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right). \quad (15)$$

Craft *et al.* (1996) mostraram a necessidade de parâmetros corretivos no cálculo da viscosidade turbulenta  $\mu_t$  junto a paredes sólidas e propuseram a seguinte forma para o seu cálculo:

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \bar{\rho} \tilde{k}^2 / \tilde{\varepsilon}. \quad (16)$$

A viscosidade turbulenta é avaliada em termos da energia cinética  $\tilde{k}$  e a taxa de dissipação isotrópica  $\tilde{\varepsilon}$ :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - 2\nu(\partial k^{1/2}/\partial x_j)^2; \quad (17)$$

que desaparece nas proximidades da parede (Jones e Launder, 1972). O coeficiente  $c_\mu$  na Equação (16) é calculado por,

$$c_\mu = \frac{2}{3(A_1 + S + 0,9\Omega)}; \quad (18)$$

onde,

$$S = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij}^* S_{ij}^*}; \quad \Omega = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}; \quad A_1 = 1,25. \quad (19)$$

Por outro lado, o parâmetro  $f_\mu$  é calculado como:

$$f_\mu = \frac{1 - e^{-A_\mu R_t}}{1 - e^{-\sqrt{R_t}}}. \quad (20)$$

As Equações (14), (15), (18) e (20) e os coeficientes  $c_1$  a  $c_7$  diferem da proposta original de Craft *et al.* (1996), mas promovem efeito análogo no escoamento. Os coeficientes estão dispostos a seguir:

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{3}{4[(1000 + S^3)c_\mu]}; & c_2 &= \frac{15}{4[(1000 + S^3)c_\mu]}; \\ c_3 &= \frac{-19}{4[(1000 + S^3)c_\mu]}; & c_4 &= -10c_\mu^2; & c_5 &= 0; \\ c_6 &= -2c_\mu^2; & c_7 &= -c_6. \end{aligned} \quad (21)$$

### 3.1.2 Modelo de Transporte do Tensor de Reynolds

O modelo de transporte do tensor de Reynolds (RSTM) contém equações de transporte para cada uma das componentes do tensor, o que confere ao modelo um maior embasamento físico do que modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta. Porém o custo computacional associado a simulações com o modelo RSTM é mais elevado, pois sete equações de transporte para grandezas turbulentas devem ser resolvidas.

O modelo RSTM adotado neste trabalho é uma versão desenvolvida por Batten *et al.* (1999b). A equação de transporte do tensor de Reynolds pode ser escrita assim:

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i'' u_j''}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u_i'' u_j'' \tilde{u}_k}}{\partial x_k} = P_{ij} + d_{ij} + \varphi_{ij}^* - \varepsilon_{ij}. \quad (22)$$

O termo de produção do tensor de Reynolds  $P_{ij}$  e o termo de difusão turbulenta  $d_{ij}$  são dados nas Equações (23) e (24), respectivamente:

$$P_{ij} = - \left( \overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} + \overline{\rho u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} \right); \quad (23)$$

$$d_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \tilde{\mu} \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial x_k} + 0,22 \frac{\tilde{\rho} \tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \left[ \overline{u_k'' u_l''} \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial x_l} \right] \right) + \frac{d_{kk}^p \overline{\rho u_i'' u_j''}}{2 \tilde{k}}. \quad (24)$$

No equacionamento apresentado acima,  $d_{kk}^p$  representa o transporte do tensor de Reynolds devido a flutuações de pressão, e pode ser escrito pela Equação (25):

$$d_{kk}^p = - \frac{1}{\tilde{\rho}} \left( \frac{\partial p \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right); \quad (25)$$

onde,

$$p \tilde{u}_k = - \tilde{\rho} (1 - A) (0,5 d_k + 1,1 d_k^A) (\tilde{\nu} \tilde{\epsilon} \tilde{k} A A_2)^{1/2} C_{pd}; \quad (26)$$

com,

$$C_{pd} = (1 + 2 \exp(-Re_t/40)) A_2 + 0,4 Re_t^{-1/4} \exp(-Re_t/40). \quad (27)$$

Os vetores  $d_k$  e  $d_k^A$  na Equação (26) são conhecidos como vetores direcionais normalizados para avaliar o efeito de paredes sólidas, descritos na Equação (28):

$$d_k = \frac{N_i}{[0,5 + \sqrt{N_k N_k}]} ; \quad d_k^A = \frac{N_i^A}{\left(0,5 + \sqrt{N_k^A N_k^A}\right)} ; \quad (28)$$

onde,

$$N_i = \frac{\partial(lA)}{\partial x_i} ; \quad N_i^A = \frac{\partial(l_e \sqrt{A})}{\partial x_i} ; \quad l = \frac{\tilde{k}^{3/2}}{\tilde{\varepsilon}}. \quad (29)$$

Nas equações anteriores,  $N_i$  e  $N_i^A$  são os vetores gradientes da escala de comprimento da turbulência e da escala de comprimento modificada. Na Equação (29),  $l$  e  $l_e$  são as escalas de comprimento da turbulência avaliada pelo modelo e obtida da condição de equilíbrio.

O termo de redistribuição ( $\varphi_{ij}^*$ ) descrito em Batten *et al.* (1999a) utiliza-se do modelo cúbico de pressão-deformação de Fu (1988) em conjunto com alguns coeficientes e correções para a não homogeneidade do escoamento. O termo pode ser escrito como:

$$\varphi_{ij}^* = \varphi_{ij1}^* + \varphi_{ij1}^{inh} + \varphi_{ij2}^{inh} + \varphi_{ij2}^* ; \quad (30)$$

onde,

$$\varphi_{ij1}^* = -c_8 \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}^* \left[ a_{ij} + c_8' \left( a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} A_2 \delta_{ij} \right) \right] - \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}^* A^{\frac{1}{2}} a_{ij} ; \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \varphi_{ij1}^{inh} = & f_{w1} \frac{\tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \left( \overline{u_i'' u_k''} d_l^A d_k^A \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i'' u_k''} d_j^A d_k^A - \frac{3}{2} \overline{u_j'' u_k''} d_i^A d_k^A \right) \\ & + f_{w2} \frac{\tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \left( \overline{u_m'' u_n''} \overline{u_l''} d_n^A d_l^A \delta_{ij} \right. \\ & \left. - \frac{3}{2} \overline{u_i'' u_m''} \overline{u_n''} d_j^A d_l^A - \frac{3}{2} \overline{u_j'' u_m''} \overline{u_n''} d_i^A d_l^A \right) ; \end{aligned} \quad (32)$$

$$\varphi_{ij2}^{inh} = f_1 \tilde{\rho} \tilde{k} \frac{\partial u_l}{\partial x_n} d_l d_n \left( d_i d_j - \frac{1}{3} d_k d_k \delta_{ij} \right) ; \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
 \varphi_{ij2}^* = & -0,6 \left( P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{kk} \right) + 0,3 a_{ij} P_{kk} \\
 & - \frac{0,2\bar{\rho}}{\bar{k}} \left[ \overline{u_k'' u_j'' u_i''} \left( \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_l} + \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_k} \right) \right. \\
 & \left. - \overline{u_l'' u_k''} \times \left( \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_l} + \overline{u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_l} \right) \right] \\
 & - c_9 [A_2 (P_{ij} - D_{ij}) \\
 & + 3 a_{mi} a_{nj} \times (P_{nm} - D_{mn})] \\
 & + c'_9 \left[ \left( \frac{7}{15} - \frac{A_2}{4} \right) \left( P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{kk} \right) \right] \\
 & + 0,1 \left[ a_{ij} - \frac{1}{2} \left( a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} A_2 \right) \right] P_{kk} \\
 & - 0,05 a_{ij} a_{lk} P_{kl} \\
 & + \frac{0,1}{\bar{k}} \left[ \left( \overline{u_i'' u_k''} P_{mj} + \overline{u_j'' u_m''} P_{mi} \right) \right. \\
 & \left. - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{u_l'' u_m''} P_{ml} \right] \\
 & + \frac{0,1}{\bar{k}^2} \left[ \overline{u_l'' u_i'' u_k'' u_j''} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{u_l'' u_m'' u_k'' u_m''} \right] \\
 & \times \left[ 6 D_{lk} + 13 \bar{\rho} \bar{k} \left( \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_l} + \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_k} \right) \right] \\
 & + \frac{0,1}{\bar{k}^2} \overline{u_l'' u_i'' u_k'' u_j''} (D_{lk} - P_{lk});
 \end{aligned} \tag{34}$$

e os coeficientes utilizados são obtidos por:

$$\begin{aligned}
 c_8 = & 3,2 f_A A_2^{\frac{1}{2}} \min[(Re_t/160)^2, 1]; \quad c'_8 = 1,1; \\
 c_9 = & \min \left\{ 0,55 [1 - \exp(-A^{3/2} Re_t/100)], \frac{3,2A}{(1+S)} \right\}; \\
 c'_9 = & \min [0,6, A^{1/2}] + 3,5(S - \Omega)/(3 + S + \Omega) - \\
 & 4 \min[S_1, 0]; \tag{35} \\
 f_{w1} = & 2,35 \left( 1 - A^{\frac{1}{2}} \right) \min \left\{ 1, \max \left[ 0,1 - \frac{(Re_t - 55)}{50} \right] \right\}; \\
 f_{w2} = & 0,6 A_2 \left( 1 - A^{\frac{1}{2}} \right) \min \left\{ 1, \max \left[ 0,1 - \frac{(Re_t - 50)}{85} \right] \right\} + 0,1;
 \end{aligned}$$

$$f_l = 3f_A; \quad f_A = \begin{cases} (A/14)^{1/2} & A < 0,05 \\ A/0,7^{1/2} & 0,05 < A < 0,7 \\ A^{1/2} & A > 0,7 \end{cases} \quad (36)$$

Conforme descrito em Batten *et al.* (1999a), o fato de as magnitudes de  $f_{w1}$  e  $f_{w2}$  serem da ordem de  $(1 - A^{1/2})$  e de suas dependências com  $Re_t$ , como pode ser visto na Equação (35), assegura que as correções de não homogeneidade atuem somente próximo à paredes sólidas. No equacionamento apresentado,  $A$  é o parâmetro de Lumley:  $A = 1 - 9/8(A_2 - A_3)$ ;  $A_2$  é o segundo invariante anisotrópico do tensor  $a_{ij}a_{ij}$  e  $A_3$  é o terceiro invariante anisotrópico do tensor  $a_{ij}a_{jk}a_{ki}$ . O tensor  $a_{ij}$  é o tensor anisotrópico adimensional:

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i'' u_j''}}{\bar{k}} - \frac{2}{3} \delta_{ij}. \quad (37)$$

Finalmente, o termo de dissipação viscosa  $\varepsilon_{ij}$  pode ser modelado como,

$$\varepsilon_{ij} = \frac{(1 - f_\varepsilon) \tilde{\rho} (\varepsilon'_{ij} + \varepsilon''_{ij})}{D} + \frac{2}{3} f_\varepsilon \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon} \delta_{ij}; \quad (38)$$

onde,

$$D = \frac{\varepsilon'_{ij} + \varepsilon''_{ij}}{2\varepsilon}. \quad (39)$$

Os termos  $\varepsilon'_{ij}$ ,  $\varepsilon''_{ij}$  e  $D$  são avaliados por:

$$\varepsilon'_{ij} = \tilde{\varepsilon} \frac{\overline{u_i'' u_j''}}{\bar{k}} + 2\tilde{\nu} \frac{\overline{u_i'' u_j''}}{\bar{k}} \frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_l} \frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_n} + 2\tilde{\nu} \left( \frac{\overline{u_i'' u_l''}}{\bar{k}} \frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_j} \frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_l} + \frac{\overline{u_l'' u_j''}}{\bar{k}} \frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_i} \frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_l} \right); \quad (40)$$

$$\varepsilon''_{ij} = f_R \tilde{\varepsilon} \left( 2 \frac{\overline{u_i'' u_k''}}{\bar{k}} d_l^A d_k^A \delta_{ij} - \frac{\overline{u_l'' u_l''}}{\bar{k}} d_l^A d_j^A - \frac{\overline{u_l'' u_j''}}{\bar{k}} d_l^A d_i^A \right). \quad (41)$$

## 3.2 MODELAGEM DO CAMPO ACÚSTICO

### 3.2.1 Aeroacústica

Aeroacústica é o termo utilizado para se definir o estudo da geração e da propagação do ruído gerado por escoamentos de gases livres ou em contato com superfícies sólidas. Em aeroacústica podemos definir o problema com base em três parâmetros: número de Reynolds, número de Mach e número de Strouhal. Os dois primeiros já foram definidos no capítulo 2 e o número de Strouhal é definido como:

$$St = \frac{f D_j}{U} \quad (43)$$

Atualmente conhecem-se dois métodos de solução de problemas de aeroacústica. O primeiro deles é denominado método direto e consiste em calcular o escoamento e o campo acústico simultaneamente na mesma simulação. O segundo método é conhecido como método híbrido, sendo aplicável a casos em que os campos acústicos e do escoamento possuem um acoplamento desprezível e podem então ser resolvidos separadamente. O método consiste em resolver o escoamento primeiramente, extrair a distribuição das fontes sonoras e propagar as ondas sonoras geradas por essas até o observador. A extração das fontes sonoras é feita por meio de analogias como as de Lighthill, Ffowcs-Williams e Hawkings, Powell, Möhring entre outras.

A analogia acústica de Lighthill merece uma atenção especial, pois foi o primeiro método de propagação de ruído e é até hoje utilizada em cálculos de ruído. Além disto, a analogia acústica de Lighthill será um dos métodos a ser empregados neste trabalho. Outro método que também será empregado é o método desenvolvido por Ffowcs-Williams e Hawkings. Ambos os métodos são descritos nas seções a seguir.

### 3.2.2 Analogia Acústica de Lighthill

As equações de Lighthill para a propagação do ruído aerodinâmico originam-se das equações da continuidade, Equação (44), e da equação da quantidade de movimento do fluido, Equação (45), em suas formas conservativas:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0; \quad (44)$$

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0. \quad (45)$$

O tensor viscoso  $\tau_{ij}$  pode ser definido por meio da Equação (46) para fluidos newtonianos:

$$\tau_{ij} = \mu \left[ \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right]. \quad (46)$$

A analogia de Lighthill é derivada a partir das Equações (44) e (45), através da aplicação da derivada temporal na Equação (44) e do divergente na Equação (45):

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \rho U_i}{\partial x_i \partial t} = 0; \quad (47)$$

$$\frac{\partial^2 \rho U_i}{\partial x_i \partial t} + \frac{\partial^2 \rho u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = 0. \quad (48)$$

Substituindo a Equação (47) na Equação (48), e adicionando o termo  $-c_\infty^2 \partial^2 \rho / (\partial x_i \partial x_i)$  em ambos os lados, obtém-se a Equação de Lighthill (1951):

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}; \quad (49)$$

onde o tensor de Lighthill,  $T_{ij}$ , é definido por

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + \delta_{ij} (p - c_\infty \rho); \quad (50)$$

contendo todos os efeitos inerentes à propagação acústica, dentre eles a convecção, difração, refração, reflexão, difusão dentre outros.

Conforme Lighthill (1951), a Equação (49) tem a mesma forma da equação que governa o campo acústico sujeita a uma fonte externa oriunda das flutuações do tensor  $T_{ij}$ . Os termos à esquerda da Equação (49) descrevem a propagação sonora em um meio acústico uniforme em repouso. Assim, as flutuações do tensor seriam proporcionais às variações em densidade, tendo como constante de proporcionalidade a velocidade do som ao quadrado ( $c_\infty^2$ ). O tensor de Lighthill da forma como foi definido contempla a parcela devido às flutuações do tensor de Reynolds, a parcela devido ao tensor viscoso ( $\tau_{ij}$ ) e uma parcela devido as flutuações de pressão e densidade.

Uma análise da ordem de grandeza dos termos mostra que os termos viscosos e de condução de calor (que causariam as flutuações de pressão como efeito das flutuações de densidade) são muito pequenas em relação às flutuações do tensor de Reynolds. Conforme

Lighthill (1951), se considerarmos um escoamento com baixo número de Mach em que qualquer diferença de temperatura entre o escoamento e o meio externo é devido unicamente à energia cinética do escoamento (aquecimento por fricção no fluido) ou resfriamento devido à rápida aceleração, o tensor de Lighthill pode ser aproximado por  $\rho u_i u_j$ , com um erro da ordem de  $M^2$ . Isto se deve ao fato de que mudanças na densidade sob estas condições são da ordem de  $M^2$  (Lighthill, 1951).

Para obter-se uma solução analítica para a Equação (49), algumas simplificações devem ser feitas, por exemplo, considerar que a fonte sonora, lado direito da equação, é independente do mecanismo de propagação sonora. Fazendo desta forma, a solução analítica para a Equação (49) torna-se possível por meio das funções de Green. Isto implica em assumir que os efeitos de propagação podem ser descritos por uma equação linear, mas somente aplicável a um meio uniforme em repouso.

A solução da Equação (49) via funções de Green pode ser assim escrita:

$$\rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV(\vec{y}). \quad (51)$$

Na equação acima,  $T_{ij} = T_{ij}(\vec{y}, \sigma)$ ,  $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ ,  $\rho_0$  é a constante de integração e  $\sigma$  é o atraso de tempo, definido por  $\sigma = t - r/c_\infty$ .

### 3.2.3 Analogia Acústica de Ffowcs-Williams e Hawkings

A analogia original de Ffowcs-Williams e Hawkings (1969) foi derivada com a extensão da analogia acústica de Curle (1955) para o caso de corpos sólidos que se movimentam arbitrariamente no domínio. Di Francescantonio (1997) notou que a formulação de Ffowcs Williams e Hawkings (1969) poderia ter outra interpretação. No lugar de superfícies sólidas, aplica-se a metodologia a uma superfície fictícia na região do escoamento, podendo ser definida, como em Moore (2009), como uma superfície porosa de Ffowcs-Williams e Hawkings.

A nova interpretação de Di Francescantonio (1997) ignora o escoamento interno a essa superfície, levando em consideração somente as descontinuidades mássicas e de quantidade de movimento na superfície hipotética e utilizando-as como fontes de geração de ondas acústicas que se propagam para o observador, sendo a superfície então estática, não mais em movimento como proposto originalmente por Ffowcs-Williams e Hawkings (1969). Com este tipo de formulação, qualquer geração de ruído dentro da superfície é automaticamente



contabilizada na superfície fictícia por integrais de superfície. Assim a superfície hipotética deve cobrir toda a região de geração de ruído, ou seja, toda região de geração de turbulência, que são as fontes de ruído de interesse. Esta interpretação de Di Francescantonio (1997) é adotada no código CFD++/CAA++ empregado nas simulações do presente trabalho.

