

UNIVERSIDADE FEDERAL DA SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE BOCAL
SERRILHADO SOBRE O DESENVOLVIMENTO DE UM JATO
TURBULENTO EM BAIXO NÚMERO DE MACH**

Lígia Venancio Froening

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

Orientadores:

Prof. César José Deschamps, Ph.D.

Prof. Juan Pablo de Lima Costa Salazar,
Ph.D.

Florianópolis
2013

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

Froening, Lígia Venancio
Investigação Experimental do Efeito de Bocal Serrilhado
Sobre o Desenvolvimento de um Jato Turbulento em Baixo
Número de Mach / Lígia Venancio Froening ; orientador,
César José Deschamps ; co-orientador, Juan Pablo de Lima
Costa Salazar. - Florianópolis, SC, 2013.
92 p.

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

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. escoamento de jato. 3. Bocais
Serrilhados. 4. Chevrons. 5. Turbulência. I. Deschamps,
César José . II. Salazar, Juan Pablo de Lima Costa. III.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-
Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

Lígia Venancio Froening

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE BOCAL
SERRILHADO SOBRE O DESENVOLVIMENTO DE UM JATO
TURBULENTO EM BAIXO NÚMERO DE MACH**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

Florianópolis, 25 de outubro de 2013.

Prof. César José Deschamps, Ph.D. - Orientador

Prof. Juan Pablo de L. C. Salazar, Ph.D. - Coorientador

Prof. Armando A. Gonçalves Jr., Dr. - Coordenador do Curso

BANCA EXAMINADORA

Prof. César José Deschamps, Ph.D. - Presidente

Prof. Amir Antônio Martins Oliveira Jr., Ph.D.

Prof. Leonardo Santos de Brito Alves, Ph.D. (UFF)

Prof. Sergio Viçosa Möller, Dr. –Ing. (UFRGS)

Este trabalho é dedicado aos meus pais, Alberto e Saete, aos meus irmãos Cleber e Renata e às minhas avós, Aparecida e Terezinha.

AGRADECIMENTOS

Ao professor César José Deschamps, por sua competente orientação e apoio durante este trabalho. Ao professor e orientador Juan Pablo de Lima Costa Salazar, por ter sido tão participativo e ter me ajudado a superar vários desafios.

Ao excelente corpo docente do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica. Ao laboratório POLO, por ter aberto suas portas e que será sempre uma referência de qualidade e comprometimento na minha vida profissional. À CAPES e à EMBRAER pelo suporte financeiro.

Aos colegas do projeto Leopoldo P. Bastos, Filipe D. da Silva, Victor H. P. da Rosa, Rafael C. Engel e ao engenheiro Carlos Roberto Ilário da Silva pelas contribuições. Aos alunos de graduação Camilla B. Rampinelli, Gaëtan B. Labi e Marco A. D. Maccarini que me auxiliaram diretamente. Aos colegas do POLO, Pablo A. de Oliveira, Cláudio J. dos Santos, Marco C. Diniz, Maurício J. de Oliveira, Paulo C. R. Palomino, Pedro M. de Oliveira e tantos outros que compartilharam conhecimento, experiência, material didático, incentivos e risadas.

Ao Fabiano Van Bömmel, Ricardo Hellmann e Jorge Lubas pela ajuda na construção da bancada experimental e ao Eduardo Ludgero, cujas contribuições em diversas áreas, teóricas e práticas, foram imprescindíveis. À Norma Mônico, Márcia dos Santos e aos demais colaboradores e funcionários do POLO, pelos serviços prestados com muito carinho e solicitude.

Aos queridos amigos Livia Y. Brescansin, Ayla B. Eidam, Bruno N. Zanini, Paulo Aragão, Maria Tereza Nedochetko, Éder Gimines, Gabriele Brusco, Mariângela Diniz, João Paulo Branco e Fernanda Paim pelo companheirismo, motivação, orações e grandes momentos de alegria.

Aos meus pais Alberto e Salete, meus irmãos Renata e Cleber, às minhas avós Cida e Terezinha e ao Jorge G. Bezerra Jr. pelo carinho, paciência, motivação, pela companhia mesmo distante e, sobretudo, pelo amor. Vocês foram fundamentais. À minha prima Camila Venâncio e sua família que me receberam com tanto amor em Florianópolis, e aos meus padrinhos Amélia e Cláudio Moreira.

Agradeço também aos amigos e familiares que de alguma forma me ajudaram e torceram por mim, mas que não tenham sido nominalmente citados aqui. Vocês serão sempre lembrados pela colaboração nesta importante fase da minha vida.

E a Deus por ter me permitido concluir este trabalho.

“E eu corro o risco de ficar como as pessoas grandes, que só se interessam por números. Foi por isso que comprei um estojo de aquarelas e alguns lápis.”

Antoine de Saint-Exupéry

RESUMO

A presente dissertação analisa os efeitos de bocal serrilhado no desenvolvimento de um jato turbulento em baixo número de Mach. Uma bancada experimental foi desenvolvida para medições da velocidade do escoamento através de anemometria de fio-quente. A primeira etapa do estudo se concentrou na caracterização da região de auto-similaridade ($x/D > 30$) de um jato circular com número de Mach 0,14 e número de Reynolds $3,9 \times 10^4$, gerado por um bocal sem serrilha de 12,3 mm de diâmetro, com o objetivo de validar as medições através de comparações com dados da literatura. O padrão universal do espectro de energia cinética turbulenta unidimensional $E_{11}(k_1)$ foi demonstrado para as diferentes posições radiais medidas em $x/D=44$ e a subfaixa inercial do espectro foi claramente identificada. A segunda etapa da investigação avaliou o efeito de um bocal serrilhado no desenvolvimento do jato, buscando também verificar os mecanismos de redução de ruído geralmente atribuídos a este tipo de geometria. Perfis de velocidade média e intensidade da turbulência foram obtidos para o bocal serrilhado e comparados com aqueles do bocal sem serrilhas em várias posições do escoamento. Os resultados evidenciaram o aumento do espalhamento do jato e do nível de intensidade da turbulência para o bocal com serrilhas, ocasionando a redução no comprimento do núcleo potencial de $4,2D$ do bocal padrão para $3,6D$ na geometria modificada. Espectros unidimensionais de energia cinética turbulenta e coeficientes de auto-correlação temporal foram também obtidos para ambos os bocais e permitiram observar a alteração das escalas de comprimento do escoamento turbulento.

Palavras-chave: 1. Jato 2. Bocais serrilhados 3. Turbulência

ABSTRACT

This dissertation examines the effects of chevron nozzles in the development of a single-stream, subsonic, cold jet. An experimental setup was developed to allow measurements of velocity using hot-wire anemometry. The first part of the study is focused on the characteristics of the self-similarity region ($x/D > 30$) of a circular jet with 12.3 mm diameter, Mach number 0.14 and Reynolds number 3.9×10^4 , in order to validate the measurements via comparisons with data in the literature. The universal spectrum for the one-dimensional turbulent kinetic energy $E_{11}(k_1)$ was demonstrated for different radial positions measured at $x/D = 44$ and the spectrum inertial subrange was clearly identified. The second part of the investigation was focused on the effect of a chevron nozzle in the jet development and on mechanisms that are generally associated with noise suppression. Profiles of mean velocity and turbulent intensity were obtained for the nozzles with and without chevrons. The results showed an increase in the jet spreading and in the turbulent intensity level brought about by the chevron nozzle, which gives rise to a reduction in the potential core length from $4.2D$ in the baseline nozzle to $3.6D$ in the chevron nozzle. Results for one-dimensional spectra of turbulent kinetic energy and one-point temporal autocorrelation coefficients were also obtained for both nozzles and allowed an analysis of modifications in the turbulent length scales.