A equação de Ffowcs-Williams e Hawkings utilizada para calcular o ruído no campo distante é representada pela equação a seguir (Metacomp, 2009):

$$\begin{aligned}
 & 4\pi p'(x_i, t) \\
 &= \iint \left[ \frac{\dot{Q}_j \hat{n}_j}{r(1 - M_r)^2} + \frac{Q_j \hat{n}_j (r\dot{M}_r + c_\infty(M_r - M^2))}{r^2 |1 - M_r|^3} \right]_{ret} ds \\
 &+ \iint \left[ \frac{\dot{L}_j \hat{r}_j}{c_\infty r(1 - M_r)^2} + \frac{L_j \hat{r}_j - L_j M_j}{r^2 (1 - M_r)^2} \right]_{ret} ds \\
 &+ \iint \left[ \frac{L_j \hat{r}_j (r\dot{M}_k \hat{r}_k + c_\infty(M_k \hat{r}_k - M^2))}{c_\infty r^2 |1 - M_r|^3} \right]_{ret} ds + p'_Q;
 \end{aligned} \tag{52}$$

onde,

$$Q_i = (\rho_\infty - \rho)v_i + \rho u_i; \tag{53}$$

$$L_i = p\hat{n}_i + \rho u_i(u_j - v_j)\hat{n}_j; \tag{54}$$

$$\dot{Q}_i = \dot{\rho}(u_i - v_i) + \rho \dot{u}_i; \tag{55}$$

$$\dot{L}_i = \dot{p}\hat{n}_i + \dot{\rho}u_i(u_j - v_j)\hat{n}_j + \rho[\dot{u}_i(u_j - v_j) + u_i \dot{u}_j]\hat{n}_j. \tag{56}$$

Nas Equações (52) a (56),  $u_i$  representa a velocidade do escoamento,  $v_i$  representa a velocidade da superfície, que no código CFD++/CAA++ é nula (superfície permanece imóvel). Como o número de Mach  $M$  é constante, a sua derivada temporal,  $\dot{M}$ , é nula. Também o termo  $p'_Q$  é nulo, uma vez que corresponde às fontes quadrupolares exteriores à superfície. No presente caso, considera-se que todas as fontes sonoras estão contidas dentro da superfície porosa de Ffowcs-Williams e Hawkings. A equação implementada, já com as simplificações acima citadas pode ser assim escrita:

$$\begin{aligned}
 4\pi p'(x_i, t) = & \iint \left[ \frac{\dot{L}_j \hat{r}_j}{c_\infty r (1 - M_r)^2} + \frac{L_j \hat{r}_j - L_j M_j}{r^2 (1 - M_r)^2} \right]_{ret} ds \\
 & + \iint \left[ \frac{L_j \hat{r}_j (M_k \hat{r}_k - M^2)}{r^2 |1 - M_r|^3} \right]_{ret} ds.
 \end{aligned} \tag{57}$$

## 4 PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO

A presente dissertação abrange o estudo do escoamento e do ruído associados com três geometrias de bocais adotadas nas medições de Bridges e Brown (2004). A modelagem utilizada para o cálculo no nível de pressão sonora é uma modelagem híbrida, ou seja, separa-se o campo do escoamento do campo acústico, calculando ambos separadamente. Nas simulações do escoamento turbulento médio adota-se o código CFD++.

A seguir são apresentados os aspectos geométricos dos bocais estudados, bem como detalhes do procedimento numérico, englobando condições de contorno, método de solução, funções de interpolação e acoplamento, configurações de malha, monitoramento de resíduo.

### 4.1 GEOMETRIAS DOS BOCAIS

Os bocais SMC000, SMC001 e SMC006 foram escolhidos para o estudo. Esses bocais foram empregados nas medições de Bridges e Brown (2004) e estão representados na Figura 4.1. Como pode ser observado, o bocal SMC000 não possui serrilhado e será adotado como geometria referência na análise do efeito dos *chevrons* presentes nos outros dois bocais. Os bocais SMC001 e SMC006 possuem 6 dentes, mas a inclinação desses no bocal SMC001 é bem menor do que no bocal SMC006, resultando em pequena penetração no escoamento.

A Tabela 4.1 apresenta os dados geométricos dos três bocais. O número e o comprimento dos dentes foram fixados como  $N = 6$  e  $C = 22,6$  mm, de forma a permitir a avaliação do efeito isolado do ângulo de penetração  $\theta$  sobre o escoamento e o campo acústico. Na Tabela 4.1, o parâmetro  $P$  refere-se à penetração, ou seja, diferença entre o raio medido na base e na ponta do dente, e  $D_e$  representa o diâmetro equivalente do bocal.

A Figura 4.2 ilustra o parâmetro  $\Gamma$  também apresentado na Tabela 4.1, denominado intensidade de vorticidade, o qual representa o quanto de vorticidade o bocal é capaz de gerar. O parâmetro  $\Gamma$  pode ser avaliado da seguinte equação:

$$\Gamma = \frac{\partial r}{\partial s}. \quad (58)$$

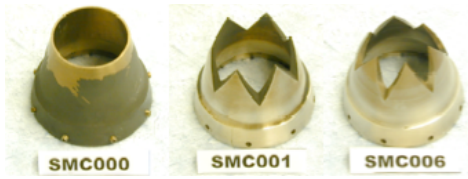


Figura 4.1 – Geometrias adotadas na simulação. Extraído de Bridges e Brown (2004).

Tabela 4.1 – Dados geométricos dos bocais.

Bocal	N	C(mm)	$\theta(^{\circ})$	P(mm)	$D_c(\text{mm})$	$\Gamma$
SMC000	0	-	-	-	50,8	-
SMC001	6	22,6	5,0	0,985	52,2	0,0089
SMC006	6	22,6	18,2	3,525	47,7	0,292

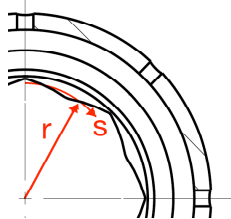


Figura 4.2 – Representação gráfica de  $\Gamma$ . Extraído de Bridges e Brown (2004).

O termo  $\Gamma$  da Equação (58) pode ser entendido como a taxa de variação do raio do bocal “ $r$ ” quando se percorre todo o comprimento da circunferência de saída do bocal, conforme a Figura 4.2. As condições iniciais utilizadas nas simulações foram extraídas das condições do experimento, com exceção da escala de comprimento da turbulência,  $L$ , e estão dispostas na Tabela 4.2. Após vários testes, a serem apresentados no capítulo 6, adotou-se a raiz quadrada da área da seção inicial do bocal como condição inicial de  $L$ . O valor inicial da componente axial de velocidade,  $U_{0x}$ , foi assumido com sendo 1m/s, enquanto das demais componentes,  $U_{0y}$  e  $U_{0z}$ , foram tomadas como iguais a zero. Por outro lado, a pressão e a temperatura de estagnação na entrada do bocal,  $p_e$  e  $T_e$ , bem como a pressão e a temperatura ambiente,  $p_a$  e  $T_a$ , foram as mesmas informadas por Bridges e Brown (2004).

Tabela 4.2 – Condições iniciais do problema.

Bocal	$L$ (mm)	$U_{\theta x}$ (m/s)	$p_e$ (kPa)	$T_e$ (K)	$p_a$ (kPa)	$T_a$ (K)
SMC000	135	1	178,2	288	97,7	280,2
SMC001	135	1	178,2	288	97,7	280,2
SMC006	135	1	178,2	288	97,7	280,2

A Figura 4.3 mostra uma vista em corte da geometria completa do bocal incluída na simulação, percebendo-se a contração do bocal e seus diâmetros nominais de entrada e saída. Na Figura 4.3, todas as dimensões são representadas em milímetros.

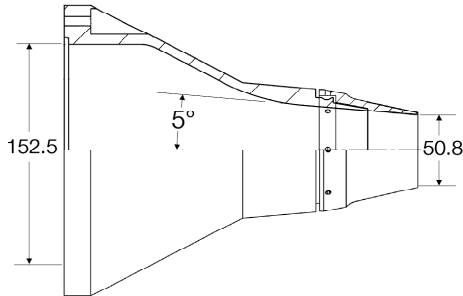


Figura 4.3 – Geometrias escolhidas para simulação. Extraído de Bridges e Brown (2004).

## 4.2 SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO

As simulações do campo do escoamento foram feitas utilizando-se o método dos volumes finitos. O esquema de interpolação numérica utilizada nas simulações é chamado de função TVD (“*Total Variation Diminishing*”) multidimensional de segunda ordem avaliada no centroide do elemento. Os fluxos advectivos foram calculados por meio da solução de “problemas de Riemann”, visando evitar instabilidades originadas por esquemas de interpolação do tipo “*upwind*”.

O procedimento de solução é acoplado e o critério de convergência é baseado no resíduo normalizado dessas equações. A normalização se dá pelo maior valor de resíduo encontrado durante a simulação, e deve ser inferior a  $10^{-3}$ . A escolha deste valor de resíduo se deu pela observação de que os resultados dos campos de velocidade e energia cinética não variavam com a adoção de valores de resíduo menores.

Os tipos de condições de contorno adotadas nas simulações RANS estão indicadas na Figura 4.4. Para uma melhor exposição das

condições de contorno utilizadas, apresenta-se uma explanação separada para cada um dos três tipos de condições de contorno da Figura 4.4.

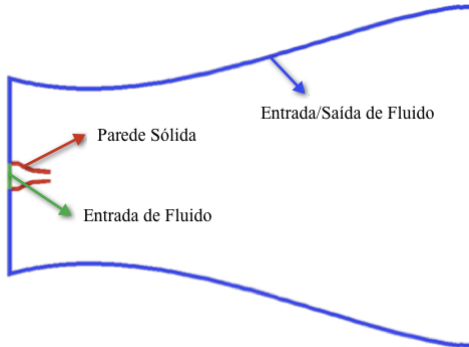


Figura 4.4 – Condições de contorno para as simulações.

#### 4.2.1 Condição de entrada/saída de fluido.

A condição de entrada/saída de fluido foi escolhida para a fronteira demarcada em azul, permite modelar saída e/ou entrada de fluido no domínio de solução (Metacomp, 2009).

Em partes da fronteira onde o fluido deveria entrar no domínio é estabelecida uma condição denominada de condição de reservatório subsônico. Nesta condição, a pressão e a temperatura de estagnação do ambiente,  $T_a$  e  $p_a$ , são impostas. A velocidade do meio pode então ser diretamente extrapolada do interior, enquanto que a pressão e temperatura de entrada são determinadas assumindo as relações isentrópicas da Equação (59) para um gás ideal.

$$\frac{T_a}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \left( \frac{U_n}{c} \right)^2, \quad \frac{p_a}{p} = \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \left( \frac{U_n}{c} \right)^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (59)$$

A fronteira na qual o fluido deveria sair do domínio é imposta a condição de contrapressão, prescrevendo-se a pressão na fronteira e procedendo a extrapolação de todas as outras quantidades a partir de dados do interior do domínio de solução.

#### 4.2.2 Condição de entrada de fluido conforme pressão e temperatura de estagnação.

O equacionamento desta condição de contorno também é definido pela Equação (59), porém com a substituição de  $T_a$  e  $p_a$  por  $T_e$  e  $p_e$ , cujos valores indicados na Tabela 4.2 provêm também do experimento

de Bridges e Brown (2004). Estabelecida a pressão na fronteira de entrada, pode-se simular o escoamento no bocal, sem a necessidade de se prescrever um perfil de velocidade, como acontece em casos onde o bocal é deixado fora do domínio computacional por questões de construção de malha e custo computacional.

#### 4.2.3 Condição de não deslizamento na parede.

Nota-se que as paredes do bocal estão inclusas dentro do domínio da solução. Para calcular as propriedades do fluido próximo à parede foi utilizada uma função parede de duas camadas. A opção de se utilizar uma função parede foi tomada para evitar a necessidade de um refino excessivo junto à parede e a distorção resultante nos elementos da malha pela necessidade de se garantir um valor do parâmetro  $y^+$  ( $= u_* y / \nu$ ) próximo à unidade, onde a velocidade de fricção é dada por  $u_* = \sqrt{(\tau/\rho)_w}$ . A função parede de duas camadas utilizada nas simulações segue uma nova definição de velocidade de fricção  $u_{\tau} = C_{\mu}^{1/4} k^{1/2}$  sugerida por Launder (1988).

A Equação (60) apresenta a forma do cálculo da tensão cisalhante na parede,  $\tau_w$ :

$$\tau_w = \begin{cases} \frac{\kappa^* \rho_w \sqrt{k_1} (U_c - U_{t_w})}{\ln(E y^*)}, & y_1^* > y_v^* \\ \frac{\mu_w (U_c - U_{t_w})}{y_1}, & y_1^* \leq y_v^* \end{cases} \quad (60)$$

Na Equação (60),  $\rho_w$  é a densidade do fluido,  $k_1$  a energia cinética turbulenta,  $\mu_w$  a viscosidade dinâmica calculada na parede,  $U_{t_w}$  é a componente de velocidade tangente à superfície,  $\kappa^* = c_{\mu}^{1/4} \kappa$ , com  $c_{\mu}=0,09$  e  $\kappa=0,41$ . Os valores adotados para  $E$  e  $y_v^*$  foram de 8,8 e 11,2, respectivamente. A Figura 4.5 apresenta uma representação de alguns parâmetros da Equação (60). O parâmetro de distância à parede viscosa  $y_1^*$  é avaliado por:

$$y_1^* = \frac{c_{\mu}^{1/4} \rho_w y_1 \sqrt{k}}{\mu_w} \quad (61)$$

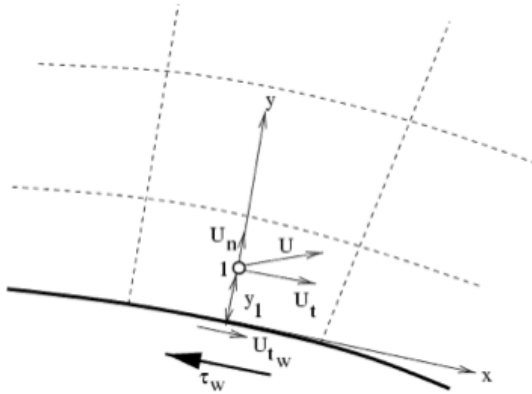


Figura 4.5 – Nomenclatura básica para a função parede. Extraído de Metacomp, 2009.

Nas Equações (60) e (61),  $y_1$  é a coordenada normal à parede e as velocidades  $U_c$  e  $U_t$  são escritas de forma a considerarem efeitos de compressibilidade, transferência de calor e de gradientes de pressão. Para tanto, adota-se a aproximação de van Driest (Metacomp, 2009), dada pela seguinte relação:

$$U_c = \sqrt{B} \left[ \sin^{-1} \left( \frac{A + \tilde{U}_t}{D} \right) + \sin^{-1} \left( \frac{A}{D} \right) \right]; \quad (62)$$

onde,

$$A = \left( \frac{q}{\tau} \right)_w; \quad (63)$$

$$B = \left( 2 \frac{C_p}{Pr_t} T_w \right); \quad (64)$$

$$D = \sqrt{A^2 + B}. \quad (65)$$

Para o Número de Prandtl turbulento ( $Pr_t$ ), considera-se o valor de 0,9 implementado no código CFD++. Para  $\tilde{U}_t$  utiliza-se uma expressão que depende diretamente de  $y_v^*$ , conforme mostra a Equação (66). Nesta equação,  $dp/dx$  corresponde à componente do gradiente de pressão na direção do escoamento:



$$\tilde{U}_t = \begin{cases} U_t - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[ \frac{y_v}{\kappa^* \rho \sqrt{k}} \ln \left( \frac{y}{y_v} \right) + \frac{y - y_v}{\kappa^* \rho \sqrt{k}} + \frac{y_v^2}{\mu} \right], & y_1^* \geq y_v^* \\ U_t, & y_1^* < y_v^* \end{cases}. \quad (66)$$

Na implementação da função parede, uma função de parede para a temperatura também é utilizada para determinar o fluxo de calor  $q_w$ . No entanto, adotou-se a condição de parede adiabática nas simulações e, portanto,  $q_w = 0$ .

A implementação das condições de contorno para  $k$  e  $\varepsilon$  adota as sugestões de Grotjans e Menter (1998), considerando-se o valor de  $y_1^* = \max \{y_1^*, y_v^*\}$ . No caso de  $y_1^* > y_v^*$ , os valores de  $k$  e  $\varepsilon$  na parede são avaliados pelas Equações (67) e (68):

$$\left\{ \frac{\partial k}{\partial y} \right\}_w = 0; \quad (67)$$

$$\varepsilon_w = \varepsilon_1 + C_{cal} \frac{y_1 u_\tau^5}{\kappa (y_v^* \nu)^2}. \quad (68)$$

Nas equações acima,  $u_\tau = c_\mu^{1/4} \sqrt{k}$  e  $C_{cal}$  é uma constante de calibração definida como 0,1 (Metacomp, 2009). Para o caso de  $y_1^* = y_v^*$ ,  $k$  e  $\varepsilon_w$  assumem os valores de 0 e  $\varepsilon_1$ , respectivamente. A Equação (69) e a Equação (70) representam as formas dos termos de produção da energia cinética turbulenta  $k$  e de sua dissipação na região da parede:

$$P_k = \frac{\left( \frac{\tau}{\rho} \right)_w^2}{\kappa \sqrt{k_1} y_1}; \quad (69)$$

$$\varepsilon_w = \frac{c_\mu^{3/4} k_1^{3/2}}{\kappa y_1}. \quad (70)$$

### 4.3 SIMULAÇÕES DO CAMPO ACÚSTICO

As simulações do campo acústico foram realizadas através de uma metodologia do tipo híbrida, empregando os resultados de simulações RANS. Dois modelos acústicos foram testados: a analogia de Lighthill e analogia de Ffowcs Williams Hawkins, conforme detalhamento da seção 2.5. O procedimento de cálculo do campo acústico com os dois métodos está representado pelo fluxograma da

Figura 4.6. Seguindo o método de cálculo que faz uso das equações de Lighthill para propagação do ruído, intitulado waveprop1 no código comercial CFD++/CAA++, primeiramente há uma síntese da turbulência por meio de um somatório de modos de Fourier. Integrando os valores das propriedades turbulentas no volume pode-se obter o valor do tensor de Lighthill em cada passo de tempo e assim realizar a propagação acústica pela Equação (51).

No método de cálculo que utiliza a analogia acústica de Ffowcs-Williams e Hawkins, chamado NLAS no código computacional utilizado, as flutuações de velocidade que estão contidas no interior da malha acústica construída também são reconstruídas por meio da expansão em modos de Fourier, mas para as escalas maiores de movimento há uma reconstrução completa do campo do escoamento, por meio do solucionador acústico não linear, e dessa forma tem-se todas as informações transientes do escoamento no campo próximo. Para obtenção do ruído no campo distante utiliza-se uma integração das propriedades turbulentas na superfície hipotética de Ffowcs-Williams e Hawkins e depois propaga-se o ruído utilizando a Equação (57).

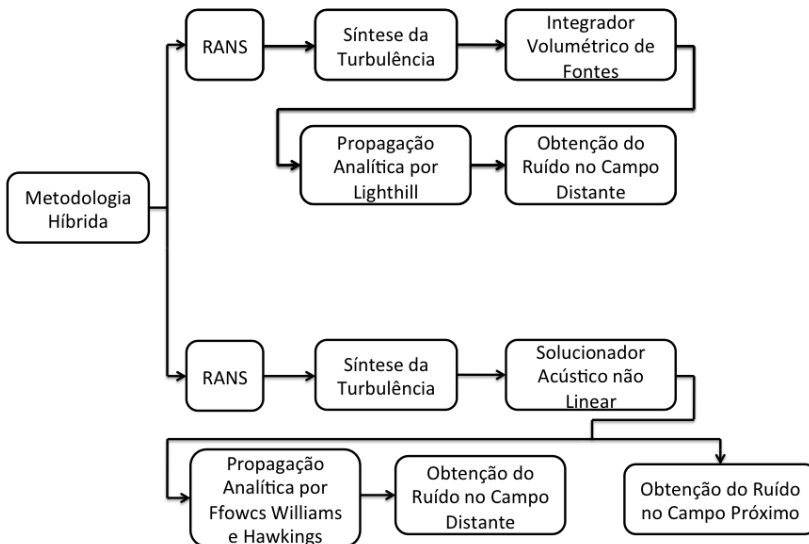


Figura 4.6 – Fluxograma para o cálculo do Campo Acústico

### 4.3.1 Analogia Acústica de Lighthill

Primeiramente, a solução utilizando a analogia acústica de Lighthill não requer mudança da malha usada na simulação RANS. No

entanto, há a possibilidade de se truncar a malha, retirando elementos que não contêm fontes sonoras, reduzindo o tempo de processamento computacional.