Keywords: 1. Jet 2. Chevron nozzles 3. Turbulence

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Aeroporto de Congonhas, São Paulo. Reproduzido de http://commons.wikimedia.org	2
Figura 2: Evolução do nível de ruído máximo permitido em função da massa máxima de decolagem (MMD) para obtenção de certificado de operação das aeronaves ao longo dos anos; Adaptado de Dickson (2013).....	3
Figura 3: Distribuição das fontes sonoras de uma aeronave durante a decolagem e o pouso; Adaptado de Dickson (2013).....	4
Figura 4: Representação de motores do tipo Turbofan; (a) Reproduzido de http://www.mikejamesmedia.com/news (b) Adaptado de http://commons.wikimedia.org	5
Figura 5: Bocais com chevrons; Reproduzido de www.nasa.gov	6
Figura 6: Representação das regiões do jato; Adaptado de Almeida <i>et al.</i> (2010).	10
Figura 7: Estruturas coerentes do jato com (a) bocal circular; (b) bocal com <i>chevron</i> . O número “5” indica os anéis coerentes que se formam em jatos circulares, e os números “1+2, 3+4” indicam vórtices que se emparelharam com o desenvolvimento do jato; Reproduzido de Violato e Scarano (2011).	19
Figura 8: a) Campo vetorial da velocidade na seção transversal de um bocal com lóbulos; b) Vórtices contra-rotacionais; Reproduzido de a) Hu <i>et al.</i> (2002); b) Alkislal <i>et al.</i> (2007).....	19
Figura 9: Conjunto de bocais com variações paramétricas na geometria; Reproduzido de Bridges e Brown (2004).	20
Figura 10: (a) Montagem final do bocal testado; (b) Parâmetros do bocal utilizados para calcular a intensidade do vórtice; Adaptado de Bridges e Brown (2004).	21
Figura 11: Velocidade axial na linha de centro para bocais com diferentes níveis de penetração; Reproduzido de Bridges e Brown (2004).....	22
Figura 12: Seção transversal com contorno da intensidade turbulenta axial para bocais com diferentes níveis de penetração; Reproduzido de Opalski <i>et al.</i> (2005).	23
Figura 13: Seção transversal com contorno da velocidade axial para bocais com diferentes níveis de penetração; Reprodução de Opalski <i>et al.</i> (2005).	24
Figura 14: Seção transversal com vorticidade axial média para bocais com diferentes níveis de penetração; Reproduzido de Opalski <i>et al.</i> (2005).	25

Figura 15: Velocidade axial na linha de centro para bocais com número de dentes diferente; Reproduzido de Bridges e Brown (2004).	27
Figura 16: Referencial para determinar o ângulo referente à direcionalidade do som. Adaptado de Alkislar <i>et al.</i> (2007).	28
Figura 17: (a) Perfil radial de velocidade; (b) Perfil radial de intensidade turbulenta de um jato coaxial; Reproduzido de Callender <i>et al.</i> (2010).	30
Figura 18: (a) Bocal com microjatos; (b) Bocal com <i>chevrons</i> ; Reproduzido de Alkislar <i>et al.</i> (2007).	30
Figura 19: Direcionalidade de um bocal circular, um bocal com microjatos e um bocal com <i>chevrons</i> ; Reproduzido de Alkislar <i>et al.</i> (2007).	31
Figura 20: Distribuição do nível de pressão sonora em função do número de Strouhal para o ângulo de (a) 90° e (b) 160°; Reproduzido de Alkislar <i>et al.</i> (2007).	33
Figura 21: Distribuição das fontes sonoras no jato para (a) $St=0,25$ (b) $St=0,5$ (c) $St=1,25$ (d) $St=2,5$; Reproduzido de Alkislar <i>et al.</i> 2007.	33
Figura 22: Representação da bancada de testes.	36
Figura 23: Bocais SMC000 e SMC006.	37
Figura 24: Principais dimensões dos bocais SMC000 (esquerda) e SMC006 (direita).	38
Figura 25: Sonda básica para propósitos em geral; Reproduzido de Dantec Dynamics.	40
Figura 26: Mesa de soldagem.	41
Figura 27: Função de transferência obtida a partir dos dados calibrados.	42
Figura 28: (a) Sistema de posicionamento; (b) Suporte.	43
Figura 29: (a) Sonda; (b) e (c) Suportes; (d) Cabo; (e) Conector BNC; Reproduzido de Dantec Dynamics.	43
Figura 30: Perfil radial de velocidade em $x=2D$ representando procedimento de localização do centro do jato.	44
Figura 31: Representação da montagem do <i>hardware</i> de aquisição	47
Figura 32: <i>Chassis</i> central (<i>StreamLine</i>).	48
Figura 33: Sistema de calibração; Adaptado de Dantec Dynamics.	49
Figura 34: (a) Perfil radial da velocidade axial; (b) Perfis radiais adimensionalizados pela variável de similaridade.	58

Figura 35: (a) Comparação entre os dados do presente trabalho ($Re=3,9 \times 10^4$) com dados de Hussein <i>et al.</i> (1994) ($Re=9,5 \times 10^4$); (b) Variação de $r_{1/2}$ com a distância axial	59
Figura 36: Taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro; Dados reproduzidos de Hussein <i>et al.</i> (1994)	60
Figura 37: Espectro de energia cinética turbulenta para diversas posições radiais em $x=44D$ para o bocal SMC000.....	62
Figura 38: Grade de posições para varredura radial (a) 0,4D e (b) 3D, 4D e 6D.	64
Figura 39: Referência para a nomenclatura de pico e de vale do bocal.	65
Figura 40: Velocidade média axial do jato. O lado esquerdo contém resultados para o bocal SMC000 e lado direito para o bocal SMC006 nas posições (a) e (b) $x=0,4D$; (c) e (d) $x=3D$; (e) e (f) $x=4D$; (g) e (h) $x=6D$	67
Figura 41: Intensidade turbulenta axial do jato. O lado esquerdo contém resultados para o bocal SMC000 e lado direito para o bocal SMC006 nas posições (a) e (b) $x=0,4D$; (c) e (d) $x=3D$; (e) e (f) $x=6D$	68
Figura 42: Velocidade média axial na seção transversal do jato em (a) $x=0,5D$ SMC001; (b) $x=0,4D$ SMC006; (c) $x=0,5D$ SMC006; (a) e (c) reproduzidos de Opalski <i>et al.</i> (2005).	69
Figura 43: Ângulo de penetração do bocal SMC006; (a) Reproduzido de Xia <i>et al.</i> (2009); (b) Desenho utilizado para confecção do bocal do presente trabalho.	70
Figura 44: Matriz de pontos para varredura axial.	70
Figura 45: Velocidade média axial no plano longitudinal para (a) Bocal SMC000; (b) Bocal SMC006P; (c) Bocal SMC006V.	71
Figura 46: Intensidade turbulenta axial no plano longitudinal para (a) Bocal SMC000; (b) Bocal SMC006P; (c) Bocal SMC006V	72
Figura 47: (a) Velocidade média axial ao longo da linha de centro; (b) Intensidade turbulenta axial ao longo da linha de centro.	74
Figura 48: (a) e (c) Velocidade média axial em $x/D=0,4$ e $x/D=2$; (b) e (d) Intensidade turbulenta axial para as mesmas posições.....	74
Figura 49: (a) Velocidade média axial, perfil radial em $x=2D$ para o bocal SMC006; (b) Espessura da camada de cisalhamento para cada perfil dos bocais ao longo do eixo x ; Reproduzido de (a) Uzun <i>et al.</i> (2011), $Ma=0,9$; Dados do presente trabalho, $M=0,14$	75
Figura 50: (a) e (c) Velocidade média axial em $x/D=4,5$ e $x/D=8$; (b) e (d) Intensidade turbulenta axial para as mesmas posições.....	76

Figura 51: Espectro de energia cinética turbulenta. (a) ao longo da linha de centro; (b) $x/D=1$; (c) $x/D=3$; (d) $x/D=8$	79
Figura 52: Coeficiente de correlação temporal ao longo do jato na linha de centro para o bocal (a) SMC000; (b) SMC006.....	81
Figura 53: Correlação temporal ao longo da linha de centro para os bocais SMC000 e SMC006 em (a) $x=1D$; (b) $x=3D$; (c) $x=8D$	81
Figura 54: Correlação temporal em $r=0,5D$ para os bocais SMC000 e SMC006 em (a) $x=1D$; (b) $x=3D$; (c) $x=8D$	81

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Configurações de teste	52
Tabela 2: Constantes de caracterização do jato.....	61

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BNDES	Banco Nacional do Desenvolvimento Econômico e Social
ICAO	<i>International Civil Aviation Organization</i>
EPNdB	<i>Effective Perceived Noise in decibels</i>
MMD	Massa Máxima de Decolagem
QAT	<i>Quiet Aircraft Technology</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
FAPESP	Fundação de Amparo à Pesquisa de São Paulo
RANS	<i>Reynolds Avaraged Navier-Stokes</i>
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
ILES	<i>Implicit Large-Eddy Simulation</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
SMC	<i>Small Metal Chevron</i>
OASPL	<i>Overall Sound Pressure Level</i>
SPL	<i>Sound Pressure Level</i>
NI	<i>National Instrument</i>
ACFM	<i>Actual Cubit Feet per Minute</i>
CNC	Controle Numérico Computadorizado
CTA	<i>Constant Temperature Anemometry</i>
CCA	<i>Constant Current Anemometry</i>
DFFT	Transformada Discreta de Fourier

LISTA DE SÍMBOLOS

Caracteres do Alfabeto Latino

a_{cal}	Constante referente ao método de calibração
A	Valor máximo da linha de centro do ajuste gaussiano
A	Constante de ajuste na equação da conservação da quantidade de movimento
A/B	Constantes de ajuste do cálculo de incerteza devido à variações de temperatura
b_{cal}	Constante referente ao método de calibração em baixas velocidades
B	Constante proporcional a B_u
B_u	Taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro na região de similaridade
c	Velocidade do som no escoamento
c_∞	Velocidade do som no meio externo
C	Vórtices do tipo C produzido pelos chevrons
D	Diâmetro do bocal
E	Tensão de saída da sonda

$E_{A/D}$	Faixa de leitura da placa de aquisição
E_{corr}	Tensão da sonda corrigida com a temperatura
L	Grande escala de movimento turbulento
M	Número de Mach
Ma	Número de Mach acústico
M/M_0	Conservação da quantidade de movimento
n	Resolução da placa
P	Pressão
\bar{P}	Pressão média
P_{atm}	Pressão atmosférica
P_0	Pressão de referência na câmara de equalização do calibrador
ΔP	Varição de pressão
$r_{1/2}$	Posição radial onde a velocidade decai pela metade do valor na linha de cetro da seção

r	Direção radial do escoamento
Re	Número de Reynolds
S	Taxa de espalhamento do jato
SMC000	Bocal padrão
SMC006P	Bocal serrilhado na seção pico a pico
SMC006V	Bocal serrilhado na seção vale a vale
SRP	Pares de vórtices contra-rotacionais, vorticidade radial
SR	Vorticidade radial
St	Número de Strouhal
t	Tempo
T_0	Temperatura de referência na câmara de equalização do calibrador
T_a	Temperatura do fluido durante a aquisição
T_{ref}	Temperatura de referência da sonda para cálculo da temperatura de sobre-aquecimento
T_w	Temperatura de sobre- aquecimento do fio

ΔT	Variação na temperatura do fluido durante a aquisição em relação à temperatura de referência
u	Flutuação de velocidade na direção x
u'	Valor quadrático médio da velocidade axial
u_i	Flutuação de velocidade. Notação indicial (i)
$\overline{u_k u_i}$	Tensor de Reynolds
U	Velocidade axial média
U_0	Velocidade axial média na linha de centro do jato
U_{cal}	Incerteza devido à calibração
U_{fit}	Incerteza devido à interpolação dos pontos calibrados
U_i	Velocidade instantânea. Notação indicial (i)
\bar{U}_i	Velocidade média. Notação indicial (i)
U_k	Velocidade instantânea. Notação indicial (k)
\bar{U}_k	Velocidade média. Notação indicial (k)
U_j	Velocidade axial média na linha de centro do jato na saída do bocal

U_{placa}	Incerteza devido à resolução da placa
U_{Temp}	Incerteza devido às variações de temperatura
$U_{\rho,T}$	Incerteza devido às variações de densidade em consequência da variação de temperatura
v	Flutuação de velocidade na direção y
x	Coordenada do sistema de posicionamento da sonda. Direção principal do escoamento
x_0	Origem virtual do jato
X_c	Comprimento do núcleo potencial
y	Coordenada do sistema de posicionamento da sonda
y_0	Coordenada referente ao centro do jato na direção y
z	Coordenada do sistema de posicionamento da sonda
z_0	Coordenada referente ao centro do jato na direção z
w	Flutuação de velocidade na direção z

Caracteres do Alfabeto Grego

α	Ângulo de penetração do dente do bocal SMC006
δ	Espessura da camada de cisalhamento
δ_{pico}	Espessura da camada de cisalhamento medida no plano do pico
δ_{vale}	Espessura da camada de cisalhamento medida no plano do vale
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
ξ	Variável de similaridade
η	Escala comprimento de Kolmogorov
η	Variável de similaridade
$\eta_{1/2}$	Posição da variável de similaridade onde a velocidade decai pela metade do valor da linha de centro na seção
κ_1	Número de onda na transformada discreta de Fourier
ν	Viscosidade cinemática
ρ	Densidade

σ_y Desvio padrão médio da velocidade na direção y

σ_z Desvio padrão médio da velocidade na direção z

τ_η Escala de tempo da Kolmogorov

Γ Intensidade do vórtice

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	1
1.1	FONTES DE RUÍDO E METAS DE REDUÇÃO	2
1.2	RUÍDO DE JATO	5
1.3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	7
1.3.1	Turbulência	7
1.3.2	Jatos turbulentos	9
1.3.3	A região de auto-similaridade	10
1.4	OBJETIVOS	12
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	15
2.1	EFEITO DA VORTICIDADE	17
2.2	EFEITO DE PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO BOCAL	20
2.2.1	Efeito da penetração dos dentes do <i>chevron</i>	21
2.2.2	Efeito do número de dentes do <i>chevron</i>	25
2.2.3	Estudo de outros parâmetros	27
2.3	EFEITOS DAS CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO DO JATO	28
2.4	OUTROS EFEITOS DE <i>CHEVRONS</i>	29
3	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	35
3.1	BANCADA	36
3.2	BOCAIS	37
3.3	SISTEMA DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADE	38
3.3.1	Sondas	39
3.3.2	Soldagem e calibração da sonda	40
3.4	SISTEMA DE POSICIONAMENTO E SUPORTE DA SONDA	42
3.4.1	Alinhamento da sonda ao eixo do jato	43
3.5	SUPRIMENTO DE AR	45
3.5.1	Compressores e reservatórios	45
3.5.2	Válvulas	45
3.5.3	Filtro e desumidificador	46
3.6	INSTRUMENTAÇÃO	46
3.6.1	Medidor de vazão	47
3.6.2	Medidor de pressão e temperatura	47
3.6.3	Circuito elétrico	48
3.6.4	Unidade calibradora	48
3.7	OPERAÇÃO DA BANCADA	50
3.7.1	Controle e monitoramento do escoamento	50
3.7.2	Sequência de testes	51

3.7.3	Pós-processamento	53
3.7.4	Análise de incertezas	54
4	RESULTADOS	57
4.1	VALIDAÇÃO DA BANCADA	57
4.2	INFLUÊNCIA DOS BOCAIS SOBRE O ESCOAMENTO.....	63
4.2.1	Contornos de magnitude das seções axiais e transversais	64
4.2.2	Perfis de velocidade e intensidade turbulenta.....	72
4.2.3	Análise do espectro de energia cinética turbulenta.....	77
4.2.4	Correlação temporal e escala de tempo	80
5	CONCLUSÕES.....	83
5.1	VALIDAÇÃO DA BANCADA	83
5.2	COMPARAÇÃO ENTRE OS BOCAIS SMC000 E SMC006.....	84
5.3	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	85
6	REFERÊNCIAS.....	87

1 INTRODUÇÃO

O voo inaugural da primeira empresa de aviação civil do Brasil ocorreu em 1927. Desde então, o setor superou inúmeros desafios e cresceu expressivamente. A taxa de crescimento média do número de passageiros entre os anos de 2003 e 2012 foi de 12% ao ano (Infraero, 2013). Somente no ano de 2012, foram realizados mais de 193 milhões de embarques e desembarques nos aeroportos brasileiros. Em um estudo acerca do setor de transporte aéreo do Brasil contratado pelo Banco Nacional do Desenvolvimento Econômico e Social (BNDES), McKinsey & Company (2010) previu um crescimento de 180 milhões de passageiros até 2030. Contudo, apenas nos últimos três anos, o setor já cresceu 65% desta projeção.

Ao analisar os impactos ambientais provocados pela atividade aeroportuária, a Infraero observou que o ruído proveniente dos equipamentos alocados no pátio dos aeroportos e das operações das aeronaves é um dos problemas mais significativos (Infraero, 2013). Visando reduzir esse impacto, a empresa tem investido em alternativas para monitorar, reduzir e controlar o ruído. As linhas de atuação propostas atualmente abrangem a redução do ruído na fonte geradora, mudança na velocidade e na rota das aeronaves durante pouso e decolagem, a restrição da operação em determinados períodos e por fim, a fiscalização por parte do poder público municipal, da ocupação do solo próximo às regiões aeroportuárias. Medidas similares têm sido adotadas em outros países. De fato, existe um esforço conjunto de organizações internacionais no sentido de controlar e reduzir a poluição sonora aeronáutica.