Para o cálculo da propagação acústica, alguns testes foram realizados objetivando o teste de sensibilidade do modelo quanto ao número de modos de Fourier utilizados na reconstrução do campo turbulento instantâneo, conforme indicado no capítulo 6. O tempo total de jato simulado foi de 0,2s a fim de se ter um campo de escoamento estatisticamente estacionário. O passo de tempo utilizado nas simulações foi calculado conforme a Equação (71):

$$\Delta t = \frac{1}{4f_{max}}; \quad (71)$$

Estimando-se uma frequência máxima de 80kHz, o passo de tempo é igual a  $3,125 \times 10^{-6}$  s. Assim, considerando o tempo de 0,2s no processo de reconstrução do campo turbulento instantâneo, 64.000 passos de tempo são utilizados. O procedimento de cálculo do campo turbulento randômico se dá por meio da utilização de um somatório de modos de Fourier, Equação (72). A primeira proposta para geração de um campo randômico a partir de um campo médio das propriedades fluidodinâmicas foi feito por Kraichnan (1969). A proposta do autor é baseada na utilização de um somatório de modos de Fourier limitada a casos de turbulência isotrópica. Utilizando a mesma ideia, Smirnov *et al.*(2001) propuseram o cálculo do tensor de Reynolds a partir de uma transformação por similaridade capaz de descrever a anisotropia do escoamento e gerar um campo inicial randômico do escoamento, necessário em simulações de grandes escalas (LES). A proposta utilizada neste trabalho é uma variante desse modelo, adaptada para utilização em RANS, conforme descrito em Batten (2002). Nesta equação,  $N(\alpha, \beta)$  corresponde a uma distribuição gaussiana centrada em  $\alpha$  e com desvio padrão  $\beta$ :

$$u_i(x_j, t) = a_{ik} \sqrt{\frac{2}{Z}} \sum_{\zeta=1}^Z \left[ p_k^\zeta \cos(\hat{d}_j^\zeta \hat{x}_j + \omega^\zeta \hat{t}) + q_k^\pi \sin(\hat{d}_j^\zeta \hat{x}_j + \omega^\zeta \hat{t}) \right]; \quad (72)$$

onde,

$$c^\zeta = \sqrt{3\overline{u'_l u'_m} d_l^\zeta d_m^\zeta / 2d_k^\zeta d_k^\zeta}; \quad p_i^\zeta = \varepsilon_{ijk} \zeta_j^\zeta d_m^\zeta; \quad (73)$$

$$q_i^\zeta = \varepsilon_{ijk} \zeta_j^\zeta d_m^\zeta;$$

$$\hat{x}_j = \frac{2\pi x_j}{L}; \quad \hat{t} = \frac{2\pi t}{L}; \quad \hat{d}_j^\zeta = d_j^\zeta \frac{V}{c^\zeta}; \quad V = \frac{L}{\tau}; \quad (74)$$

$$\zeta_i^\zeta, \xi_i^\zeta = N(0,1); \quad \omega^\zeta = N(1,1); \quad d_i^\zeta = N\left(0, \frac{1}{2}\right). \quad (75)$$

Conforme documentação do código CAA++ (Metacomp, 2009), as correlações espaciais e temporais turbulentas são obtidas para as escalas de tempo da turbulência local,  $\tau$  e a escala de velocidade  $c^n$ . De posse dos dados transientes fornecidos pela síntese de turbulência acima descrita, pode-se calcular o campo acústico gerado pelo escoamento em questão por meio da analogia acústica de Lighthill apresentada a priori.

#### 4.3.2 Analogia acústica de Ffowcs-Williams e Hawkings

As simulações utilizando a metodologia de Ffowcs-Williams e Hawkings foram realizadas em malha distinta das adotadas nas simulações RANS devido ao fato de o solucionador acústico não linear reconstruir todas as flutuações fluidodinâmicas e necessitar para tal de malhas o mais isotrópicas possível para evitar erros de interpolação que seriam prejudiciais ao calcular o campo acústico. Primeiramente define-se o tamanho do menor elemento da malha, que será uma espécie de filtro de frequências que poderão ser calculadas na malha, conforme indicado na equação disposta a seguir:

$$\Delta_g = \frac{C}{Cs f_{max}}. \quad (76)$$

Nessas simulações, a isotropia da malha é um fator muito importante e, assim, o tamanho do elemento ( $\Delta_g$ ) representa os tamanhos dos elementos em todas as direções ( $\Delta x \cong \Delta y \cong \Delta z$ ). O fator  $Cs$  da Equação (68) é um coeficiente de segurança utilizado para garantir que a malha será refinada o suficiente para poder descrever o comprimento de onda necessário para a frequência desejada.

Outro parâmetro também importante nestas simulações é o passo de tempo a ser utilizado. Conforme Batten *et al.* (2004), o passo de

tempo deve ser definido com o objetivo de se obter um número de Courant igual a 1 na saída do jato. Desta forma, a Equação (77) é usada para definir o passo de tempo:

$$\Delta t = \frac{\Delta_g}{2(|u| + c)}. \quad (77)$$

Analogamente à analogia acústica de Lighthill, a turbulência randômica deve ser reconstruída a partir dos valores médios do campo de escoamento calculado pelas simulações RANS. Isto é realizado com método NLAS disponível no código CAA++, o qual é um algoritmo de solução numérica com reduzido erro de truncamento e que utiliza modelos estatísticos para avaliar as fontes de ruído presentes na submalha da simulação RANS (Batten *et al.*, 2004).

O método de solução considera perturbações nas equações de Navier-Stokes, onde todas as quantidades de interesse são divididas em quantidades médias,  $\bar{\phi}$ , adicionadas de uma perturbação,  $\phi'$ :  $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ . A substituição dessas quantidades nas equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, fornece uma expressão na forma geral dada pela Equação (78):

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \frac{\partial F_i'}{\partial x_i} - \frac{\partial (F_i^v)'}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} - \frac{\partial \bar{F}_l}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{F}_l^v)}{\partial x_i}; \quad (78)$$

onde,

$$\bar{q} = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}\bar{u}_j \\ \bar{e} \end{bmatrix}; \quad (79)$$

$$\bar{F}_l = \begin{bmatrix} \bar{\rho}\bar{u}_i \\ \bar{\rho}\bar{u}_i\bar{u}_j + \rho\delta_{ij} \\ u_i(\bar{e} + \bar{p}) \end{bmatrix}; \quad (80)$$

$$\bar{F}_i^v = \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{\tau}_{ij} \\ -\bar{\theta}_i + \bar{u}_k\bar{\tau}_{ki} \end{bmatrix}; \quad q' = \begin{bmatrix} \rho' \\ \bar{\rho}u'_j + \rho'u'_j + \rho'u'_j \\ e' \end{bmatrix}; \quad (81)$$

$$\begin{aligned}
 (F_i^v)' &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau'_{ij} \\ -\theta'_i + u'_k \bar{\tau}_{ki} + \bar{u}_k \tau'_{ki} \end{bmatrix}; \\
 F'_i &= \begin{bmatrix} \bar{\rho} u'_i + \rho' \bar{u}_i \\ \rho' \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{\rho} \bar{u}_i u'_j + \bar{\rho} u'_i \bar{u}_j + p' \delta_{ij} \\ u'_i (\bar{e} + \bar{p}) + \bar{u}_i (e' + p') \end{bmatrix} \\
 &+ \begin{bmatrix} \rho' u'_i \\ \bar{\rho} u'_i u'_j + \rho' u'_i \bar{u}_j + \rho' \bar{u}_i u'_j + \rho' u'_i u'_j \\ u'_i (e' + p') \end{bmatrix}.
 \end{aligned} \tag{82}$$

Este sistema de perturbações foi proposto por Morris *et al.* (1997). Desconsiderando os termos de flutuação de densidade e tomando a média temporal destas equações faz com que todos os termos com derivadas temporais e os termos de fluxo desapareçam, simplificando a Equação (78) para a forma da Equação (83):

$$LHS = RHS = \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_i}; \tag{83}$$

onde,

$$R_{ij} = \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{\rho} u'_i u'_j \\ C_p \overline{\rho T' u'_i} + \bar{\rho} \overline{u'_i u'_k \bar{u}_k} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \overline{u'_i u'_k u'_k} + \overline{u'_k \tau_{ki}} \end{bmatrix}. \tag{84}$$

Os termos  $R_i$  correspondem a componentes do tensor de Reynolds e outros fluxos turbulentos. Na Equação (83),  $LHS$  é um operador implícito e  $RHS$  contém basicamente todos os termos das equações de Navier-Stokes que não são dependentes do tempo, por exemplo os termos de fluxo de quantidade de movimento e de pressão, presentes nas equações de momento, adicionados aos efeitos dos gradientes do tensor de Reynolds (Batten, 2012). O termo  $R_i$  na Equação (83) representa as linhas da matriz que descrevem o tensor de Reynolds. Por exemplo, para a flutuação  $u'$  da equação de quantidade de movimento,  $R=[\bar{\rho} \overline{u' u'}, \bar{\rho} \overline{u' v'}, \bar{\rho} \overline{u' w'}]$ , então:

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{\rho} \overline{u' u'}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \overline{u' v'}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \overline{u' w'}}{\partial z}. \tag{85}$$

Para simulações aeroacústicas faz-se necessário conhecer as informações instantâneas das propriedades de interesse, portanto o tensor  $R$  necessita ser uma função do tempo. O pacote NLAS funciona como uma forma de LES, pois reconstrói as grandes escalas de movimento do escoamento e utiliza um modelo simples para descrever o movimento das escalas de submalha, sendo assim, deseja-se que a informação das componentes do tensor de Reynolds contidas na submalha se desenvolva com a solução, portanto, quanto melhor for o modelo de sub-malha menor a necessidade de refino de malha. Este método permite que a estatística presente no tensor  $R_{ij}$  seja mantida e também preserve o efeito transiente desse (Batten, 2012).

#### 4.4 DISCRETIZAÇÃO DO DOMÍNIO DE SOLUÇÃO DO ESCOAMENTO

As malhas adotadas na discretização do domínio de solução devem considerar os parâmetros geométricos dos bocais em questão e também os aspectos físicos do escoamento. A seguir, apresenta-se o procedimento usado na geração das malhas para cada geometria de bocal simulada.

##### 4.4.1 Bocal SMC000

As malhas geradas são do tipo estruturada, compostas de elementos hexaédricos. Procurou-se manter a razão de aspecto próximo ao valor unitário em toda a região de altos gradientes, para evitar erros de truncamento.

Como pode ser percebido, um maior refino foi adotado na região do núcleo potencial, onde existem os maiores gradientes do escoamento. A espessura do bocal foi desconsiderada nestas simulações para que fosse possível manter a isotropia necessária da malha da malha. Um sistema composto por dois *o-grids*, ilustrado na Figura 4.7, foi utilizado para permitir o refino da malha tanto próximo à parede quanto no núcleo potencial do jato.

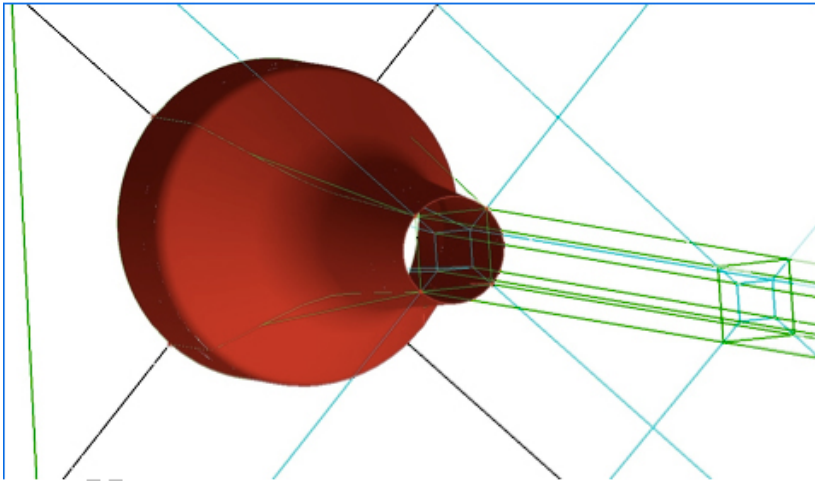


Figura 4.7 – Detalhe dos blocos de malha para o bocal SMC000.

A configuração completa de blocos adotada para a geração da malha computacional está disposta na Figura 4.8. Foi realizado um corte nos blocos a uma distância de 10 diâmetros do bocal na direção axial, pois há a necessidade de maior refino na região do núcleo potencial do jato, onde existem os maiores gradientes de velocidade. A Tabela 4.3 traz o número de elementos de cada malha e a Figura 4.9 mostra uma vista parcial da malha M3DN0R2 gerada a partir da técnica de blocos. Adotou-se um maior refino na região de núcleo potencial e uma taxa de crescimento uniforme fora deste, a fim de diminuir a ocorrência de erros de interpolação numérica.

Devido ao grande número de elementos associados às malhas tridimensionais, o valor de  $y^+$  atingido para os elementos junto a superfícies sólidas ficou em torno de 300, sendo então adotadas funções parede para o cálculo do escoamento nessas regiões.



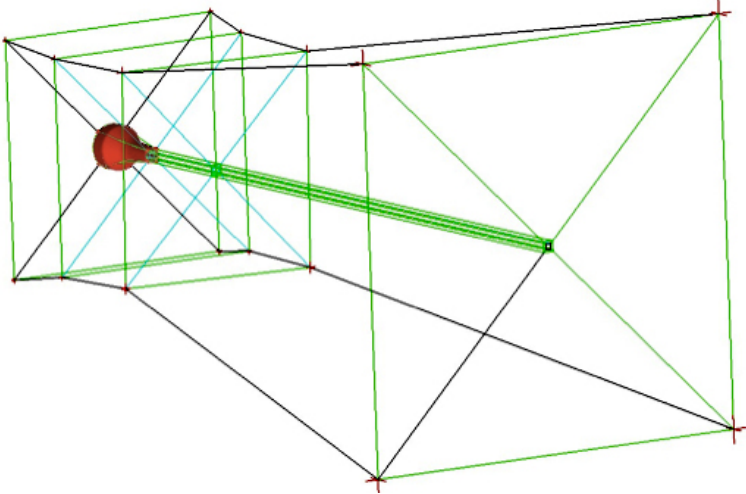


Figura 4.8 – Configuração dos blocos de malha para o caso tridimensional (SMC000).

Tabela 4.3 – Número de volumes nas malhas do bocal SMC000 tridimensional.

M3DN0R1	M3DN0R2	M3DN0R3
$4 \times 10^6$	$8 \times 10^6$	$16 \times 10^6$

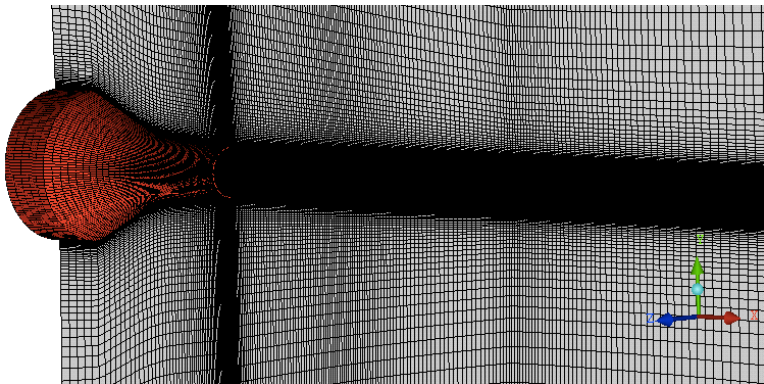


Figura 4.9 – Corte no plano xy da malha M3DN0R2.

#### 4.4.2 Bocais SMC001 e SMC006

A geração das malhas para os bocais SMC001 e SMC006 segue o mesmo procedimento. De fato, uma vez que os dois bocais têm seis dentes, o processo de construção dos blocos foi feita para um setor angular deles e então adaptado para os demais. Da mesma forma como para o bocal SMC000, a espessura do bocal foi desconsiderada para evitar dificuldades na geração local da malha, garantindo elementos sem distorção.

A geometria desses bocais pode ser dividida em setores simétricos com ângulo igual a  $60^\circ$ , sendo necessário considerar somente  $1/6$  da geometria para a construção dos blocos. A configuração dos blocos foi adaptada à geometria, associando-se os nós às extremidades dos dentes do *chevron*, conforme indica o ponto 1 na Figura 4.10.

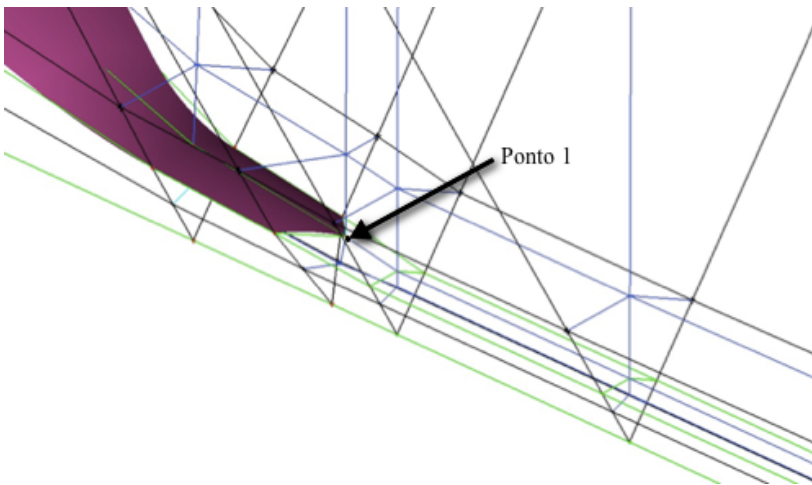


Figura 4.10 – Configuração dos blocos de malha para os bocais SMC001 e SMC006.

Nota-se que um corte ao final do núcleo potencial, equivalente a 6 diâmetros do bocal na direção axial para bocais serrilhados, foi feito para estas malhas, objetivando também o controle do refino nesta região. Na geração das malhas para os bocais serrilhados, adotou-se mais um corte a 5 diâmetros do bocal na direção radial, de forma a manter a isotropia da malha na região da camada cisalhante. A geometria completa do bocal foi construída através de cópias periódicas dos setores de  $60^\circ$ , obtendo-se o sistema completo de blocos (Figura 4.11).

O número de elementos nas malhas para o bocal SMC001 estão indicados na Tabela 4.4. Para este caso, estabeleceu-se um valor de  $y^+$  de aproximadamente 60 junto a paredes sólidas, devido à forma construtiva do bocal, que não contém penetração, deformando menos os elementos próximos aos dentes. Especial atenção foi dada ao refino da malha junto à extremidade do dente, por ser uma região de formação de vórtices. A Figura 4.12 mostra cortes nos planos xy e zy da malha computacional, evidenciando que as regiões de maior refino coincidem com as regiões de maiores gradientes do escoamento, em particular na camada cisalhante.