Em algumas cidades, porém, a ocupação no entorno dos aeroportos já está consolidada, como é o caso dos aeroportos de Congonhas em São Paulo (Figura 1), e de Heathrow em Londres, os quais já adotam medidas como a restrição dos horários de operação e a alteração dos procedimentos de pouso e decolagem. Essas medidas impactam diretamente na oferta de voos e nos custos de operação do modal aéreo, prejudicando passageiros e empresas do setor, além de não ser eficaz para preservar a saúde daqueles que trabalham em exposição direta às fontes de ruído. A redução da emissão diretamente na fonte sonora é a abordagem mais importante e definitiva para a solução do problema.



Figura 1: Aeroporto de Congonhas, São Paulo. Reproduzido de <http://commons.wikimedia.org>.

Além do natural incômodo aos moradores e a incompatibilidade evidente do desenvolvimento de algumas atividades próximo aos aeroportos, a exposição ao ruído aeronáutico, segundo Barbosa (2011), pode causar danos fisiológicos à população. Os efeitos mais comuns estão relacionados à perda temporária ou definitiva da audição, dificuldade na comunicação oral, zumbidos, doenças cardiovasculares, hipertensão, estresse, entre outras. Devido a todas essas consequências, pesquisas passaram a ser desenvolvidas para localizar as fontes de ruído das aeronaves e compreender os mecanismos de geração e propagação dos mesmos, buscando soluções para reduzir a poluição sonora.

1.1 FONTES DE RUÍDO E METAS DE REDUÇÃO

Os órgãos nacionais e internacionais que regulamentam a aviação civil estabeleceram patamares para a certificação das aeronaves no que diz respeito à emissão de ruído. A Figura 2 mostra que os níveis tolerados ficaram gradativamente mais restritivos ao longo do tempo, e inclui a redução prevista para entrar em vigor em 2017. Segundo a ICAO (*International Civil Aviation Organization*), um dos órgãos que regulamenta a emissão acústica das aeronaves, o propósito da certificação é garantir que as tecnologias mais avançadas em termos de redução de ruído sejam incorporadas rapidamente aos projetos (Dickson, 2013).

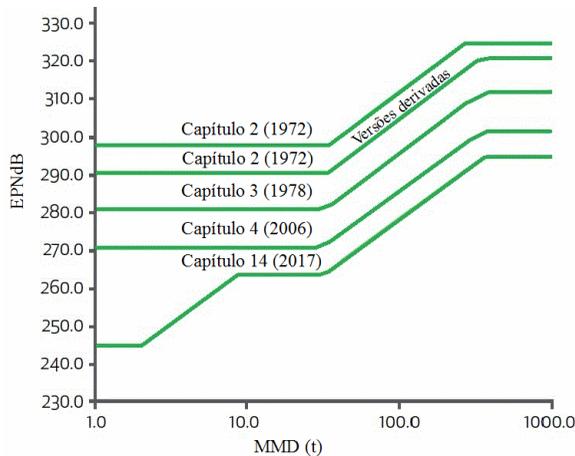


Figura 2: Evolução do nível de ruído máximo permitido em função da massa máxima de decolagem (MMD) para obtenção de certificado de operação das aeronaves ao longo dos anos; Adaptado de Dickson (2013).

Diversos grupos de pesquisa ao redor do mundo têm criado programas para estudar de forma consistente o ruído aeronáutico e propor novas soluções e sistemas. Segundo Whitfield (2004) o projeto *Quiet Aircraft Technology* (QAT), da agência aeroespacial norte-americana NASA, foi concebido para ampliar o conhecimento físico sobre a geração do ruído aeronáutico e desenvolver modelos e conceitos para novas tecnologias. As fontes relativas ao ruído de motor e de fuselagem têm sido estudadas individualmente, assim como a interação entre estas. A União Europeia, por sua vez, criou um projeto denominado Silence (R), relacionado ao programa X-Noise (*European Thematic Network on External Aircraft Noise*), com o objetivo de validar tecnologias de redução de ruído e verificar relações de custo-benefício, visando alcançar uma redução de 10 dB até o ano de 2020.

No Brasil, a fabricante de aviões Embraer e a FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa de São Paulo) financiam o projeto Aeronave Silenciosa: Uma Investigação em Aeroacústica, em parceria com cinco instituições nacionais, e quatro instituições internacionais. As pesquisas são realizadas em várias frentes, utilizando abordagem teórica, numérica e experimental, visando desenvolver ferramentas de diagnóstico das fontes de ruído sonoro nas aeronaves, e propor alterações na

configuração de elementos como asas, *flaps* e trem de pouso (Vasconcelos, 2009).

Sabe-se que os níveis de ruído e as fontes de geração mais relevantes variam de acordo com as condições de operação da aeronave. Em geral, o pouso e a decolagem são os momentos mais críticos do voo em termos de poluição sonora. A Figura 3 apresenta a contribuição individual das fontes mais importantes. O ruído total do motor é composto pelo somatório das parcelas do ruído de *fan*, do compressor, combustor, turbina e jato. Devido à maneira com que o nível de pressão sonora é calculado em decibel, é necessário dobrar a potência de uma fonte para que ela provoque um acréscimo de 3 dB no somatório total.

Segundo Morais *et al.* (2008), durante o procedimento de decolagem, a potência máxima dos motores é requerida para acelerar a aeronave e gerar a sustentação necessária para o voo, fazendo com que o ruído de jato e de *fan* sejam as fontes mais significativas. Na operação de pouso, o fato de *flaps*, *slats* e trem de pouso estarem estendidos faz com que o ruído aerodinâmico, causado pelas interações do escoamento com a fuselagem (*airframe*), se torne significativo também.

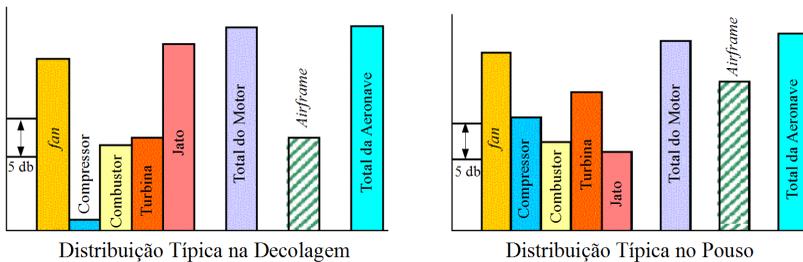


Figura 3: Distribuição das fontes sonoras de uma aeronave durante a decolagem e o pouso; Adaptado de Dickson (2013).

O motor em uma aeronave é o conjunto formado geralmente por compressor, câmara de combustão, turbina e bocal de descarga, o qual pode ser convergente ou convergente-divergente. Os propulsores mais comuns são do tipo turboélice, turbojato e turbofan. O turboélice não possui bocal de descarga, e a turbina, além de acionar o compressor, também fornece potência para as hélices. O turbojato e o turbofan (Figura 4) possuem configurações semelhantes. A diferença entre elas reside no fato de que parte do fluxo de ar admitido pelo ventilador é conduzido por fora da carcaça da turbina no turbofan.

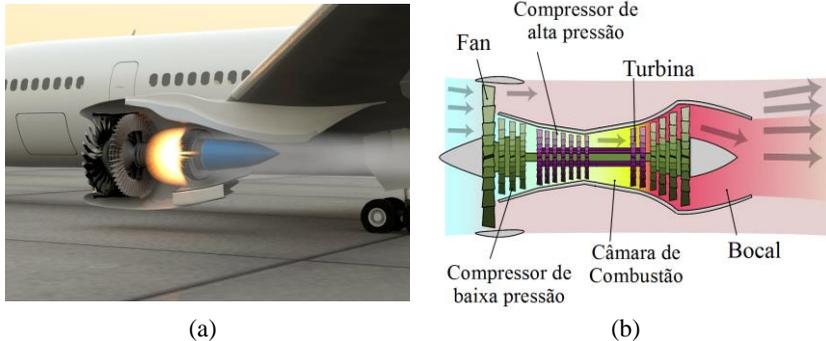


Figura 4: Representação de motores do tipo Turbofan; (a) Reproduzido de <http://www.mikejamesmedia.com/news> (b) Adaptado de <http://commons.wikimedia.org>.

A adoção do turbofan aumentou a eficiência das turbinas e reduziu o ruído gerado. O ar que passa pelo *by-pass* forma um jato secundário com velocidade e temperatura inferior ao do ar proveniente da turbina, diminuindo diferença de velocidade entre o jato principal e o ar atmosférico, reduzindo o ruído. Atualmente, o jato principal, com o ar quente e em velocidade mais elevada, é a principal fonte de ruído, seguido pelo *fan*.