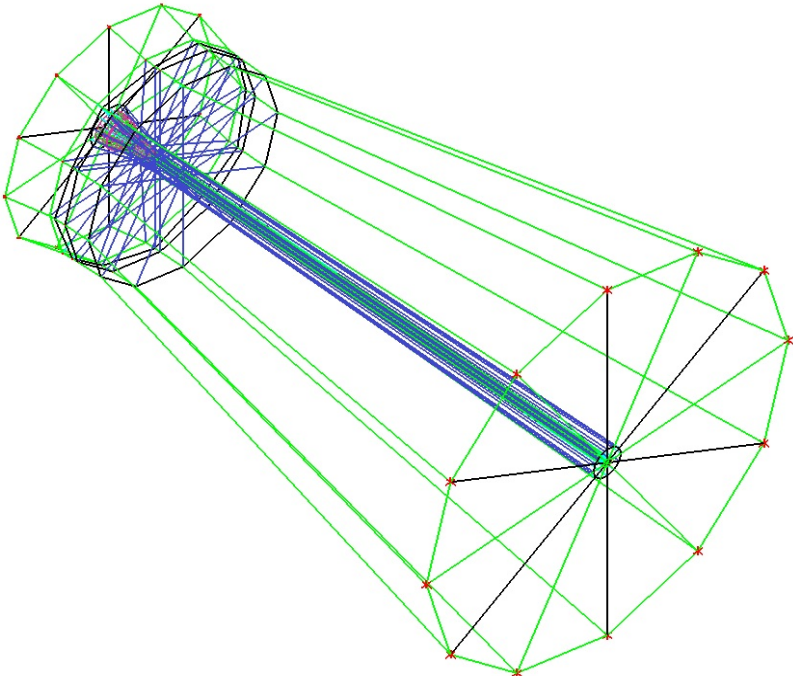


Figura 4.11 – Configuração de blocos de malha completa para os bocais SMC001 e SMC006.

Tabela 4.4 – Número de volumes nas malhas do bocal SMC001.

M3DN1R1	M3DN1R2	M3DN1R3
$4 \times 10^6$	$8 \times 10^6$	$16 \times 10^6$

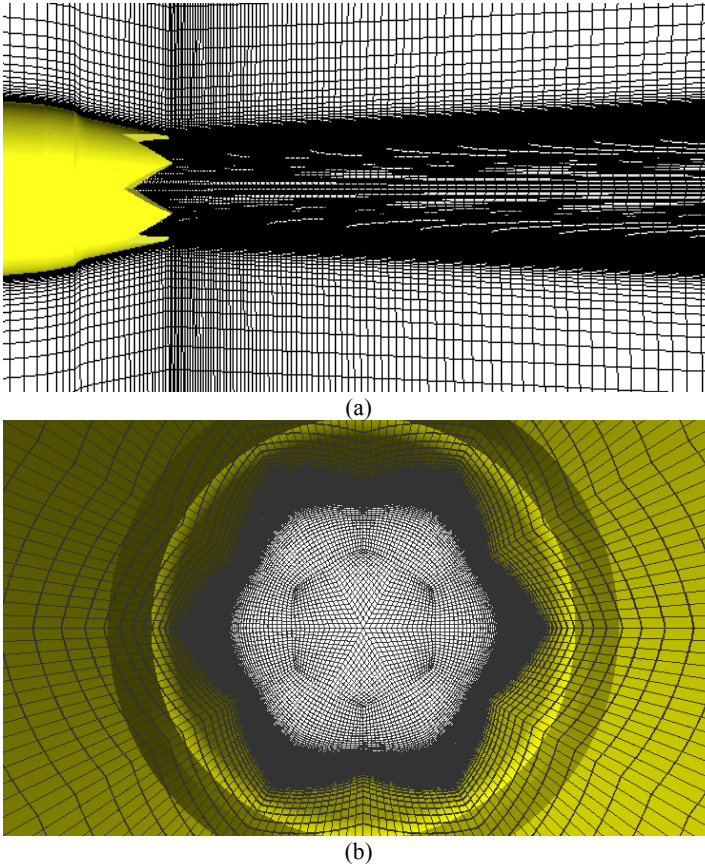
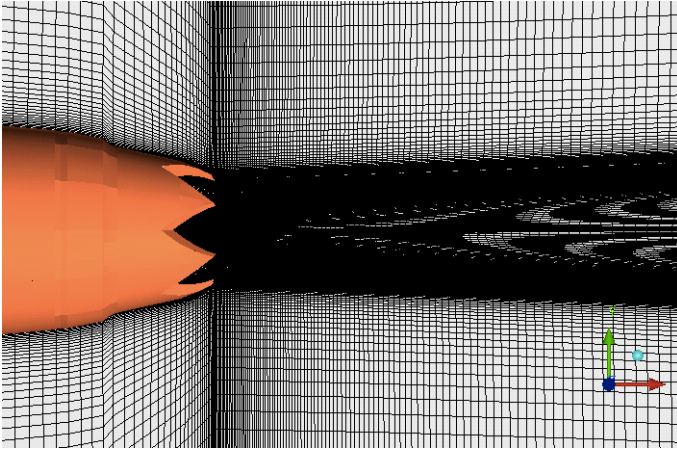


Figura 4.12 – Malha M3002 para o bocal SMC001.(a) plano xy; (b) plano yz.

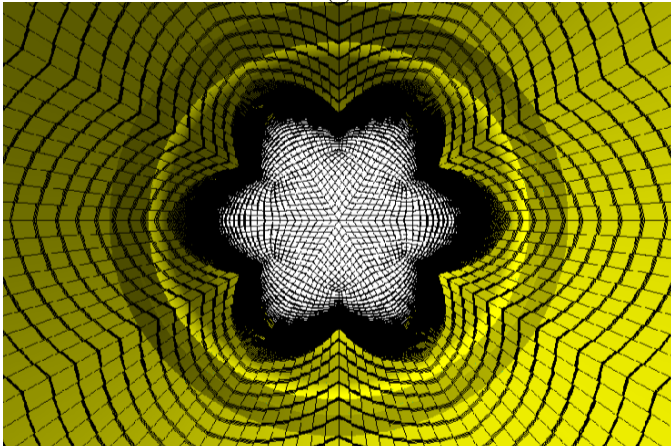
Para a geração da malha do bocal SMC006, adoptou-se o sistema de blocos desenvolvidos para a geometria do bocal SMC001. O refino da malha também se concentrou na região de desenvolvimento do jato, como pode ser visto na Figura 4.13. Porém, devido a aspectos geométricos e com a finalidade de evitar dificuldades de geração de malha, estabeleceu-se um valor de  $y^+ \cong 100$  junto às paredes sólidas. Foram realizados testes com três malhas de refinamentos diferentes, obtidas pela duplicação do número de elementos, conforme indicado na Tabela 4.5.

Tabela 4.5 – Número de volumes nas malhas do bocal SMC006.

M3DN6R1	M3DN6R2	M3DN6R3
$2 \times 10^6$	$4 \times 10^6$	$8 \times 10^6$



(a)



(b)

Figura 4.13 – Malha M3003 para o bocal SMC006.(a) plano xy; (b) plano yz.

#### 4.5 DISCRETIZAÇÃO DO DOMÍNIO DE SOLUÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO

As simulações do campo acústico com a analogia de Ffowcs Williams e Hawkins reconstrói a turbulência conforme a Equação (78), necessitando de uma malha própria que respeite a condição necessária de isotropia dos elementos, o que torna a tarefa de sua geração muito mais difícil, devido à complexidade geométrica dos bocais. A

Figura 4.14 apresenta alguns cortes na malha MNLAS01 a fim de destacar o nível de isotropia dessas malhas.

Outra malha (MNLAS02) foi construída sem considerar o bocal dentro do domínio. Com isto, não há distorção dos volumes, as arestas dos volumes são perfeitamente ortogonais e a malha perfeitamente isotrópica, evitando-se erros de interpolação numérica oriundos da falta de isotropia da malha. A Figura 4.15 mostra alguns cortes da malha construída com esta estratégia. Esta técnica permite a simulação de qualquer bocal, uma vez que a geometria está fora do domínio.

A malha MNLAS01 contém em torno de dois milhões de elementos, enquanto que a malha MNLAS02 contém quatro milhões. Nota-se que a malha MNLAS02 possui maior refino no início do domínio, onde as ondas sonoras de alta frequência são produzidas.

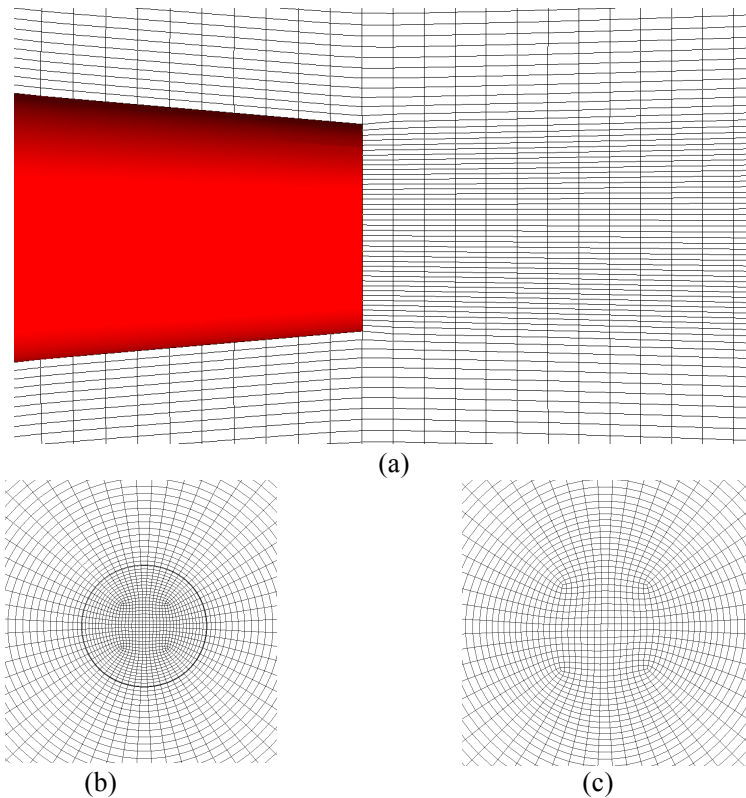
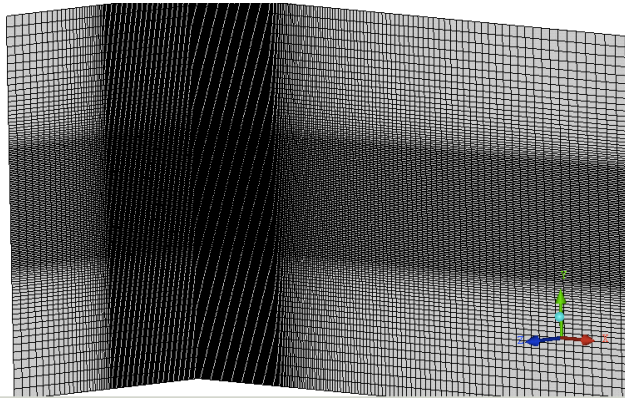
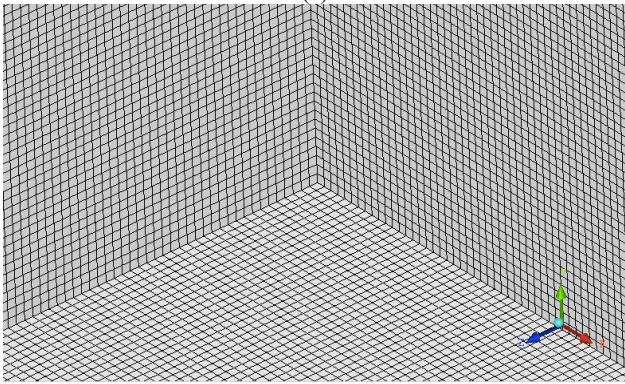


Figura 4.14 – Malha MNLAS01 para o bocal SMC000.(a) plano xy; (b) plano yz em  $x/D_j=0$ ; (c) plano yz em  $x/D_j=10$ .





(a)



(b)

Figura 4.15 – Malha MNLAS02.(a) plano xy e yz; (b) vista tridimensional do ponto  $(0,0,0)$ .





## 5 RESULTADOS PARA O CAMPO DO ESCOAMENTO

Neste capítulo serão apresentados os resultados das simulações do campo do escoamento calculado com os modelos de turbulência descritos no capítulo 3. Os jatos simulados estão nas mesmas condições das simulações de Bridges e Brown (2004), que consideravam jatos de número de Mach de 0,9 e Reynolds de  $1,38 \times 10^6$ . Estes modelos foram escolhidos pois são os únicos capazes de fornecer dados de entrada para as simulações acústicas no software CFD++/CAA++. A fim de facilitar a análise, os resultados para cada um dos bocais são apresentados de forma separada. No entanto, ao final do capítulo, procede-se uma comparação entre parâmetros de interesse do escoamento observados nos três bocais.

### 5.1 BOCAL SMC000

As simulações tridimensionais foram feitas com as malhas indicadas na Tabela 4.3 e o modelo de turbulência utilizado para as simulações fluidodinâmicas foi o RSTM por ter sido o único a convergir para esse caso. Um teste importante nas simulações se refere à condição de contorno da turbulência na entrada do bocal, a qual geralmente não é disponibilizada em investigações experimentais. No presente trabalho, os valores testados para a escala de comprimento da turbulência foram: 1 mm, o raio do bocal (76 mm), o diâmetro do bocal (152 mm) e a raiz quadrada da área de entrada do bocal (135 mm), conforme identificadas na Figura 4.3.

As Figuras 5.1 e 5.2 apresentam a comparação entre os resultados de perfis de velocidade e de energia cinética turbulenta na linha de centro, obtidos com as escalas de turbulência citadas. Para efeito de referência, dados experimentais de Bridges e Brown (2004) são também apresentados na mesma figura.

Nota-se claramente que os valores de raio, diâmetro e a raiz quadrada da área do bocal fornecem resultados mais coerentes com os dados experimentais do que o valor de 1mm. Resultados para o perfil de velocidade em duas seções transversais do escoamento ( $x/D= 5$  e  $10$ ) mostrados nas Figuras 5.3 e 5.4 também indicam que a escala de comprimento de 1mm é muito pequena para o escoamento em questão. Por uma questão de facilidade de convergência do procedimento iterativo de solução, decidiu-se adotar a escala de comprimento de 135

mm, ou seja, a raiz quadrada da área, para as demais simulações do presente trabalho.

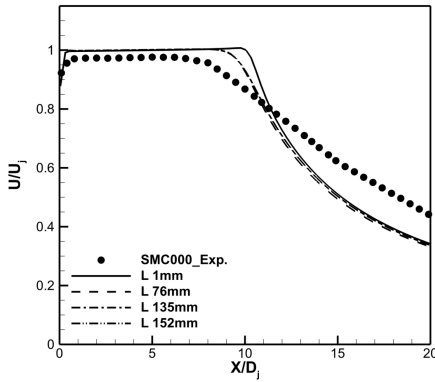


Figura 5.1 – Resultados de velocidade ao longo da linha de centro do jato para quatro escalas de comprimento da turbulência.

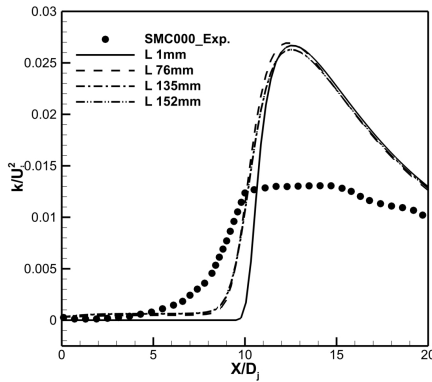


Figura 5.2 – Resultados de energia cinética turbulenta ao longo da linha de centro do jato para quatro escalas de comprimento da turbulência.

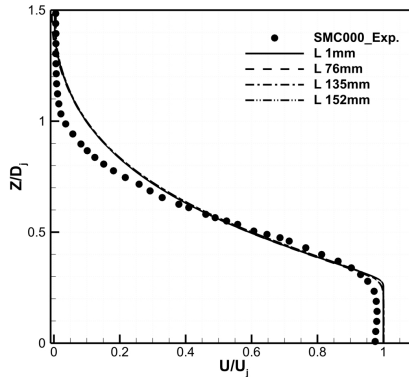


Figura 5.3 – Resultados perfil de velocidade em  $x/D_j=5$  para quatro escalas de comprimento da turbulência.

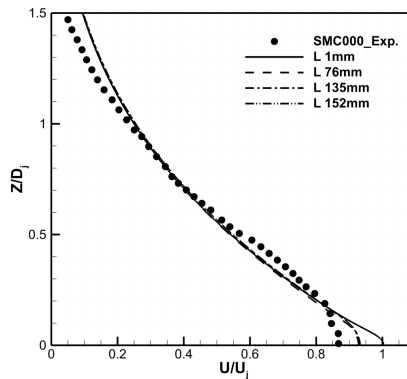


Figura 5.4 – Resultados perfil de velocidade em  $x/D_j=10$  para quatro escalas de comprimento da turbulência.

Tendo sido realizados os testes de parâmetros das simulações, notou-se que o núcleo potencial é superestimado e os níveis de energia cinética a 12 diâmetros do bocal é muito maior que os dados experimentais. Conforme Birch *et al.* (2003a), os modelos tradicionais de turbulência tendem a superestimar o comprimento do núcleo potencial em torno de 15% em jatos axisimétricos. Engblom (2004) também observou esta anomalia com o modelo SST.

A Figura 5.5 apresenta os resultados para os perfis de velocidade e de energia cinética turbulenta na linha de centro. Não há diferenças significativa entre os resultados obtidos com as três malhas. Observa-se que a energia cinética turbulenta,  $k$ , em  $x/D = 12$  é mais elevada do que os valores medidos. Uma possível causa deste desvio é o fato de que o termo modelado da produção na equação de transporte de  $k$  possuir uma

relação quadrática com a taxa de deformação do escoamento, podendo originar níveis excessivos de  $k$  em regiões de variações bruscas no campo de velocidade do escoamento. Este fato é esperado em simulações RANS, conforme também observado em Engblom *et al.* (2004), Birch *et al.* (2006), Birch *et al.* (2007) e Tide e Babu (2008).

As Figuras 5.6 a 5.8 apresentam resultados para as tensões normais de Reynolds  $\overline{uu}$ ,  $\overline{vv}$  e  $\overline{ww}$  nas seções transversais localizadas em  $x/D = 5$  e  $10$ , obtidos com a malha M3DN0R2. Como pode ser notado, a previsão da turbulência é satisfatória com o modelo RSTM. De fato, as equações de transporte para cada uma das componentes do tensor conferem ao modelo a capacidade de prever a anisotropia do escoamento turbulento com um nível aceitável de precisão, conforme também observado em Silva *et al.* (2007).

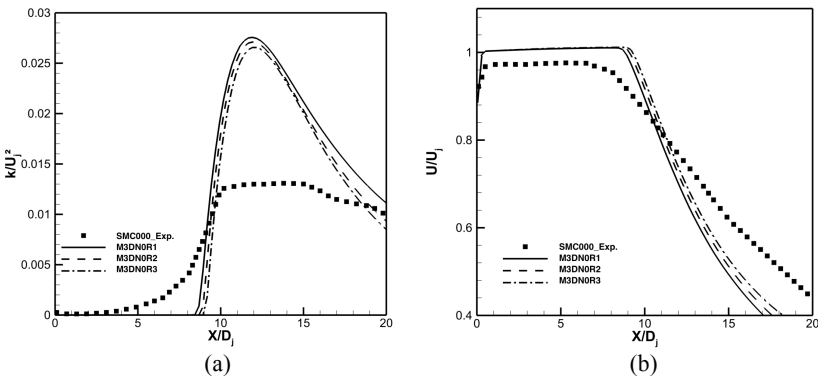


Figura 5.5 – Resultados numéricos e experimental na linha de centro para o modelo RSTM no bocal SMC000: (a) Energia Cinética turbulenta e (b) Velocidade.