1.2 RUÍDO DE JATO

O jato axissimétrico livre pertence a uma classe de escoamentos que tem sido amplamente estudada. O conjunto dos trabalhos teóricos e experimentais forma a base do conhecimento acerca do comportamento do fluido quando descarregado em uma atmosfera quiescente. Além da simplicidade geométrica, o jato axissimétrico livre com número de Reynolds elevado possui diversas aplicações práticas, e a compreensão do mesmo auxilia na investigação de outros jatos mais complexos, além de ser um excelente caso para o estudo fundamental da turbulência.

Lighthill (1951) propôs a primeira analogia aeroacústica, que estabelece uma relação entre a geração de ruído e o campo de velocidade turbulento na forma de uma equação de onda, motivando vários experimentalistas a investigar o jato e as características turbulentas que pudessem estar relacionadas à geração do som. Laurence (1955) e Davies *et al.* (1962), desenvolveram um dos primeiros

trabalhos para analisar estes aspectos e determinar quais propriedades do escoamento estavam associados ao ruído.

Atualmente, já é conhecida parte dos mecanismos envolvidos na geração e propagação do som provenientes dos jatos. Algumas propostas ainda encontram-se em desenvolvimento, enquanto outras foram implementadas e produziram resultados satisfatórios. Os *chevrons* (Figura 5) são alterações na geometria do bocal que induzem vorticidade axial no escoamento aumentando a mistura entre o ar externo, o jato secundário e o jato principal. Essas geometrias de bocais estão presentes nas aeronaves mais modernas, e podem produzir uma redução de 2 a 3 dB no nível global de ruído. Os bocais com *tabs*, com microjatos e os bocais chanfrados, também são exemplos de geometrias que afetam o ruído por meio do aumento da mistura.



Figura 5: Bocais com chevrons; Reproduzido de www.nasa.gov.

As alterações provocadas no escoamento ainda são estudadas, bem como a influência individual de cada parâmetro geométrico, de forma a otimizar a supressão de ruído com pouco prejuízo ao empuxo do motor. Uma vez que o ruído de jato é mais significativo na decolagem e o uso de bocais com *chevrons* provoca uma redução de cerca de 0,25% na eficiência dos motores, estuda-se a utilização de ligas com memória de forma (*shape memory alloy*) na confecção de *chevrons* adaptativos, que poderiam ser desabilitados durante o voo em condição de cruzeiro (Turner *et al.*, 2004; Hartl *et al.*, 2010).

Ainda em fase inicial de pesquisa, pode-se citar outros conceitos que estão sendo explorados para a supressão do ruído de jato. Por

exemplo, Papamoschou (2006) mostrou que o redirecionamento de parte do escoamento de baixa velocidade, na saída do *fan*, para o escoamento de alta velocidade do jato principal, é capaz de reduzir o ruído. Vários tipos de defletores têm sido testados e também alguns tipos de interação entre o jato e a estrutura que fixa a turbina à asa da aeronave, o pilone (Papamoschou, 2009).

Outra proposta em estudo é a utilização de atuadores de plasma para controlar instabilidades inerentes ao escoamento. Segundo Utkin *et al.* (2007), o jato contém várias instabilidades naturais e amplifica perturbações sobre uma faixa de frequências e modos. As perturbações amplificadas crescem até se tornarem estruturas de grande escala que contribuem significativamente para o ruído no campo acústico distante. Uma vez que algumas dessas estruturas parecem ser menos eficientes na geração do ruído que se propaga até o campo acústico distante, estuda-se o aumento seletivo dessas estruturas por meio de atuadores de plasma.

1.3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

1.3.1 Turbulência

A maioria dos escoamentos presentes na natureza e nas aplicações práticas de engenharia são turbulentos. As taxas de transporte e mistura de massa, quantidade de movimento e calor, aumentam significativamente com a turbulência e são processos de grande importância para o escoamento (Pope, 2000).

Devido à sua complexidade, a turbulência é comumente definida por meio de suas características, dentre as quais, segundo Mathieu e Scott (2000), o caráter randômico e a presença de uma ampla faixa de escalas de tempo e de comprimento. A aparente natureza randômica provém do fato de as equações que governam o movimento dos fluidos serem não-lineares e extremamente sensíveis às condições iniciais e de contorno. Mesmo regidos por equações determinísticas, o controle sobre condições iniciais e de contorno sempre será imperfeito e assim, dois experimentos nunca serão idênticos. Uma das maneiras de abordar esse tipo de escoamento é por meio do estudo estatístico do campo de velocidade, temperatura, pressão, etc..

As maiores escalas de movimento (L) podem possuir a dimensão do próprio escoamento e são estruturas moderadamente coerentes, localizadas dentro de uma região. A ordem de grandeza característica dessas estruturas turbulentas pode ser obtida através de correlações

estatísticas da velocidade entre pontos no tempo ou no espaço. O número do Reynolds é o fator que determina a separação entre as escalas no escoamento. Quanto maior o número de Reynolds, maior será a separação entre as grandes escalas e as menores estruturas, chamadas de escalas de Kolmogorov (η).

Richardson (1922) formulou um conceito central da turbulência, a cascata de energia, que descreve a interação entre as diferentes escalas de movimento turbulento. As grandes estruturas, que detêm praticamente toda a energia cinética do movimento turbulento, quebram-se sucessivamente em estruturas menores por meio de um processo gerado por instabilidades, sem perda significativa de energia por dissipação viscosa. Essa quebra continua até que os efeitos viscosos se tornem efetivos, impedindo que escalas ainda menores se formem.

Reynolds propôs uma descrição estatística da turbulência decompondo a velocidade instantânea em duas componentes: a média e a flutuação associada à turbulência (equação (1.1)), (Mathieu e Scott, 2000).

$$U_i = \bar{U}_i + u_i . \quad (1.1)$$

Em muitas aplicações importantes as propriedades médias do escoamento não variam com o tempo e apresentam variações significativas somente em uma ou duas direções, embora o escoamento instantâneo seja sempre transiente e tridimensional. Esta abordagem, aplicada às equações que regem o movimento de fluidos, como a equação da continuidade e a equação de Navier-Stokes, permitem que uma série de informações importantes do escoamento seja extraída com o auxílio da formulação resultante. A equação (1.2) é conhecida como a equação média de Reynolds. O tensor de Reynolds contém a média do produto das flutuações de velocidade e é o único termo que difere da equação escrita para o escoamento laminar, sendo considerado o responsável pela transferência de quantidade de movimento devido à interação entre o escoamento médio e a turbulência.

$$\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_k} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_k}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{(\bar{u}_k u_j)}_{\text{tensor de Reynolds}} . \quad (1.2)$$

Uma equação de transporte pode ser escrita para o tensor de Reynolds, mas nesta abordagem aparecem outros termos não

conhecidos. A impossibilidade de obter um sistema de equações fechado a partir das equações de Navier-Stokes é conhecido como o problema de fechamento. Simulações das equações médias de Reynolds (RANS) adotam modelos para avaliar as tensões de Reynolds.

A solução da analogia acústica de Lighthill, com o emprego de algumas hipóteses simplificativas, permite desacoplar a geração de ruído e sua propagação. O termo fonte na equação de propagação de ruído depende apenas da solução do campo fluidodinâmico e assume a forma de uma correlação espaço-temporal entre dois pontos em dois instantes de tempo. Algumas pesquisas em aeroacústica procuram medir esta correlação (Bridges e Wernet, 2003; Morris e Zaman, 2010; Kerhervé *et al.*, 2010).

1.3.2 Jatos turbulentos

O jato turbulento é definido como a descarga de fluido com velocidade suficientemente alta para originar um escoamento turbulento em um meio quiescente ou em um meio com velocidade inferior à velocidade de descarga. Os jatos fazem parte de uma gama de escoamentos tidos como canônicos para o estudo da turbulência. Eles possuem algumas características típicas, que têm sido alvo de pesquisas experimentais, teóricas e numéricas ao longo das últimas décadas.

Podem ser identificadas três regiões bem definidas nos jatos; a região inicial, que é composta pelo núcleo potencial e a camada de cisalhamento, a região de transição e a região de auto-similaridade, ou auto-preservação. Uma representação esquemática destas regiões pode ser vista na Figura 6.

O fluido em alta velocidade, ao entrar em contato com o meio quiescente, gera uma camada de cisalhamento de maneira análoga à formação da camada limite em escoamentos em contato com uma placa plana. Nos jatos com número de Reynolds elevado, a transição para o regime turbulento acontece por meio do surgimento e evolução de instabilidades.