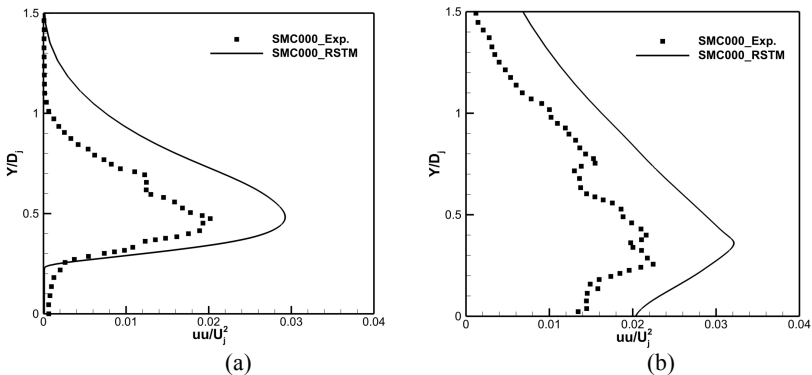


Figura 5.6 – Comparação entre previsões com o modelo RSTM e os dados experimentais da componente  $\overline{uu}$  do Tensor de Reynolds: (a)  $x/D_j=5$  e (b)  $x/D_j=10$ .

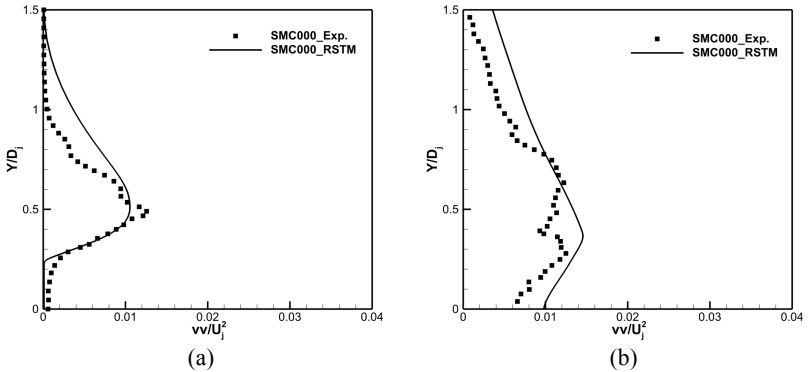


Figura 5.7 – Comparação entre previsões com o modelo RSTM e os dados experimentais da componente  $\overline{v'v'}$  do Tensor de Reynolds: (a)  $x/D_j=5$  e (b)  $x/D_j=10$ .

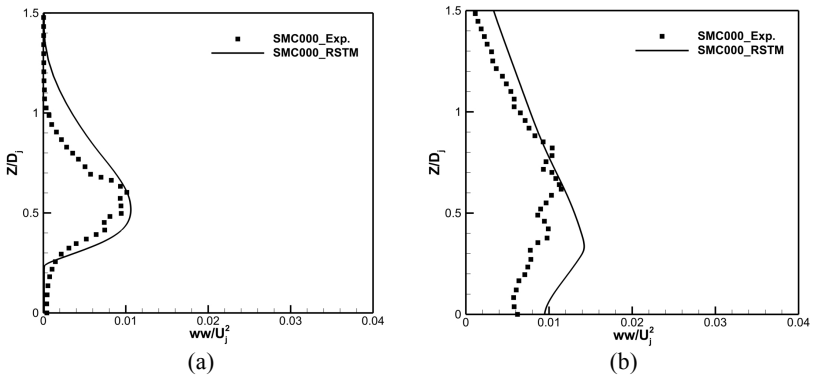


Figura 5.8 – Comparação entre previsões com o modelo RSTM e os dados experimentais da componente  $\overline{w'w'}$  do Tensor de Reynolds: (a)  $x/D_j=5$  e (b)  $x/D_j=10$ .

## 5.2 BOCAL SMC001

Devido à geometria do bocal SMC001, todas as simulações realizadas foram tridimensionais. Algumas simulações consideraram apenas setores longitudinais com ângulo de  $60^\circ$  para testes de refino de malha. Porém, os resultados obtidos desta forma não são adequados para o método de cálculo do ruído, o qual necessita o campo completo do escoamento. A reconstrução do campo do escoamento a partir dos resultados para um setor angular é possível, mas tal opção não está disponível no código de simulação empregado.

Os resultados dos testes de refino de malha foram feitos com as malhas apresentadas na Tabela 4.4. Resultados para a variação da energia cinética turbulenta e da componente de velocidade axial ao longo da linha de centro são apresentados na Figura 5.9. Percebe-se que os resultados praticamente não variam com o refino de malha e, desta forma, uma malha com refino equivalente ao da malha M3DN1R1 foi adotada nas demais simulações.

Perfis para as tensões normais de Reynolds ( $\overline{uu}$ ,  $\overline{vv}$  e  $\overline{ww}$ ) são apresentadas em três seções transversais do escoamento:  $x/D_1 = 2, 5$  e  $10$ . Considerando a presença de *chevrons* no bocal, os perfis das tensões são traçados ao longo das linhas Y-Y' e Z-Z', mostradas na Figura 5.10.

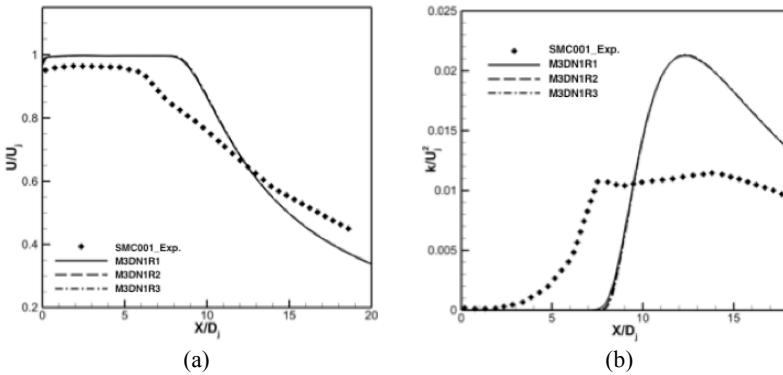


Figura 5.9 – Resultados para o teste de malhas do SMC001. (a) Perfil de energia cinética turbulenta na linha de centro; (b) Perfil de velocidade na linha de centro.

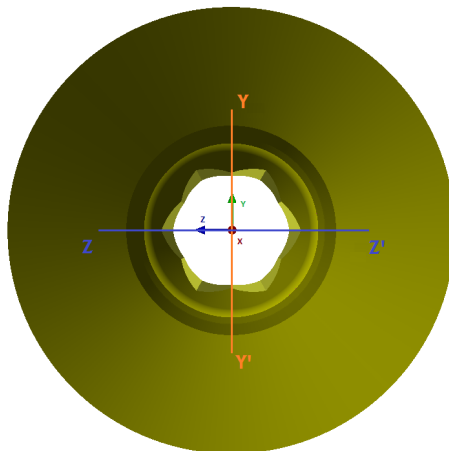


Figura 5.10 – Planos utilizados para extração dos resultados.

O único modelo que permitiu a convergência do procedimento de solução foi o modelo  $k-\varepsilon$  cúbico. A escala de comprimento da turbulência e as demais condições de contorno utilizadas são as mesmas empregadas nas simulações do bocal SMC000.

As Figuras 5.11 a 5.19 apresentam as tensões  $\overline{uu}$ ,  $\overline{vv}$  e  $\overline{ww}$ , nas seções transversais situadas em  $x/D = 2, 5$  e  $10$ . A escolha da posição  $x/D_j=2$  permite observar as tensões normais de Reynolds logo na saída do bocal, onde há picos de energia cinética turbulenta que originam flutuações de pressão sonora de alta frequência.

Percebe-se uma boa concordância dos resultados numéricos e experimentais nessas posições. Nota-se que os resultados numéricos continuam com concordância satisfatória com as medições em  $x/D = 5$ , mostrando que o modelo consegue prever bem o comportamento anisotrópico do escoamento, mesmo sendo mais simples do que o RSTM, pois resolve apenas equações de transporte para  $k$  e  $\varepsilon$ .

A posição  $x/D = 10$  situa-se praticamente fora do núcleo potencial do jato e as medições sugerem uma condição de axisimilaridade para os valores das propriedades da turbulência. Este comportamento também é previsto numericamente, porém, em termos de magnitude, o modelo superestima as componentes do tensor de Reynolds, principalmente na seção entre os vales do bocal ao longo do segmento  $Z-Z'$ . De forma geral, apesar das limitações conhecidas de modelos RANS, pode-se concluir que o modelo  $k-\varepsilon$  cúbico é capaz de descrever de forma satisfatória as características de interesse do escoamento.

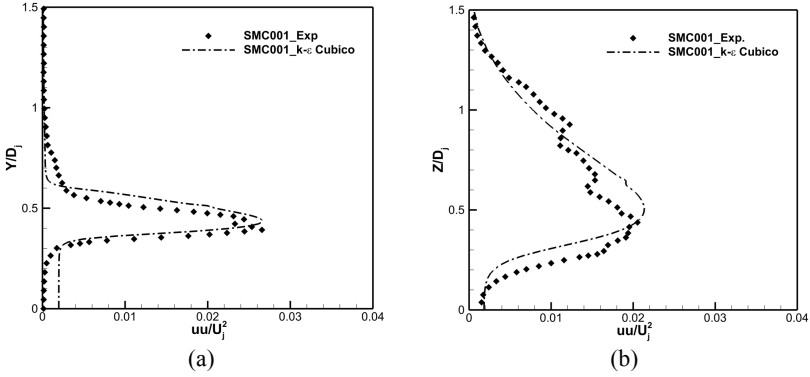


Figura 5.11 – Resultados para componente  $\overline{uu}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=2$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

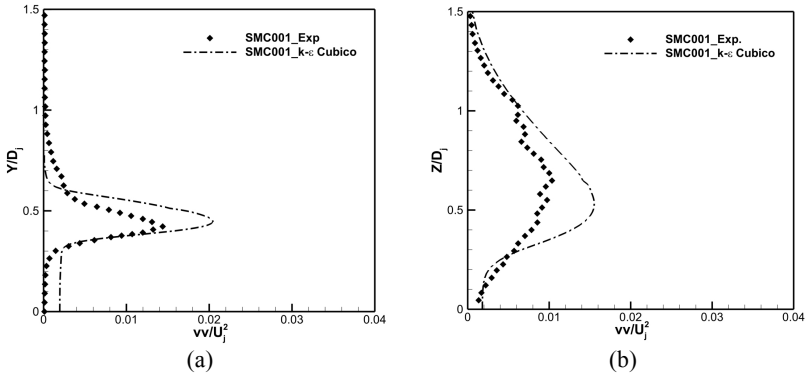


Figura 5.12 – Resultados para componente  $\overline{vv}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=2$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

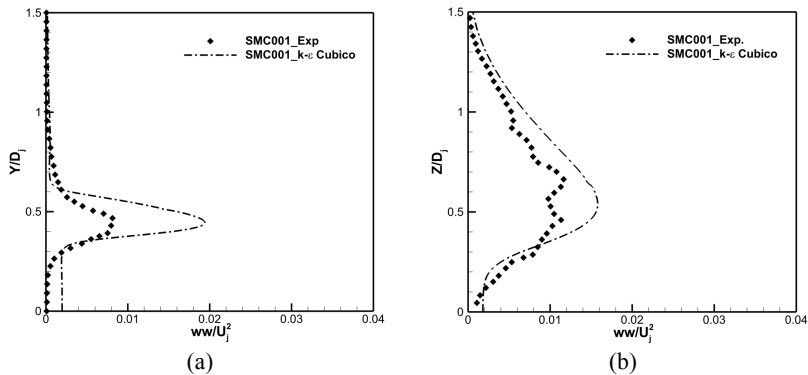


Figura 5.13 – Resultados para componente  $\overline{ww}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=2$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.



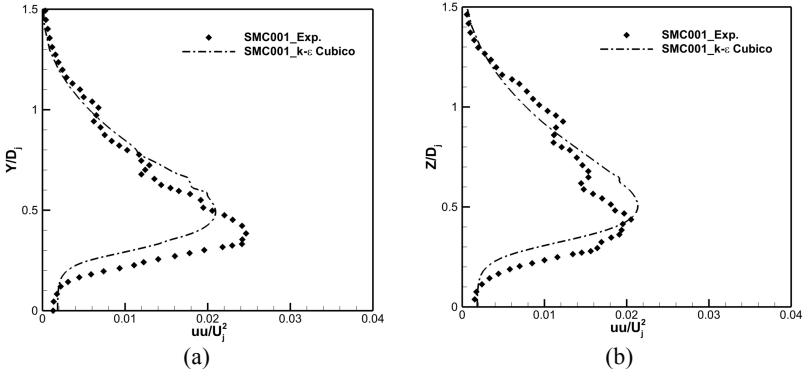


Figura 5.14 – Resultados para componente  $\overline{uu}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=5$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

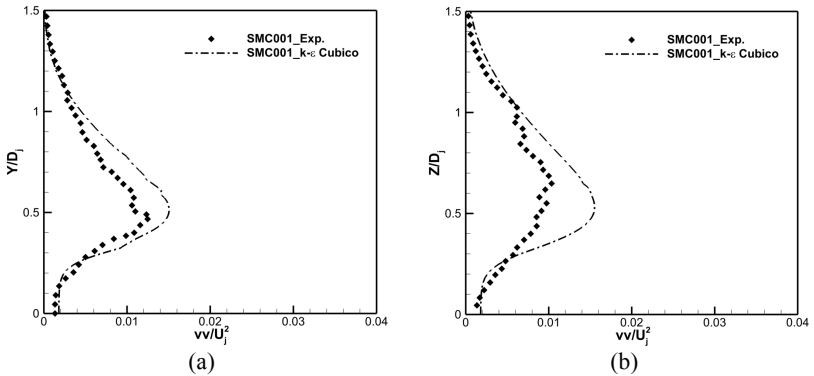


Figura 5.15 – Resultados para componente  $\overline{vv}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=5$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

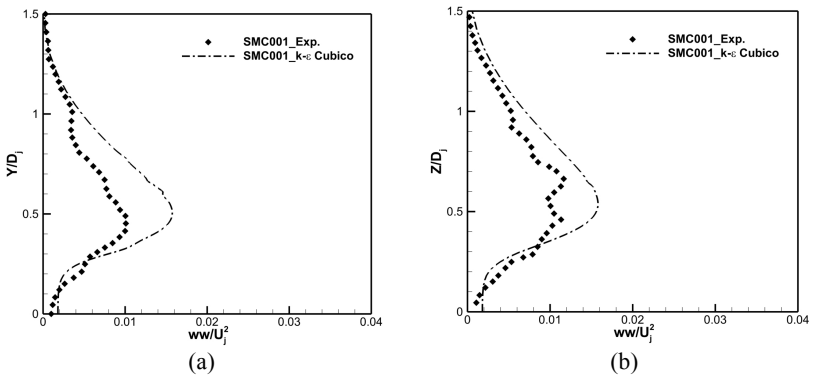


Figura 5.16 – Resultados para componente  $\overline{ww}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=5$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

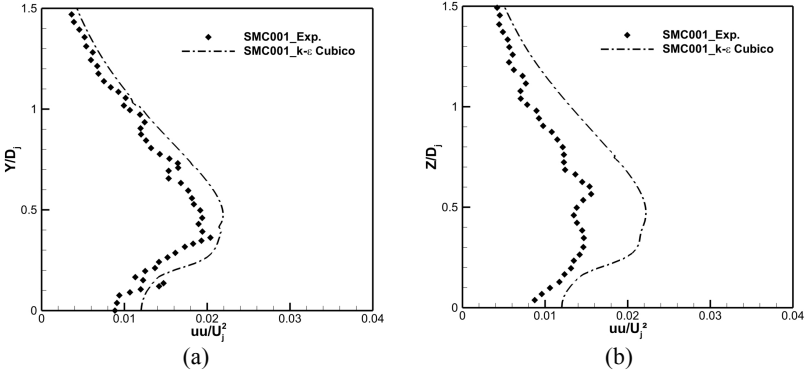


Figura 5.17 – Resultados para componente  $\overline{uu}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=10$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

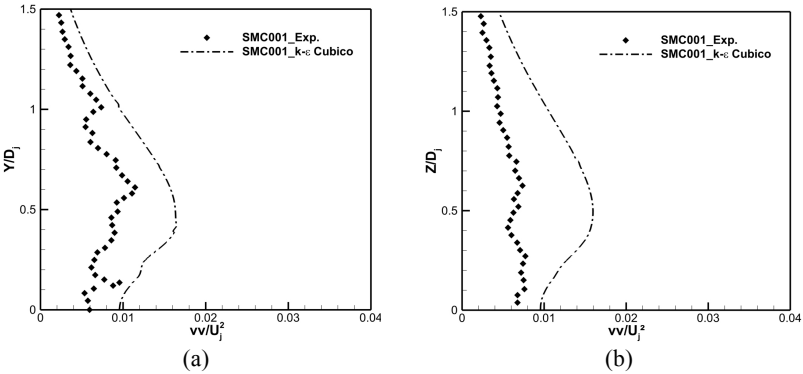


Figura 5.18 – Resultados para componente  $\overline{vv}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=10$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

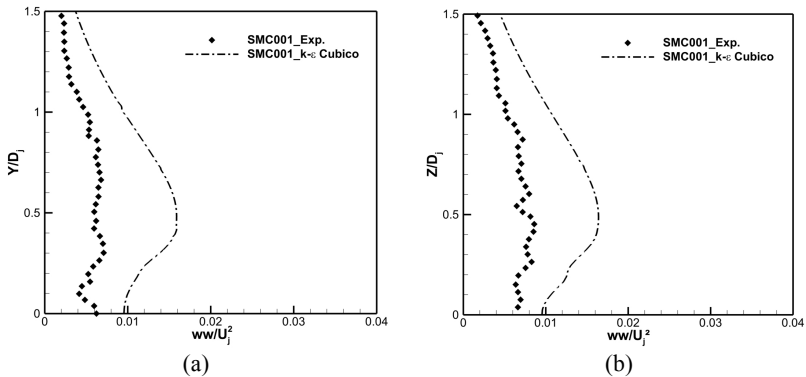


Figura 5.19 – Resultados para componente  $\overline{ww}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=10$  (SMC001). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

### 5.3 BOCAL SMC006

O procedimento de simulação do escoamento neste bocal é similar ao utilizado para o bocal SMC001. Primeiramente, visando definir os parâmetros de refino de malha, simulou-se um setor de 60° da geometria. Posteriormente as simulações do campo fluidodinâmico foram feitas para a geometria completa do bocal, de forma a permitir o fornecimento dos dados de entrada para a simulação acústica.

A análise de erros de truncamento na solução numérica foi realizada a partir da comparação de resultados da variação da velocidade e energia cinética ao longo da linha de centro, obtidos com as três malhas descritas na Tabela 4.5. Os resultados da Figura 5.20 mostram que o refino da malha M3DN6R1 ( $2 \times 10^6$ ) é suficiente para a solução do escoamento, mas a malha M3DN6R3 foi adotada para as demais simulações por questões de convergência do caso, que se apresentou melhor para este caso.