A região inicial e a região de transição se estendem até aproximadamente $30D$ a partir da saída do bocal. Juntas, elas formam a região de desenvolvimento do jato. Na transição, após o fim do núcleo potencial, as propriedades do escoamento passam por uma acomodação até que o perfil radial de velocidade, quando normalizado pelas variáveis apropriadas, atinge um formato que não varia com a distância, alcançando assim a condição de auto-similaridade.

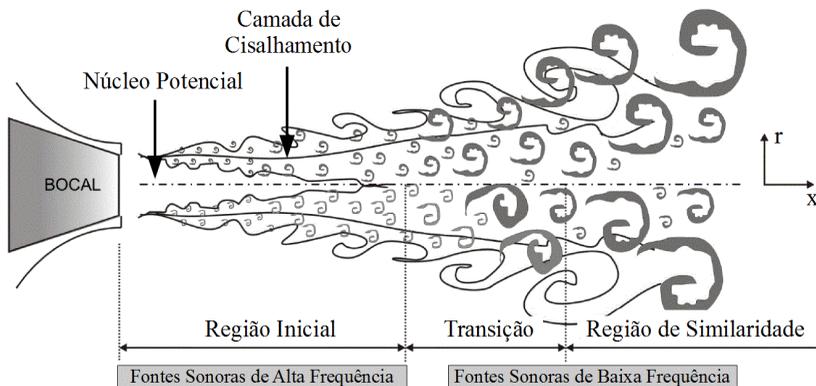


Figura 6: Representação das regiões do jato; Adaptado de Almeida *et al.* (2010).

O tamanho das grandes escalas de movimento cresce linearmente com a distância axial. Na saída do jato elas são da mesma ordem de grandeza do diâmetro do bocal e passam a crescer na direção do escoamento. As menores escalas de movimento são produzidas na camada de cisalhamento, que também é responsável pela dissipação mais intensa da energia cinética turbulenta.

Na descarga dos motores de aeronaves, a interação entre regiões do escoamento com velocidades e temperaturas diferentes gera flutuações de pressão e velocidade responsáveis pelas características do campo acústico. Assim, a distribuição de ruído no espectro de frequência está associada à distribuição das escalas de movimento de diversos tamanhos no jato.

1.3.3 A região de auto-similaridade

Uma forma de interpretar a região de auto-similaridade é a de que o jato perde informação sobre os detalhes de sua origem. O parâmetro que define suas propriedades é função apenas do fluxo de quantidade de movimento. O jato espalha-se enquanto a velocidade média diminui na proporção $1/x$ à medida em que o jato incorpora e acelera fluido do ambiente em um processo conhecido como entranhamento. É possível demonstrar que o fluxo volumétrico aumenta com a distância, enquanto o fluxo de quantidade de movimento do jato é constante. Esta última afirmação pode ser expressa matematicamente conforme equação (1.3).

$$\frac{dQ_m}{dx} = 0 \quad , \quad (1.3)$$

onde Q_m é o fluxo de quantidade de movimento do jato dividido pela densidade do fluido, que para um jato circular pode ser obtido por meio da equação (1.4).

$$Q_m = \int_0^{\infty} 2\pi r \bar{U}_x^2 dr \quad , \quad (1.4)$$

sendo r o raio do jato, e x referente a direção principal do escoamento. Dados experimentais indicam que o jato se torna auto-similar em distâncias superiores a $30D$ da saída do bocal. Segundo George (1989), a importância deste tipo de análise é que ao normalizar as propriedades utilizando um fator independente de uma das variáveis, as equações governantes do escoamento se tornam independentes desta variável e, para o jato simétrico, isso significa a obtenção de uma equação diferencial ordinária para o escoamento médio, com solução analítica dependendo apenas da determinação de uma constante experimental.

Assim, a solução analítica para o perfil de velocidade axial do jato, o perfil de velocidade radial e o perfil da tensão de Reynolds assumem o seguinte formato, respectivamente:

$$\bar{U}_x = (x - x_0)^{-1} f(\eta) \quad , \quad (1.5)$$

$$\bar{U}_r = (x - x_0)^{-1} g(\eta) \quad , \quad (1.6)$$

$$\overline{u_r u_x} = (x - x_0)^{-2} h(\eta) \quad . \quad (1.7)$$

Conforme mencionado, a variável de similaridade para o jato circular é $\eta=r/(x-x_0)$. O fator de $(x-x_0)^{-1}$ na equação (1.5) é obtido da análise do fluxo de quantidade de movimento, que deve ser constante e, portanto, independente da variável x . As equações resultantes, necessárias à análise dos perfis de similaridade são:

$$f(\eta) = \frac{8v_t \alpha^2}{[1+(\alpha\eta)^2]^2} \quad , \quad (1.8)$$

$$g(\eta) = \frac{4v_t \alpha^2 \eta [1 - (\alpha\eta)^2]}{[1 + (\alpha\eta)^2]^2} , \quad (1.9)$$

$$h(\eta) = \frac{32v_t^2 \alpha^4 \eta}{[1 + (\alpha\eta)^2]^3} , \quad (1.10)$$

o valor de $\alpha=8$ fornece um bom ajuste para os dados obtidos experimentalmente e v_t , a viscosidade turbulenta, pode ser calculada utilizando a equação (1.11), uma vez conhecido o valor de Q_m .

$$Q_m = \frac{64}{3} \pi v_t^2 \alpha^2 . \quad (1.11)$$

Para obter o fechamento dessas equações é necessário assumir algumas condições simplificadoras que introduzem erros. As divergências são evidenciadas por Pope (2000) ao comparar os dados experimentais de Hussein *et al.* (1994) com a solução analítica. Contudo, a qualidade do trabalho de Hussein *et al.* (1994) é amplamente reconhecida e seus dados têm sido utilizado como a principal referência para validação de resultados de simulações numéricas e investigações experimentais de jatos circulares.

Os conceitos de similaridade e suas aplicações serão retomados no capítulo de resultados, na seção 4.1.

1.4 OBJETIVOS

Devido à complexidade natural inerente aos escoamentos turbulentos, acrescido de todas as interações entre o jato e outras partes de uma aeronave durante o voo, muitos esforços ainda estão sendo empregados para ampliar o conhecimento dos mecanismos fundamentais de ação dos *chevrons*, e também para o aprimoramento e validação de modelos numéricos de predição do ruído. De fato, a compreensão do fenômeno é fundamental para a melhoria dos modelos de simulação, visando resultados confiáveis com custo computacional aceitável.

Além de suprir a necessidade de dados experimentais para a validação de códigos numéricos, o aprimoramento das técnicas de medição tem possibilitado o estudo de casos complexos, para os quais as simulações numéricas ainda não são viáveis.

Tendo em vista o atual desenvolvimento da pesquisa com *chevrons*, e a necessidade de avanços constantes na redução do ruído aeronáutico, os objetivos desta dissertação são:

- i) Desenvolver e validar uma bancada experimental para testes fluidodinâmicos com diferentes geometrias de bocais, utilizando um jato simples, com baixo número de Mach;
- ii) Realizar uma análise comparativa dos campos do escoamento originados por um bocal padrão e um bocal serrilhado, através da técnica de anemometria de fio-quente.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O ruído passou a ter grande prioridade durante o projeto e desenvolvimento de novos aviões desde que se tornou evidente que a exposição diária causa danos significativos à saúde. Grupos de pesquisa abordam esse tema de forma teórica, experimental e numérica, buscando compreender os mecanismos de geração e propagação do ruído de escoamentos.

O jato na saída de motores de aviões é a fonte dominante de ruído durante as operações de pouso e decolagem e, assim, recebe especial atenção. Os motores do tipo turbofan, com alta razão de *by-pass*, desenvolvidos para aumentar a eficiência dos mesmos, alcançaram as reduções de ruído mais expressivas (Tide e Srinivasan, 2009). Nas últimas duas décadas, grande parte da redução do ruído de jato foi obtida com o aumento do tamanho dos motores, o que permitiu a redução da velocidade do jato sem reduzir o empuxo. Esta redução de ruído ocorre uma vez que, segundo a lei de Lighthill, a intensidade do ruído é proporcional à oitava potência da velocidade do jato (Karabasov, 2010). No entanto, como aumentos maiores na dimensão de motores de aviões não é prático, tornou-se importante investigar outras formas de redução de ruído, tais como a modificação do bocal de motores aeronáuticos. Exemplos dessas modificações são os *chevrons*, ou serrilhas no bocal, para controle passivo do ruído.