As Figuras 5.22 a 5.30 apresentam as tensões de Reynolds  $\overline{uu}$ ,  $\overline{vv}$  e  $\overline{ww}$ , em seções transversais localizadas nas posições  $x/D = 2, 5$  e  $10$ . Em função da presença do *chevron*, em cada posição os perfis são apresentados ao longo das linhas Y-Y' e Z-Z', indicadas na Figura 5.21.

De forma geral, nota-se que a anisotropia da turbulência é maior do que àquela observada no escoamento gerado pelo bocal SMC001. Este aspecto é uma evidência de que a penetração dos dentes do *chevron* é o parâmetro que mais influi sobre o escoamento, alterando consideravelmente o campo de grandezas turbulentas. Percebe-se também que o modelo numérico é capaz de prever o efeito do bocal sobre o escoamento de forma satisfatória.

De forma geral, a geometria do bocal reduz os valores das tensões normais de Reynolds. Isto se dá pela maior dissipação de energia cinética turbulenta já na saída do bocal buscado com a geometria do bocal para o controle de ruído. Outro aspecto a ser observado é o retorno à condição de isotropia do jato após o núcleo potencial. O modelo consegue prever todos essas variações no escoamento.

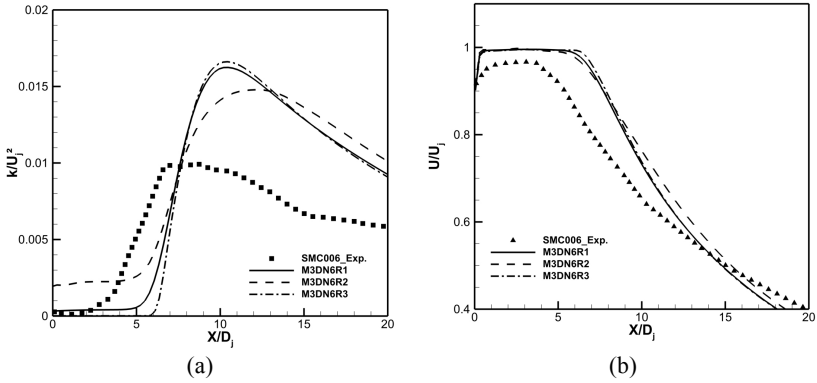


Figura 5.20 – Resultados na linha de centro para o teste de malhas do SMC006. (a) Perfil de energia cinética turbulenta; (b) Perfil de velocidade

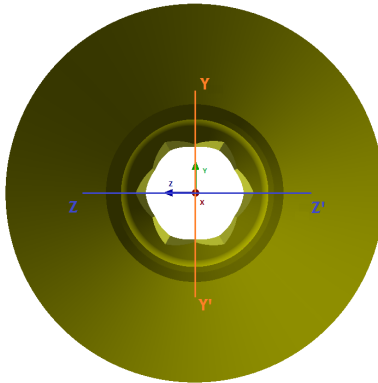


Figura 5.21 – Planos utilizados para extração dos resultados.

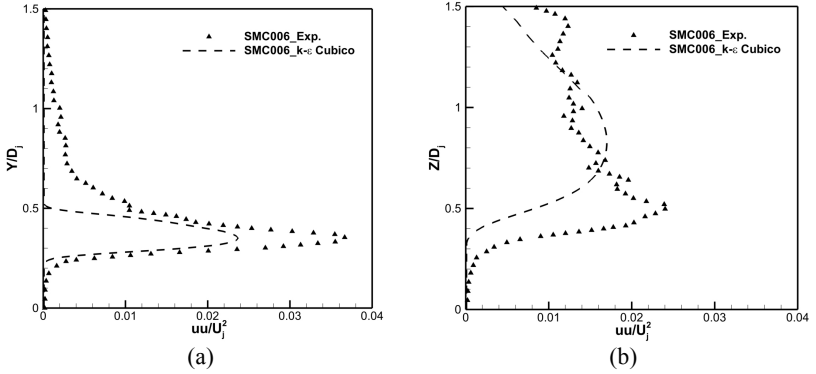


Figura 5.22 – Resultados para componente  $\overline{uu'}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=2$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

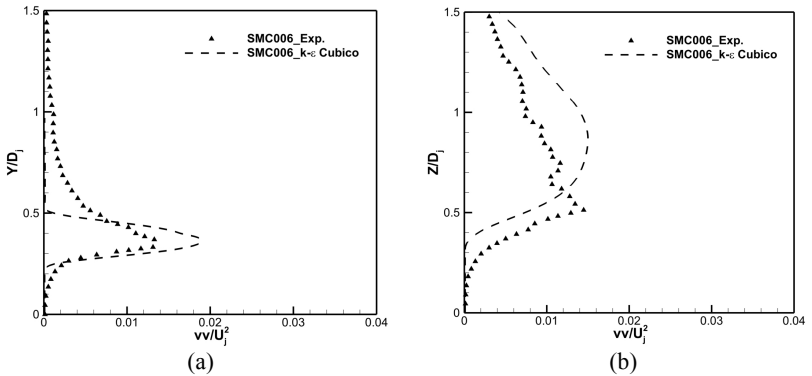


Figura 5.23 – Resultados para componente  $\overline{vv'}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=2$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

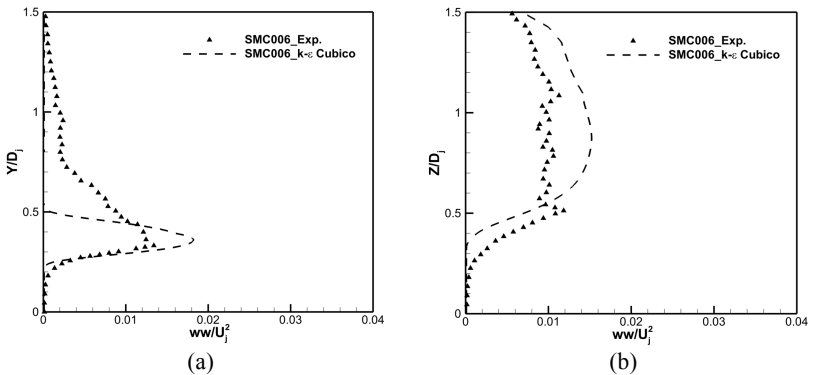


Figura 5.24 – Resultados para componente  $\overline{ww'}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=2$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

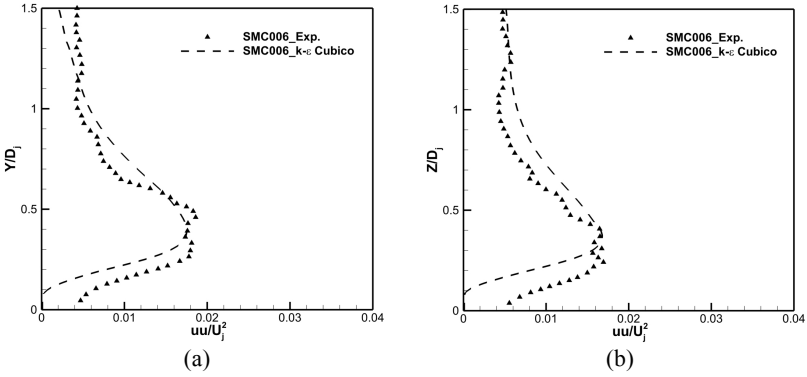


Figura 5.25 – Resultados para componente  $\overline{uu}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=5$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

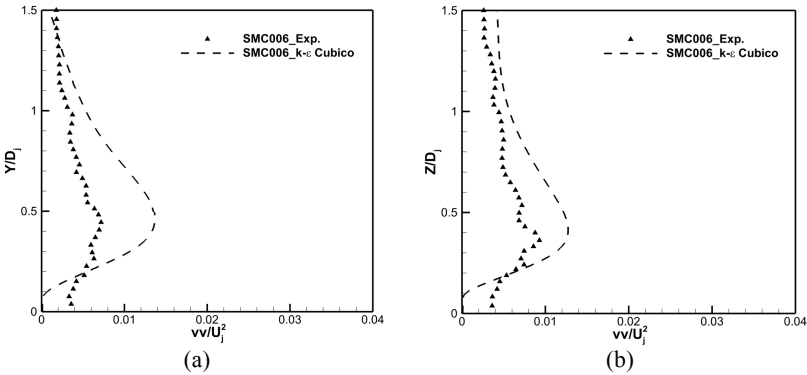


Figura 5.26 – Resultados para componente  $\overline{vv}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=5$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

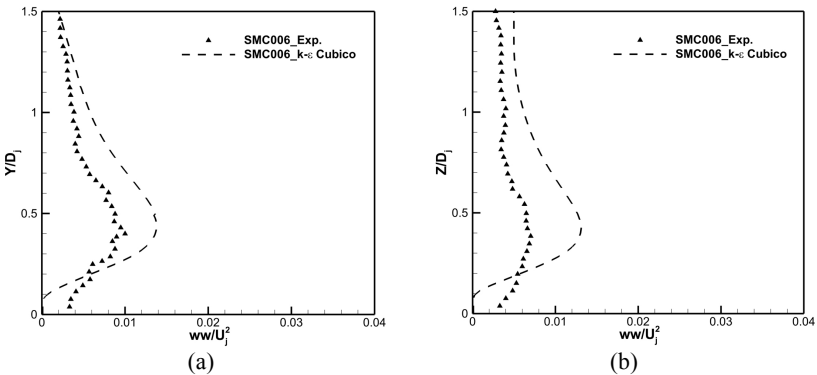


Figura 5.27 – Resultados para componente  $\overline{ww}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=5$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

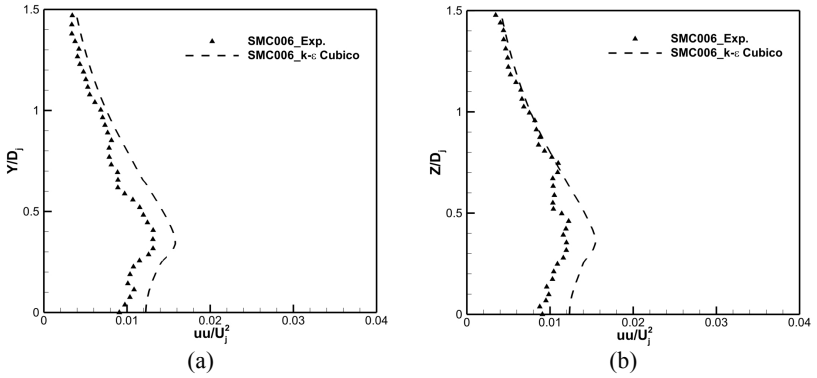


Figura 5.28 – Resultados para componente  $\overline{uu}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=10$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

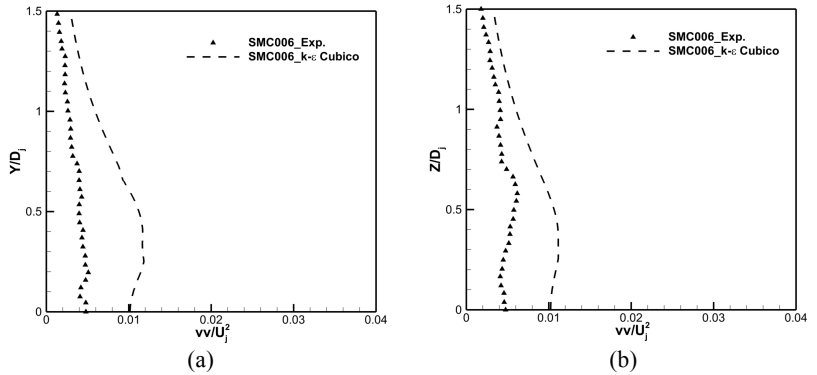


Figura 5.29 – Resultados para componente  $\overline{vv}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=10$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

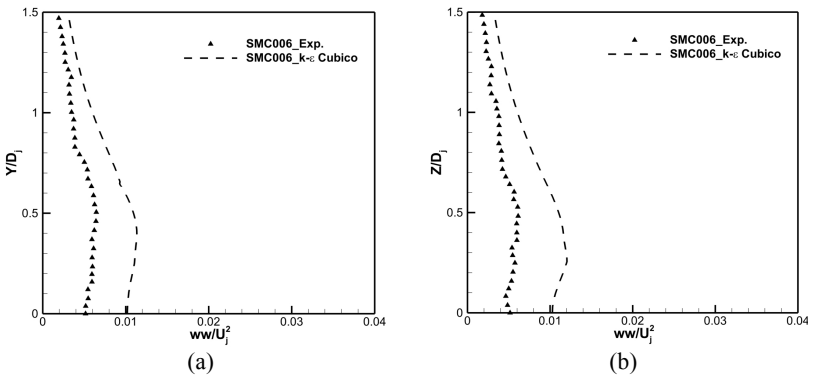


Figura 5.30 – Resultados para componente  $\overline{ww}$  do tensor de Reynolds a  $x/D_j=10$  (SMC006). (a) Plano Y-Y'; (b) Plano Z-Z'.

5.4 EFEITOS DA GEOMETRIA NO ESCOAMENTO

Uma questão importante na análise do uso de bocais serrilhados para controle do ruído acústico é a eventual perda de empuxo. Desta forma, os valores de empuxo foram calculados para cada bocal, a partir do perfil de velocidade em uma seção localizada em  $x/D = 1$ , empregando a Equação (86), resultando os valores dispostos na Tabela 5.1.

$$F_E = \int \rho U_j^2 dA \tag{86}$$

Tabela 5.1 – Resultados de empuxo para os bocais simulados.

	Empuxo dos bocais [N]		
	SMC000	SMC001	SMC006
Experimental	213	223 (+4,7%)	172 (-19,2%)
Numérico	198	216 (+9,1%)	185 (-6,6%)
Engblom <i>et al.</i> (2004)	254	291 (+14,5%)	250 (-1,6%)

Os resultados experimentais de empuxo foram extraídos das medições de Bridges e Brown(2004) e os resultados numéricos foram calculados a partir do campo de velocidade das simulações deste trabalho. Além disto, a Tabela 5.1 também apresenta os resultados obtidos por Engblom *et al.* (2004) para os mesmos bocais, mas com o modelo de turbulência SST.

Através das medições, nota-se que há um aumento de empuxo de 4,7% do bocal SMC001 em relação ao bocal SMC000, enquanto que numericamente observou-se um aumento de 9,1%. Este aumento ocorre pelo fato do diâmetro equivalente do jato também aumentar com a presença do *chevron*, sem haver uma obstrução significativa do jato.

Por outro lado, observa-se um decréscimo no empuxo quando o bocal SMC006 é empregado, devido à maior obstrução do escoamento pela maior penetração dos dentes. Observa-se que modelo numérico prevê uma redução de 6,6% no empuxo em relação ao bocal SMC000, enquanto que experimentalmente observa-se uma queda muito maior, de 19,2%.

As previsões numéricas de Engblom *et al.* (2004) também apresentam o mesmo padrão de variação em relação ao bocal SMC000, mostrando que o modelo foi capaz de identificar o aumento e o decréscimo da vazão mássica do jato. Porém, quando comparadas aos dados experimentais, os resultados mostram uma clara discrepância com os dados experimentais (+19,2% para o bocal SMC000; +30,5% para o



bocal SMC001 e +45,4% para o bocal SMC006). Os resultados obtidos neste trabalho com o código CFD++ apresentam maior concordância com o experimento de Bridges e Brown (2004), com desvios de -8% para o bocal SMC000, -3,2% para o bocal SMC001 e +7,5% para o bocal SMC006.

## 5.5 CONCLUSÕES

As simulações fluidodinâmicas apresentarem problemas de convergência com ambos os modelos de turbulência. No entanto, para as os casos em que a convergência foi obtida, as previsões se mostraram coerentes com os dados experimentais, mesmo com as limitações conhecidas dos modelos de turbulência utilizados.

Para o bocal sem *chevron* (SMC000), as simulações bidimensionais e tridimensionais mostraram os seguintes aspectos:

- O uso da correção VSC no caso bidimensional (2D) resulta em uma taxa de espalhamento do jato mais próxima à observada experimentalmente. As simulações com esta correção foram limitadas à formulação 2D devido à instabilidade numérica gerada com o emprego desta correção em simulações 3D;
- De forma geral, o modelo RSTM forneceu resultados em melhor concordância com os dados experimentais quando comparados com aqueles do modelo  $k-\varepsilon$  cúbico.
- Os níveis de concordância entre os resultados numéricos e dados experimentais obtidos neste trabalho são análogos aos obtidos em outros trabalhos da literatura, tais como Engblom *et al.* (2004), Birch *et al.* (2007) e Aflalo *et al.* (2010);

Devido a problemas de convergência observados com o modelo RSTM, os jatos originados por bocais serrilhados forma simulados apenas com o modelo  $k-\varepsilon$ . Para as duas geometrias de bocais com *chevrons*, as seguintes conclusões foram obtidas:

- O nível de concordância observado neste trabalho entre os resultados numéricos e experimentais é similar ao observado em Engblom *et al.* (2004) e Birch *et al.* (2007). Assim, as previsões do escoamento são adequadas como dado de

entrada para as simulações acústicas, a serem apresentadas na seção 6.

- O efeito dos bocais serrilhados no escoamento foi previsto em linha com o observado experimentalmente. Notou-se uma diminuição gradativa do núcleo potencial e do empuxo conforme a penetração do dente aumenta, mas com uma concordância com os dados experimentais melhor do que a observada no trabalho de Engblom *et al.* (2004).

## 6 RESULTADOS PARA O CAMPO ACÚSTICO

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações do campo acústico com o emprego das analogias de Lighthill e de Ffowes-Williams e Hawkins (FW-H). Assim como realizado para o campo do escoamento no capítulo 5, os resultados são apresentados de forma separada para cada um dos bocais.

### 6.1 BOCAL SMC000

#### 6.1.1 Waveprop1

A analogia acústica de Lighthill empregou resultados de simulações bidimensionais, transportados para uma malha tridimensional, e também de resultados obtidos diretamente de simulações tridimensionais. Os resultados para pressão sonora são apresentados em diferentes posições angulares indicadas na Figura 6.1.

A Figura 6.2 apresenta resultados para pressão sonora (SPL) no domínio da frequência em três ângulos diferentes ( $50^\circ$ ,  $90^\circ$  e  $130^\circ$ ) obtidos a partir do campo do escoamento previsto das simulações 3D. O método claramente superestima o ruído principalmente em alta frequência. Deve ser mencionado que os valores de SPL resultaram inconsistentes quando calculados a partir dos resultados bidimensionais do escoamento e, portanto, não são mostrados aqui.

O passo de tempo utilizado nas simulações foi de  $3,125 \times 10^{-6}$ s, este refino temporal já é suficiente para resolver todos os comprimentos de onda acústica de interesse para as simulações de jato. Diversos testes foram realizados a fim de verificar alguma influência de parâmetros da simulação sobre o resultado, tais como refino de malha, número de modos de Fourier na reconstrução da turbulência instantânea, definido como 150 na obtenção dos resultados apresentados, e filtros temporais. Entretanto, nenhum desses testes pôde indicar uma alternativa para a melhoria da acurácia da previsão. Conclui-se assim que o método implementado no código CAA++ não é capaz de prever o campo acústico de bocais axisimétricos de forma adequada.