O desenvolvimento dos *chevrons* teve início quando experimentalistas notaram que a inserção de uma protuberância era capaz de suprimir um ruído de tom agudo (Zaman *et al.*, 2010). A partir de então, diversas pesquisas foram conduzidas em bocais, inicialmente com *tabs* e posteriormente com *chevrons*, até que se comprovasse a efetividade dessas geometrias. Sabe-se que as serrilhas atuam reduzindo o ruído de baixa frequência e aumentando ruído de alta frequência, que é mais facilmente dissipado na atmosfera.

O desenvolvimento completo dessa tecnologia passou por diversos estudos fundamentais do escoamento e do campo acústico. Inicialmente, a aplicação prática destes recursos foi questionada, uma vez que poderia comprometer a eficiência das turbinas. No entanto, alguns ensaios com protótipos de turbinas em tamanho real foram realizados e várias configurações forneceram resultados satisfatórios. Para uma das configurações, obteve-se uma redução em até 2,71 EPNdB (Ruído Efetivamente Percebido em decibéis), com a perda mínima de 0,06% para o coeficiente de empuxo na velocidade de cruzeiro (Zaman *et al.*, 2010). Estes fatos levaram a ensaios em voo, comprovando que

algumas configurações eram capazes de apresentar benefícios acústicos com pequenas perdas de eficiência do motor. As configurações com maior eficácia foram aplicadas em aeronaves como o Boeing 787 e o Boeing 747-8.

Ainda que essa tecnologia já esteja sendo empregadas em algumas aeronaves comerciais, os esforços para a redução do ruído de jato continuam. Nesse sentido, as ferramentas de simulação computacional têm adquirido importância cada vez maior à medida que os métodos teóricos e a capacidade computacional evoluem.

A análise numérica de jatos via simulações de grandes escalas (LES), ou por simulações híbridas com o uso combinado de LES e modelos de turbulência baseados nas equações médias de Navier-Stokes (RANS) tem sido importantes para auxiliar a compreensão a respeito das alterações geradas pelas diferentes geometrias de bocais, e também para fornecer dados de entrada necessários em simulações do campo acústico, a partir de analogias acústicas. Apesar de sua viabilidade econômica para aplicações da indústria, as simulações empregando exclusivamente modelos RANS apresentam resultados pouco precisos quando utilizadas em códigos acústicos que simulam propagação de ruído (Uzun *et al.*, 2011; Xia *et al.*, 2009). De fato, para uma completa descrição do campo fluidodinâmico e acústico há a necessidade de se realizar simulação numérica direta (DNS). Este método, no entanto, é restrito a pesquisas acadêmicas em função de seu elevado custo computacional.

Birch *et al.* (2006) concluem que as previsões de ruído que utilizam simulações RANS não descrevem completamente os efeitos dos *chevrons*. Devido à complexidade física de ação desses bocais, as previsões não conseguem captar corretamente o aumento do ruído nas altas frequências, a menos que seja inserido um termo fonte proporcional à intensidade dos vórtices axiais. Conforme Birch *et al.* (2006), DNS poderia prever o escoamento com alto grau de fidelidade, mas demandaria recursos computacionais ainda não disponíveis.

Segundo Karabasov (2010), por muitas décadas a analogia proposta por Lighthill (1952) foi a teoria dominante para o tratamento do ruído de jato e teorias desenvolvidas a partir da mesma, continuam sendo aprimoradas. Para jatos circulares, resultados satisfatórios são obtidos com as analogias de Goldestein (2003) e de Michel (2007).

Uma vez que as alterações de pressão sonora provocadas por *chevrons* são em torno de 2 a 3 dB (Bridges e Brown, 2004), as simulações aeroacústicas devem ter uma resolução superior a essa faixa

a fim de se tornarem ferramentas confiáveis no auxílio à seleção e confecção de novas geometrias (Uzun *et al.*, 2011).

Xia *et al.* (2009) realizaram simulações de um jato com $M=0,9$ e $Re=1,03 \times 10^5$ para dois modelos de bocal serrilhado. A abordagem numérica utilizada foi a simulação de grandes escalas implícita (ILES) híbrida, com emprego de um modelo RANS para a região próxima à parede. O campo fluidodinâmico apresentou boa concordância com resultados experimentais, com divergências significativas apenas para intensidade turbulenta nas regiões próximas ao bocal. Na análise da pressão sonora em função da direcionalidade do campo distante, proveniente da previsão do campo acústico com a abordagem de Ffowcs-Williams e Hawkins (1969), foi observada concordância média de 1dB. Os autores ressaltam a capacidade da simulação em captar de forma qualitativa efeito dos *chevrons*, ou seja, aumento do ruído de alta frequência e redução do ruído de baixa frequência. Xia *et al.* (2009) afirmam que, devido às limitações de resolução da malha utilizada na simulação, os componentes extremos de alta frequência não foram capturados, porém para a faixa de frequências dominante, compreendida entre $St=0,02$ e $St=2,0$, os resultados foram satisfatórios.

Apesar dos grandes avanços verificados nas análises numéricas, as pesquisas experimentais ainda são fundamentais para investigação dos efeitos da geometria dos bocais, tanto no campo acústico, como no campo do escoamento. De fato, foi principalmente a abordagem experimental que permitiu a otimização e aplicação prática de *chevrons* em motores, com maiores esforços concentrados em testes acústicos.

Tendo em vista os trabalhos que buscaram compreender e reduzir o ruído de jato por meio da utilização de bocais serrilhados, as seções seguintes apresentam os principais avanços alcançados através de pesquisas experimentais, tanto fluidodinâmicas como acústicas.

2.1 EFEITO DA VORTICIDADE

A vorticidade próximo à saída do bocal é a característica do escoamento que, ao ser afetada pelos *chevrons*, torna-se responsável por todos os outros efeitos, inclusive os acústicos. O papel das estruturas coerentes de grande escala na transição do regime laminar ao turbulento foi amplamente estudado para jatos circulares. A noção de que essas estruturas estavam envolvidas nos mecanismos de geração de ruído, levou à ideia de que uma redução em sua coerência azimutal poderia levar ao cancelamento das flutuações acústicas de larga escala,

ocasionando a supressão do ruído no campo distante (Violato e Scarano, 2011).

O desenvolvimento da técnica de PIV tomográfico possibilitou a medição do campo de velocidade instantânea em domínios tridimensionais. Utilizando esta técnica, Violato e Scarano (2011) e Scarano *et al.* (2010) investigaram o impacto em todo o padrão de transição provocado por perturbações em um jato de água com número de Reynolds moderado ($Re=5000$). Comparações entre um bocal padrão e um bocal serrilhado com seis dentes foram feitas, com o objetivo de estudar a evolução das estruturas coerentes dos vórtices, e sua interação na transição do regime axissimétrico para o tridimensional. A Figura 7 exibe as diferenças observadas no jato para o bocal padrão e o bocal com *chevron*. Percebe-se que os anéis coerentes axissimétricos do bocal padrão são substituídos por estruturas axiais no escoamento do bocal com *chevron*.

A Figura 7b contém a vorticidade radial (SR) e os pares de vórtices contra-rotacionais de vorticidade radial (SRP). As estruturas axiais com vorticidade azimutal se desenvolvem a partir do pico das serrilhas, enquanto seis pares de vórtices axiais contra-rotacionais com vorticidade radial e axial são formados a partir dos vales dos *chevrons*, onde a velocidade radial é máxima. Conforme o jato se desenvolve, a camada de cisalhamento passa a conter estruturas coerentes menores, que foram denominadas vórtices em formato de ‘C’. Essas estruturas englobam fluido externo e transferem para frente, atuando diretamente no entranhamento e espalhamento, sendo responsáveis também pelo alongamento e inclinação das estruturas em direção ao eixo do jato.

Bohl e Foss (1999) sugerem duas possibilidades para explicar a formação da vorticidade axial: a primeira está relacionada ao gradiente adverso de pressão formado a montante do *chevron*, devido ao ângulo entre o dente e o escoamento médio. A outra possibilidade é que há um processo de desprendimento de vórtices ao longo da borda externa do *chevron*. A partir de medições com PIV estereoscópico (Hu *et al.*, 2002; Alkislal *et al.* 2007) e PIV tomográfico (Violato e Scarano, 2011), o campo da velocidade média na seção transversal do jato foi obtido (Figura 8a). O bocal com *chevron* atua no sentido de promover o deslocamento de fluido do núcleo potencial para as regiões de vale no bocal e de deslocar o ar externo para as regiões relativas ao pico. As técnicas de medição supracitadas podem fornecer as três componentes da velocidade e assim permitir o cálculo do campo de vorticidade. A Figura 8b (Opalski *et al.*, 2005) mostra um campo de vorticidade obtido para um bocal com seis dentes. Ressalta-se a formação de pares de

vórtices com rotações contrárias para cada dente ou lóbulo existente no bocal. Resultados similares foram encontrados por Alkislar *et al.* (2007), Violato e Scarano (2011) e Hu *et al.* (2002).