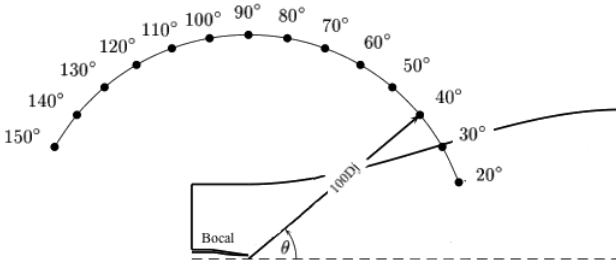


Figura 6.1 – Forma como é medido o ruído no campo distante. Adaptado de Andersson et.al (2005).

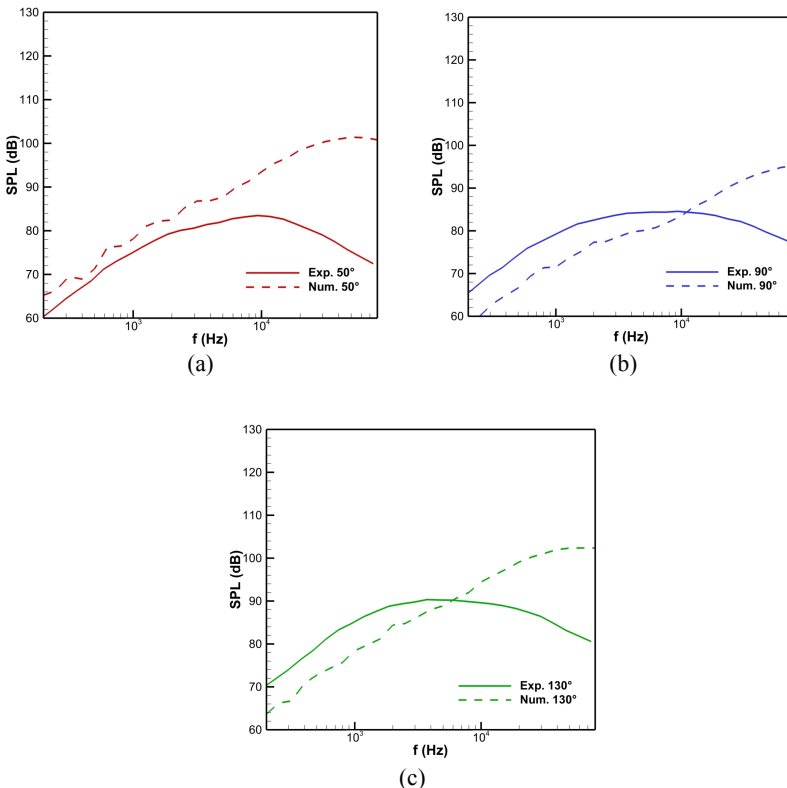


Figura 6.2 – Campo acústico observado a utilizando-se o modelo RSTM como modelo fluidodinâmico. (a) 50°; (b) 90° e (c) 130°.

### 6.1.2 NLAS (*Non-Linear Acoustic Solver*)

A simulação do campo acústico com a analogia de Ffowes-Williams e Hawkings (FW-H) é de alto custo computacional, necessitando em torno de 45 dias para que a reconstrução do campo turbulento seja feita na malha menos refinada, chamada MNLAS01 (Figura 4.14), empregando para tal 8 nós com 2 processadores Intel Xeon E5420 Quadcore de 2,5 GHz e 1333 MHz FSB (*front-side bus*), 12 MB de cache e 16 GB de memória RAM DDR3, 1333MHz (8 pentes de 2 GB). Este aspecto e a baixa acurácia dos resultados encontrada com esta malha desencorajaram testes com malhas de maior refino. A Figura 6.3 apresenta previsões numéricas obtidas com a malha MNLAS01 e diferentes passos de tempo no procedimento de solução. Os dados de entrada do modelo acústico foram obtidos de simulações do escoamento com o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  cúbico.

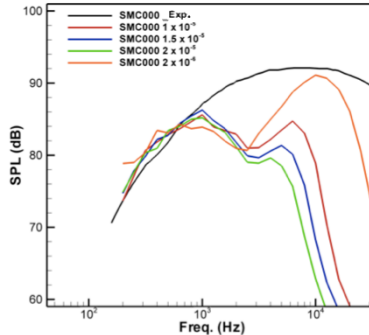


Figura 6.3 – Campo acústico observado a 90° utilizando-se o modelo cubico  $k-\varepsilon$  como modelo fluidodinâmico.

Os resultados foram preparados apenas para o ângulo de 90° do observador, pois a inclusão de outros ângulos aumentaria o tempo de processamento computacional praticamente de forma linear.

Nota-se claramente a falta de concordância entre o resultado numérico e o dado experimental para frequências acima de 1kHz. Além disto, o modelo prevê uma redução da pressão sonora a partir de 1kHz e novo aumento a partir de 3kHz, um aspecto não observado experimentalmente. Realizaram-se alguns testes da influência da geometria da superfície de FW-H que é necessária para a obtenção do resultado do campo acústico.

A Tabela 6.1 apresenta os valores testados para as variáveis R1, R2 e X, indicadas na Figura 6.4. Os elementos pertencentes à superfície são quadriláteros de aresta medindo 2 centímetros. A Malha MNLAS01

foi utilizada nestes testes e as simulações adotaram um passo de tempo de  $2 \times 10^{-5}$  s.

Conforme mostram os resultados de pressão sonora na Figura 6.5, a geometria da superfície se mostrou um parâmetro muito pouco influente no resultado. Desta forma, adotou-se em todas as demais simulações a superfície de menor dimensão a fim de reduzir o tempo computacional. Os resultados ainda se mostram incompatíveis com os dados experimentais, evidenciando que a analogia de FW-H implementada no código CAA++ não é adequada para a previsão do campo acústico de jatos originados por bocais simples axisimétricos.

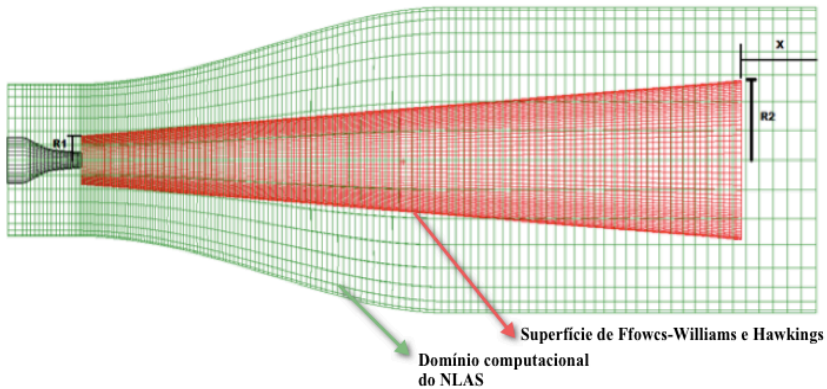


Figura 6.4 – Representação gráfica dos parâmetros testados para a superfície de Ffowcs-Williams e Hawkins.

Tabela 6.1 – Parâmetros da Superfície de Ffowcs-Williams e Hawkins.

Parâmetros	Sup. 1	Sup. 2	Sup. 3	Sup. 4	Sup. 5
R1 (m)	0,08	0,08	0,08	0,05	0,05
R2 (m)	0,26	0,25	0,24	0,23	0,21
X (m)	0	$5D_j$	$10D_j$	$5D_j$	$10D_j$

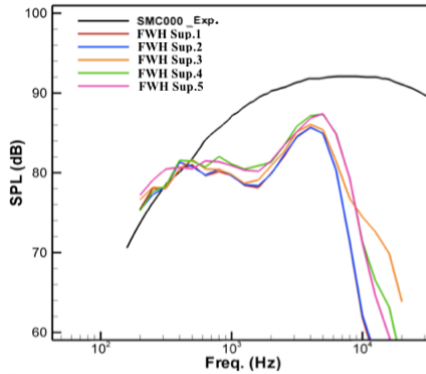


Figura 6.5 – Resultados para os tentes com o tamanho da superfície de Ffowcs-Wiliams e Hawkins.

## 6.2 BOCAL SMC001

Com a deficiência verificada na previsão do campo acústico do bocal SMC000 com a analogia acústica de FW-H, e também levando em conta o seu tempo de processamento computacional extremamente elevado, a mesma não foi adotada em simulações do bocal SMC001. Assim, apenas simulações com a analogia acústica de Lighthill foram feitas e os resultados na Figura 6.6 se referem às posições angulares 50°, 90°, 130° e 150° do observador.

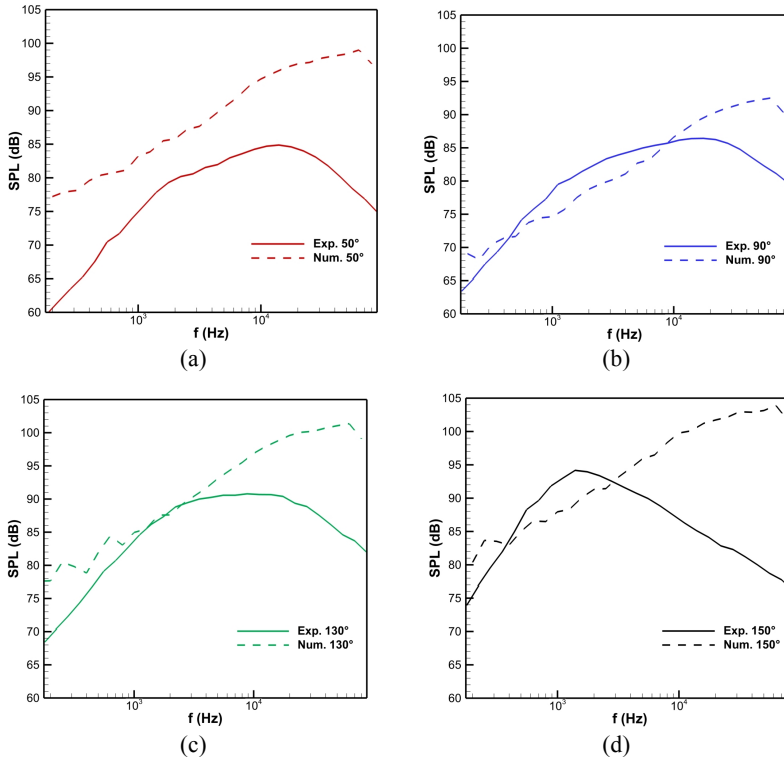


Figura 6.6 – Resultado para o espectro sonoro observado no campo distante(SMC001). (a) 50°; (b) 90°; (c) 130°; (d) 150°.

Os resultados para o ângulo 150° foi apresentado para este bocal a fim de evidenciar a diferença considerável entre os espectros da pressão sonora medido e previsto numericamente. Esta deficiência do modelo pode ser explicada pelo fato de que o modelo não considera efeitos de refração, reflexão, difração e absorção (Lighthill, 1951). Por outro lado, existe também a possibilidade de que as fontes sonoras tenham sido descritas incorretamente pela reconstrução do campo turbulento. Em função destas possíveis deficiências, os espectros previstos de SPL têm praticamente o mesmo formato em todas as posições angulares. Esta insensibilidade do modelo em relação à posição angular fica mais clara por meio da Figura 6.7, na qual os resultados experimental e numérico dos espectros do ruído são apresentados lado a lado. Claramente o modelo numérico não é capaz de prever o efeito da posição angular do observador.



A discrepância entre as medições e previsões chega a 25dB nas altas frequências. Um motivo para a pressão sonora ser superestimada nas altas frequências pode ser o fato de que as frequências acima da frequência de Nyquist, aquelas que não podem ser resolvidas devido ao passo de tempo utilizado, devem ser tiradas da simulação por um processo de filtragem. A Figura 6.8 mostra os resultados sem correção e com correção dada pelo uso do filtro temporal disponível no código CAA++. Nota-se que o uso do filtro afeta o resultado numérico do espectro de SPL, mas não o bastante para torná-lo aceitável. Estes resultados corroboram a conclusão obtida a partir dos resultados do bocal SMC000 de que o modelo baseado na analogia de Lighthill do código CAA++ não é capaz de prever o campo acústico de jatos.

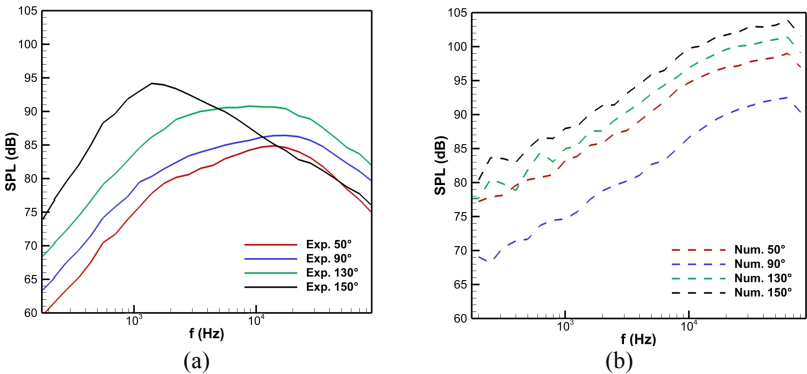


Figura 6.7 – Resultado comparativo do espectro sonoro (SMC001). (a) Experimental; (b) Numérico.

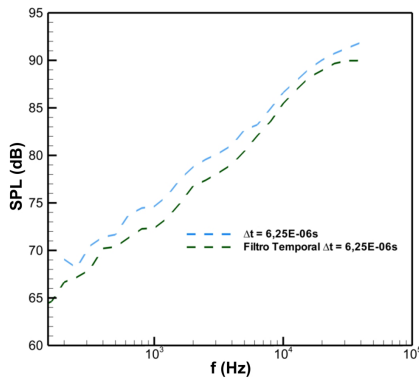


Figura 6.8 – Resultado do espectro sonoro para 90° utilizando o filtro temporal.

6.3 BOCAL SMC006

6.3.1 Waveprop1

A Figura 6.9 apresenta os resultados de pressão sonora nas posições angulares 50°, 90°, 130° e 150° do bocal SMC006. Os resultados mantêm a discrepância de aproximadamente 25dB nas altas frequências observadas para o bocal SMC001, porém nas baixas frequências há uma melhor concordância com os dados experimentais.

Conforme mostra a Figura 6.10, o formato do espectro sonoro não muda com a posição angular do observador, ao contrário das medições. Isto decorre de limitações do próprio método, portanto, o modelo se mostrou novamente incapaz de prever o campo acústico de forma satisfatória.

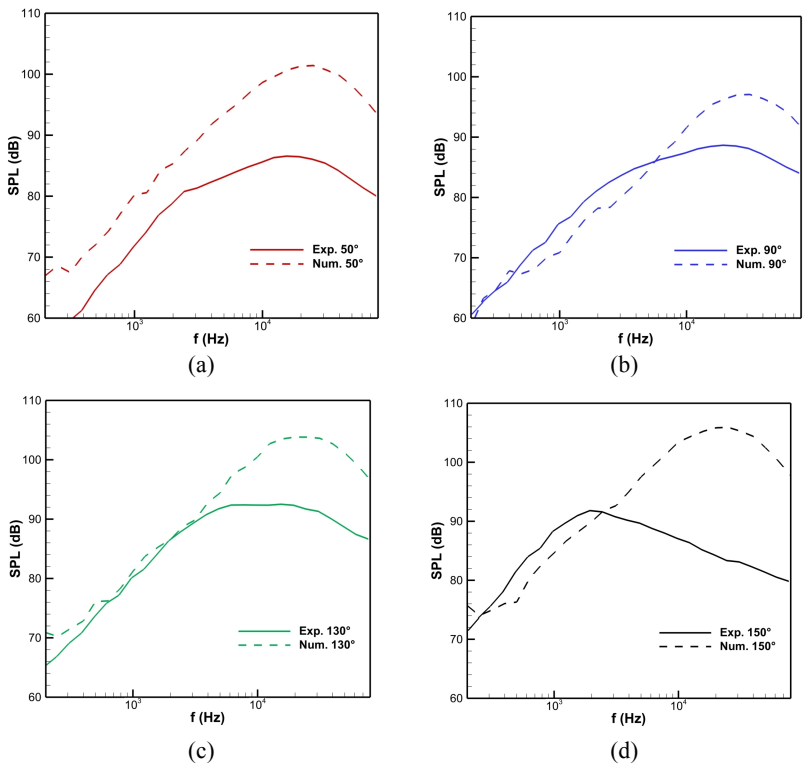


Figura 6.9 – Resultado para o espectro sonoro observado no campo distante(SMC006). (a) 50°; (b) 90°; (c) 130°; (d) 150°.

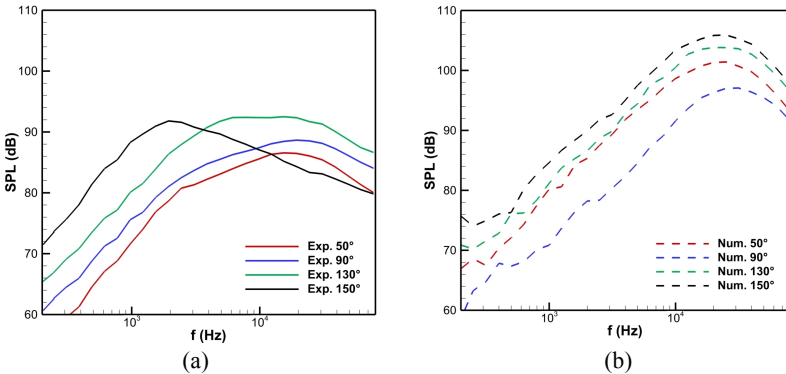


Figura 6.10 – Resultado comparativo do espectro sonoro (SMC006).(a) Experimental; (b) Numérico.

### 6.3.2 NLAS (*Non-Linear Acoustic Solver*)

As simulações para este bocal foram feitas somente com a malha MNLAS02 (Figura 4.15) em função do custo computacional extremamente elevado, em torno de 60 dias, utilizando-se 8 nós do cluster cuja capacidade de processamento já foi descrita.

O tamanho dos elementos da malha foram definidos para prever ondas de pressão sonora com frequência de até 5kHz. O procedimento de reconstrução do campo instantâneo da turbulência disponível no código CAA++ consegue representar os efeitos da geometria do bocal sobre o escoamento, mesmo sem a geometria estar dentro do domínio de solução, como pode ser visto na Figura 6.11, com a prescrição adequada de condições de contorno.

Qualitativamente, a Figura 6.13 deixa evidente que o comportamento do escoamento está dentro do padrão que seria esperado neste tipo de situação. Por exemplo, a Figura 6.13(c) mostra a geometria do núcleo potencial definido pelo bocal serrilhado. Naturalmente, o resultado da Figura 6.13 fornece apenas uma indicação sobre a consistência física do escoamento turbulento reconstruído. Assim, este tipo de verificação é útil para o descarte de resultados incoerentes, economizando tempo de processamento computacional com simulações que não forneceriam resultados válidos.

Em relação ao campo acústico, a Figura 6.12 mostra que não há concordância alguma entre os resultados numéricos e experimentais, com discrepâncias de até 15dB. Com este resultado, conclui-se que o modelo de FW-H implementado no código CAA++ é ainda mais

deficiente do que o modelo baseado na analogia de Lighthill na previsão do ruído acústico gerado por jatos.

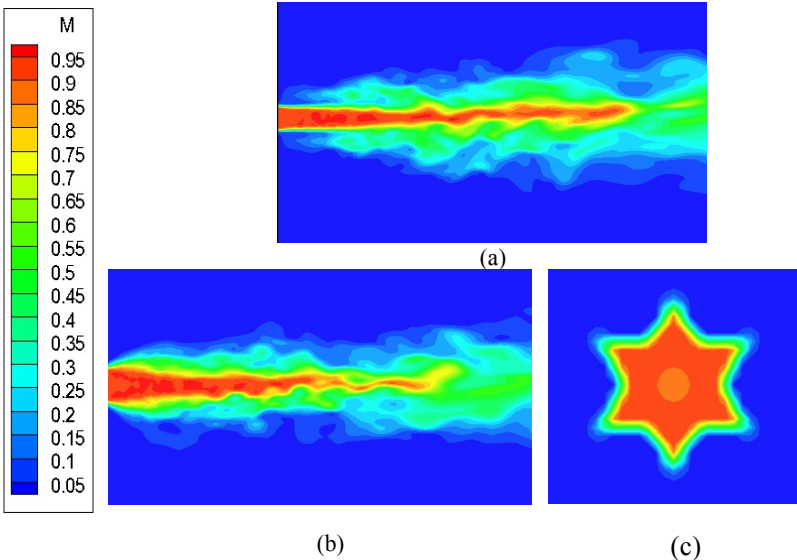


Figura 6.11 – Resultado do campo transiente reconstruído (SMC006).  
(a) Plano  $z=0$ ; (b) Plano  $y=0$ ; (c) Plano  $x=0$ .

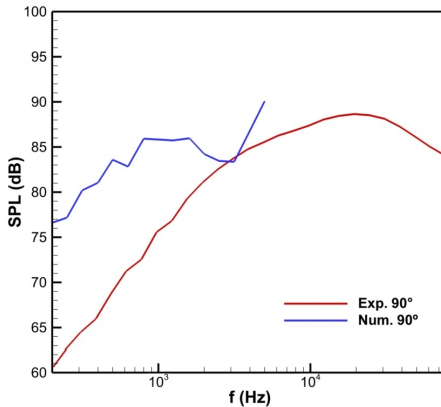


Figura 6.12 – Resultado do campo acústico utilizando a malha MNLAS02 (SMC006).

## 6.4 CONCLUSÕES

Os resultados deste capítulo mostraram que os modelos baseados na analogia de Lighthill e na analogia de Ffowcs-Williams e Hawkings implementados no código CFD++/CAA++ com os nomes de waveprop1 e NLAS respectivamente, não são adequados para a previsão do ruído acústico gerado por jatos subsônicos.

A fim de investigar a origem da imprecisão dos resultados, testes foram realizados com diferentes parâmetros do procedimento de solução, tais como refino de malha e construção de malhas isotrópicas, passo de tempo para evitar erros de aliasing, uso de filtros temporais e tamanho e refino da superfície de Ffowcs-Williams e Hawkings.

Mesmo com os testes supracitados, a precisão dos resultados do espectro de ruído acústico se mostrou muito aquém daquela verificada nos trabalhos de Engblom *et al.* (2004) e Birch *et al.* (2007). Deve ser mencionado que os resultados do escoamento obtidos por esses autores são similares aos previstos nas simulações deste trabalho. No entanto, os resultados do espectro de SPL de Engblom *et al.* (2004) e Birch *et al.* (2007) apresentaram erros na faixa de 5 dB quando comparados aos dados experimentais. Por outro lado, os resultados obtidos com o código CFD++/CAA++ neste trabalho forneceu erros da ordem de 20dB e espectros de SPL completamente diferentes dos dados experimentais.

Uma das possíveis fontes de erros nos resultados numéricos de SPL está na reconstrução da turbulência utilizada pelo código comercial CFD++/CAA++. O uso de uma expansão em série de Fourier para a obtenção do campo de velocidade instantâneo do escoamento turbulento não garante a manutenção das correlações de velocidade do campo médio original, podendo resultar em novo campo fisicamente inconsistente e inadequado para o cálculo das fontes sonoras (Batten, 2011).

Outra possibilidade de erro é a grande dependência do modelo em relação aos dados de entrada, tais como escalas de comprimento e de tempo da turbulência, os quais não são fáceis de ser obtidos corretamente no caso de turbulência não homogênea (Batten, 2011).



## 7 CONCLUSÕES

### 7.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

A presente dissertação considerou a simulação dos campos acústico e de escoamento de jatos gerados pelos bocais investigados experimentalmente por Bridges e Brown (2004). A fim de validar os resultados numéricos, testes de refino de malha e de condições de contorno foram realizados para as diferentes geometrias analisadas. Além disto, avaliaram-se as capacidades do modelo de transporte do tensor de Reynolds (RSTM) e do modelo  $k-\varepsilon$  cúbico em prever o escoamento turbulento.

Um método eficaz para a construção de malhas tanto para bocais axisimétricos quanto para bocais serrilhados foi aplicado com êxito, sendo possível sua utilização para qualquer bocal com 6 dentes. Devido aos elevados gradientes de propriedades do escoamento na saída do bocal, o método permite um maior refino e isotropia da malha nessa região.

As simulações acústicas evidenciaram que as metodologias implementadas no código CFD++/CAA++ são incapazes de prever o campo acústico gerados por jatos subsônicos (número de Mach  $\cong 0,9$ ), fornecendo espectros de ruído sem nenhuma concordância com os dados experimentais e com desvios de SPL da ordem de 20 dB.

Estudos como este contribuem substancialmente para a indústria nacional, neste caso para o projeto Aeronave Silenciosa, pois abrangem um número bastante grande de variáveis de simulação e metodologias de solução presentes em códigos comerciais, auxiliando assim no desenvolvimento de conhecimento nacional sobre esse tipo de análise e na aquisição ou reprovação do código comercial por parte das empresas interessadas.

### 7.2 PRINCIPAIS CONCLUSÕES

Os resultados numéricos para o campo do escoamento com o modelo  $k-\varepsilon$  cúbico e o modelo de transporte das tensões de Reynolds apresentaram concordância satisfatória com os dados experimentais para jatos de Reynolds na ordem de  $10^6$  e Macho de 0,9. Naturalmente,

modelos baseados no conceito de média de Reynolds (modelos RANS) têm limitações conhecidas e amplamente discutidas na literatura (Engblom *et al.*, 2004; Birch *et al.*, 2007), porém os modelos utilizados se mostraram adequados mesmo para a simulação de escoamentos complexos gerados por bocais serrilhados.

Por outro lado, os modelos de previsão do campo acústico não foram capazes de prever o espectro de pressão sonora para diferentes posições de observador no campo distante, com discrepâncias de até 20dB. Atribui-se grande parte do problema ao procedimento de reconstrução do campo de turbulência randômico a partir do campo médio obtido com modelos RANS. Uma vez que este campo é gerado a partir de uma expansão em série de Fourier, é possível mostrar que, para um número grande de passos de tempo (da ordem de  $10^3$ ), o campo turbulento perde sua correlação espacial e temporal. Há estudos relacionados a este problema em andamento e um novo método, que visa manter a correlação da turbulência, está sendo desenvolvido (Batten, 2011).

Em relação ao método baseado na analogia acústica de Lighthill, um dos possíveis fatores responsáveis pela baixa acurácia dos resultados para ângulos diferentes de  $90^\circ$  provém do fato de que a mesma não considera os efeitos da interação da onda sonora com o escoamento ou obstáculos sólidos (Lighthill, 1951). Uma vez que os jatos estão relacionados a altos números de Mach, o efeito do escoamento sobre o campo acústico gerado é muito intenso, atuando não somente na geração de fontes sonoras, mas também modificando a propagação das ondas de pressão acústica.

O método NLAS não gerou resultados satisfatórios, nem mesmo com o emprego de malhas completamente isotrópicas e espectro limitado dentro de uma faixa de frequência baixa, da ordem de 5kHz. Novamente, uma das possíveis fontes de erro é a forma como é reconstruído o campo randômico do escoamento turbulento, pois as escalas de submalha são calculadas da mesma forma como no modelo de Lighthill, ou seja, por meio de uma expansão em série de Fourier que se mostrou deficiente.

Outro problema associado às simulações utilizando o modelo de FW-H é o tempo computacional extremamente elevado, uma vez que o mesmo sintetiza o campo turbulento transiente em todo o domínio e, para cada observador diferente, o programa reconstrói novamente o campo turbulento e identifica as fontes sonoras (Batten, 2011). Uma alternativa seria calcular o campo acústico apenas uma vez, identificando as fontes, e posteriormente propagar as ondas sonoras



analiticamente para cada observador, diminuindo consideravelmente o tempo computacional necessário desta metodologia (Batten, 2011).

### 7.3 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Considerando trabalhos futuros, as seguintes sugestões são dadas com o objetivo de estender o presente estudo:

- i. Teste do método para a sintetização da turbulência, denominado *burst model*, a ser disponibilizado na nova versão do código CAA++;
- ii. Analisar a potência sonora calculada pelo método numérico e a observada experimentalmente. Tomando-se esses resultados é possível inferir se as fontes sonoras são bem representadas pelo modelo de sintetização da turbulência, isolando-se assim contribuições da propagação das ondas de pressão acústica das fontes sonoras.
- iii. Utilização de outros métodos, tais como o de Tam e Ariault (1999), e outras formulações empíricas disponíveis na literatura. Esses tipos de métodos trazem novas abordagens sobre o ruído e são temas de bastante relevância para estudos futuros, pois enriquecem o entendimento da física de geração e de propagação de ondas de pressão sonora.
- iv. Avaliar outros métodos para a reconstrução do campo turbulento a partir de simulações RANS. Tal reconstrução é essencial para a previsão correta do campo acústico calculado por metodologias híbridas baseada em simulações RANS.
- v. Estudos experimentais de jatos livres variando o número de Mach e as geometrias do bocal, a fim de aumentar a base de dados para o entendimento do fenômeno e para a validação de modelos.
- vi. Estudos considerando outros elementos constituintes da aeronave, tais como os “pylons” e os “flaps”, com o objetivo de verificar o efeito sobre o campo acústico decorrente da interação entre o jato e estas estruturas.



## 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, 2010.
- ALKISLAR M.B., BUTLER, G.W. **Significant improvements on jet noise reduction by chevron-microjet combination.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.
- ALMEIDA, O., NETO A.S., BARBOSA, R.J.R., SELF, R.H. **Turbulence as a sound source in subsonic jets.** VII Escola de Primavera de Transição e Turbulência, Ilha Solteira/SP, 2010.
- ANDERSSON, N., ERIKSSON, L.E., DAVIDSON, L. **Effects of inflow conditions and subgrid model on LES for turbulent jets.** 11<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2005.
- BATTEN, P., CRAFT, T.J., LESCHZINER, M.A., LOYAU, H. **Reynolds-stress transport modelling for compressible aerodynamics applications.** AIAA Journal, vol. 37, 1999a.
- BATTEN, P., GOLDBERG, U.C., CHAKRAVARTHY, E.R. **Reynolds-stress-transport modelling for compressible aerodynamics applications.** AIAA Aeroacoustics Conference, 1999b.
- BATTEN, P., GOLDBERG, U.C., CHAKRAVARTHY, S.R. **Reconstructed sub-grid methods for acoustics predictions at all Reynolds numbers.** 8<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2002.
- BATTEN, P., RIBALDONE, E., CASELLA, M. CHAKRAVARTHY, S. **Towards a generalized non-linear acoustics solver.** 10<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004.
- BATTEN, P. **Reunião interna do projeto Aeronave Silenciosa.** Comunicação pessoal, São José dos Campos, 4 nov. 2011.
- BATTEN, P. **Doubts about NLAS.** [mensagem pessoal]. Mensagem recebida por <rafa.c.engel@gmail.com> em 16 mai. 2012.

BHAT, T.R.S. **Reynolds number and temperature effects on jet noise.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.

BERANEK L.L., VÉR I.L. **Noise and vibration control engineering: Principles and applications.** John Wiley & Sons, Inc. Canada, 1992.

BIRCH, S.F., LYUBIMOV, D.A., SECUNDOV, A.N., YAKUBOVSKY, K.YA. **Accuracy requirements of flow inputs for jet noise prediction codes.** AIAA Aeroacoustics Conference, 2003a.

BIRCH, S.F., LYUBIMOV, D.A., SECUNDOV, A.N., YAKUBOVSKY, K.YA. **Numerical modelling requirements for coaxial and chevron nozzle flows.** AIAA Aeroacoustics Conference, 2003b.

BIRCH, S.F., LYUBIMOV, D.A., MASLOV, V.P., SECUNDOV, A.N. **Noise prediction chevron nozzle.** 12<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2006.

BIRCH, S.F., BUKSHTAB, P.A., KHRITOV, K.M., LYUBIMOV, D.A., MASLOV, V.P., SECUNDOV, A.N., YAKUBOVSKY, K.YA. **The use of small air jets to simulate metal chevrons.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007a.

BIRCH, S.F., BUKSHTAB, P.A., KHRITOV, K.M., LYUBIMOV, D.A., MASLOV, V.P., SECUNDOV, A.N., YAKUBOVSKY, K.YA. **A RANS based jet noise prediction procedure.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007b.

BODONY, D.J., LELE, S.K. **Generation of low frequency sound in turbulent jets.** 11<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004.

BRICTEUX, L., DUPONCHEEL, M., WINCKELMANS, G. **Jet flow aeroacoustics at Re=93000: comparison between experimental results and numerical predictions.** 17<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2011.

BRIDGES, J., BROWN, C.A. **Parametric testing of chevrons on single flow hot jets.** 10<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004.

- BRIDGES, J., WERNET, M.P. **Effect of Temperature on Jet Velocity Spectra.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.
- CELIK, I.B., GHIA, U., ROACHE, P.J. **Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications.** Journal of fluids Engineering Transactions of the ASME, 130, 2008.
- CHUA, L.P., YU, S.C.M., WANG, X.K. **Flow visualization and measurements of a square jet with mixing tabs.** Experimental Thermal and Fluid Science, vol.27, 2003.
- CRAFT, T.J., LAUNDER, B.E, SUGA, K. **Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence.** International Journal of Heat and Fluid Mechanics, vol.17, 1996.
- CURLE, N. **The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound.** Proceedings of the Royal Society of London, A 231:505-514, 1955.
- DI FRANCESCANTONIO, P. **A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation.** Journal of Sound and Vibration, 1997.
- DONALDSON, C.D., SNEDEKER, R.S. **A Study of free jet impingement, part 1.** Journal of Fluid Mechanics, Vol. 45, 1971.
- EMBRAER. **Advanced technologies of suppression.** Technical report – Embraer/FAPESP – Silent aircraft Project, 2011.
- ENGBLOM, W.A., KHAVARAN, A., BRIDGES, J. **Numerical prediction of chevron nozzle noise reduction using WIND-MGBK methodology.** 10<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004.
- FFOWCS WILLIAMS, J.E., HAWKINGS, D.L. **Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion.** Proceedings of the Royal Society of London, 1969.
- FU, S. **Computational Modelling of Turbulent Swirling Flows with Second- Moment Closures.** 1988. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – UMIST, Manchester, Inglaterra, 1988.

GROTJANS, H. E MENTER, F.R. **Wall functions for general application CFD codes.** ECCOMAS,98. John Wiley and Sons, Ttd, 1998.

GUDMUNDSSON, K., COLONIUS, T. **Spatial stability analysis of chevron jet profiles.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.

JONES, W.P., LAUNDER, B.E. **The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence.** International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.15, 1972.

JORNAL MEIO NORTE. Tráfego aéreo brasileiro cresce 43% e bate recorde histórico. **Seção de economia do Jornal Meio Norte.com.** Disponível em: <<http://www.meionorte.com/noticias/economia/trafego-aereo-brasileiro-cresce-43-e-bate-recorde-historico-94432.html>> Acesso em: 30 de Agosto de 2011.

KENNEDY, J., FITZPATRICK, J. **The effect of chevrons on the turbulence characteristics of jets.** 16<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.

KOH, S.R., SCHRODER, W., MEINKE, M. **Turbulence heat excited noise sources in single and coaxial jets.** Journal of sound and vibration, 2010.

KRAICHNAN, R.H. **Diffusion by a Random velocity Field.** Physics of Fluids, Vol.13, n.1, 1969.

LAUNDER, B.E. **On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows.** ASME Journal of heat Transfer 110, 1988.

LIGHTHILL, M.J. **On sound generated aerodynamically: I. General theory.** Proceedings of the Royal Society of London, 1951.

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, 2010.

METACOMP TECHNOLOGIES, INC. **User's manual.** 2009.

- MICHALKE, A. **On the effect of external flow and shear-layer thickness on the expansion cells of under-expanded supersonic circular jets.** European Journal of Mechanics, b/Fluids, vol 11, 1992.
- MISERDA, R.F.B., MALDONADO A.L.P., VASCONCELLOS, A.G., PIMENTA, B.G., CUNHA, D.A., LEÃO, R.L.B, CAVALCANTE, T.F.B., VIZIOLI, T.R.A. **Activities report on engine noise predicting using computational aeroacoustics – WBE5.4.** Technical report n°06 – Embraer/FAPESP – Silent aircraft Project, 2011.
- MOORE, P., BOERSMA, B.J. **Investigation of the noise from cold and heated subsonic jets.** 12<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2006.
- MOORE, P. **Aeroacoustics of compressible subsonic jets: direct numerical simulation of a low Reynolds number subsonic jet and the associated sound field.** 135f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade de Sydney, Australia, 2009.
- MORRIS, P.J., LONG, L.N., BANGALORE, A., WANG, Q. **A parallel three-dimensional computational aeroacoustics method using non-linear disturbance equations.** Journal of Computational Physics, 133, 1997.
- NESBITT, E., BRUSNIAK, L., UNDERBRINK, J., LYNCH, D., MARTINEZ, M. **Effects of chevrons on engine jet noise structure.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.
- POPE, S.B. **An explanation of the turbulent round-jet/plane-jet anomaly.** AIAA Journal, n° 16, 1978.
- RAHMAN, A.A. **A review of effects of initial and boundary conditions on turbulent jets.** WSEAS Transactions on Fluid Mechanics, 2010.
- RAIAZADA, N., MORRIS, P.J. **Prediction of noise from high speed subsonic jets using an acoustic analogy.** 12<sup>th</sup> AIAA/CEAS aeroacoustic conference, 2006.

SILVA, C.R.I., ALMEIDA, O., BATTEN, P. **Investigation of an axisymmetric subsonic turbulent jet using computational aeroacoustics tools.** 13<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.

SILVA, C.R.I. **Development of a novel RANS-based method for the computational aeroacoustics of high speed jets.** 2011. 235f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. Universidade de São Paulo, São Paulo, 2011.

SIMONICH, J., NARAYANAN, S., BARBER, T. J., NISHIMURA, M. **High subsonic jet experiments part II: aeroacoustic characterization, noise reduction & dimensional scaling effects.** 6<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2000.

SMIRNOV, A., SHI, S., CELIK, I. **Random flow generation technique for large eddy simulations and particle dynamics modeling.** Journal of Fluids Engineering, vol. 123, p. 359-371, 2009.

TAM, C.K.W., ARIAULT, L. **Jet mixing noise from fine-scale turbulence.** AIAA Journal, Vol.31, 1999.

TIDE, P.S., BABU, V. **Numerical predictions of noise due to subsonic jets from nozzles with and without chevrons.** Journal of Sound and Vibration, 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, 2007.

VÉR, I.L., BERANEK, L.L. **Noise and vibration control engineering – Principles and applications (2<sup>nd</sup> Edition).** John Wiley & Sons, 2006.

YAZDI, A.N., LEW, P.T., MONGEAU, L. **Large Eddy Simulation of Jet Noise Suppression by Impinging Microjets.** 17<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2011.

ZAMAN, K.B.M.Q. **Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries.** Journal of Fluid Mechanics, vol.383 p.197-228, 1999.