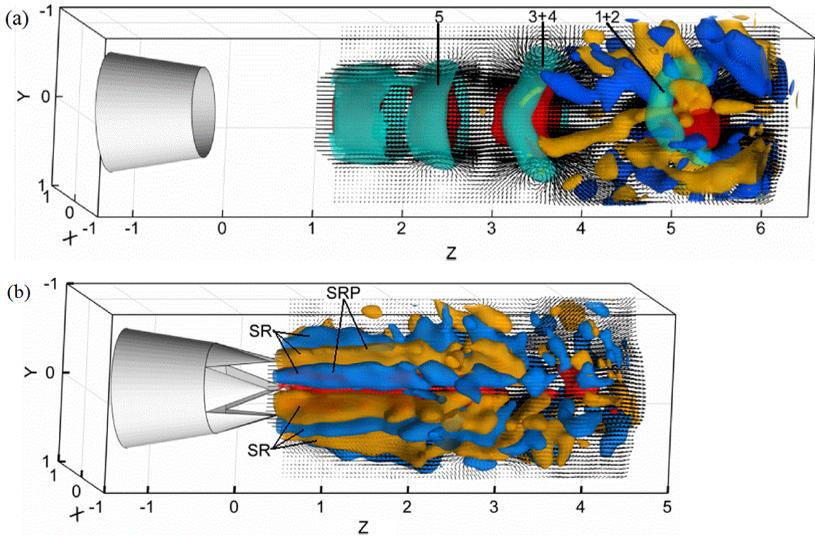


Figura 7: Estruturas coerentes do jato com (a) bocal circular; (b) bocal com *chevron*. O número “5” indica os anéis coerentes que se formam em jatos circulares, e os números “1+2, 3+4” indicam vórtices que se emparelharam com o desenvolvimento do jato; Reproduzido de Violato e Scarano (2011).

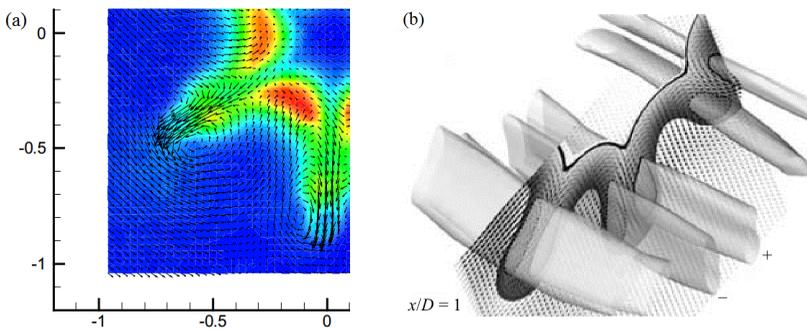


Figura 8: a) Campo vetorial da velocidade na seção transversal de um bocal com lóbulos; b) Vórtices contra-rotacionais; Reproduzido de a) Hu *et al.* (2002); b) Alkislar *et al.* (2007).

Em relação ao papel dos vórtices no escoamento, Hu *et al.* (2002) afirmam que a rápida quebra dos vórtices de rotação oposta em estruturas sucessivamente menores, sem perda de intensidade, é o mecanismo responsável pelo aumento da intensidade turbulenta observada na saída do jato.

Para o bocal serrilhado, Violato e Scarano (2011) concluem de forma similar, que o mecanismo que mais contribui para o aumento da turbulência nos bocais com *chevrons* são os processos de decaimento dos vórtices axiais e da formação das estruturas 'C', enquanto que os mecanismos mais importantes no jato circular estão associados com o 'pareamento' dos vórtices, com as instabilidades azimutais e com os filamentos axiais.

2.2 EFEITO DE PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO BOCAL

Com o objetivo de compreender os efeitos da geometria dos bocais serrilhados sobre o escoamento e o ruído, Bridges e Brown (2004) realizaram testes com diferentes geometrias de *chevrons* (Figura 9), designados por bocais da série SMC (*small metal chevron*).

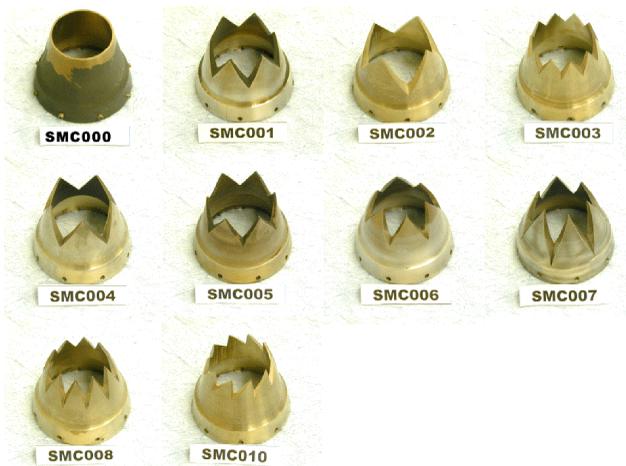


Figura 9: Conjunto de bocais com variações paramétricas na geometria; Reproduzido de Bridges e Brown (2004).

A fim de escolher os parâmetros relevantes para a análise, os autores levaram em consideração que a vorticidade axial é o principal aspecto do escoamento afetado por esses bocais. Assim, procuraram

alterar aspectos geométricos que estivessem relacionados com a intensidade e com o espaçamento dos vórtices, tais como penetração e número de dentes, e com a distribuição de vorticidade, por meio do comprimento dos dentes. Os bocais testados, na realidade, eram compostos por uma geometria da série de bocais SMC montado em um bocal padrão (Figura 10a).

A penetração pode ser mensurada como o ângulo formado entre o eixo do bocal e uma reta imaginária, que tange a base e a ponta do dente. O parâmetro Γ , indicando intensidade de vorticidade, foi definido por Bridges e Brown (2004) como $\Gamma = dr/ds$, sendo que as grandezas r e s foram obtidas segundo indicado na Figura 10b.

Neste trabalho, Bridges e Brown (2004) realizaram quatro tipos de comparação entre nove dos dez bocais investigados para avaliar as alterações geradas no campo acústico e no campo do escoamento. Opalski *et al.* (2005), utilizando seis dos dez bocais exibidos na Figura 9, realizaram medições com PIV estereoscópico digital para aprofundar a compreensão das variações fluidodinâmicas geradas tanto pelos parâmetros geométricos dos bocais como pelas condições de operação.

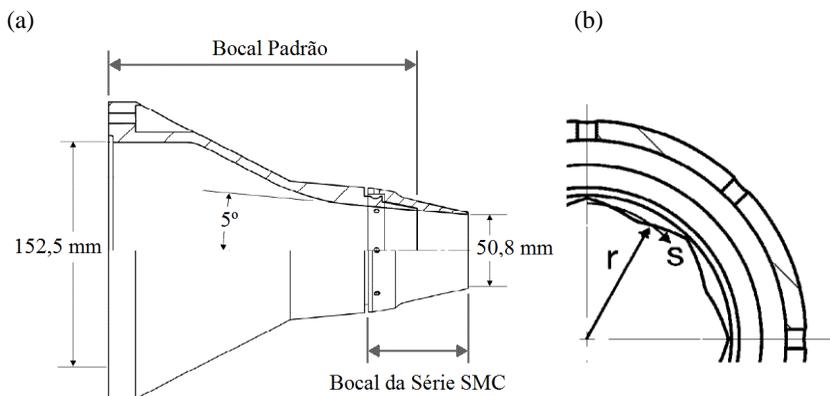


Figura 10: (a) Montagem final do bocal testado; (b) Parâmetros do bocal utilizados para calcular a intensidade do vórtice; Adaptado de Bridges e Brown (2004).

2.2.1 Efeito da penetração dos dentes do *chevron*

Para avaliar o efeito da penetração, foram utilizados bocais com as seguintes características:

- i) SMC000 (Round): 0 dente, 0° de penetração;
- ii) SMC001 (Nom): 6 dentes, 5° de penetração;
- iii) SMC005 (NoPen): 6 dentes, 0° de penetração;
- iv) SMC006 (DeepPen): 6 dentes, 18,2° de penetração.

A penetração dos dentes apresentou grande impacto no decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro (Figura 11) e no aumento da intensidade turbulenta próximo à saída do bocal. Nas regiões mais afastadas do bocal, entretanto, não houve impacto e os jatos passam a se comportar de maneira similar para todas as geometrias.

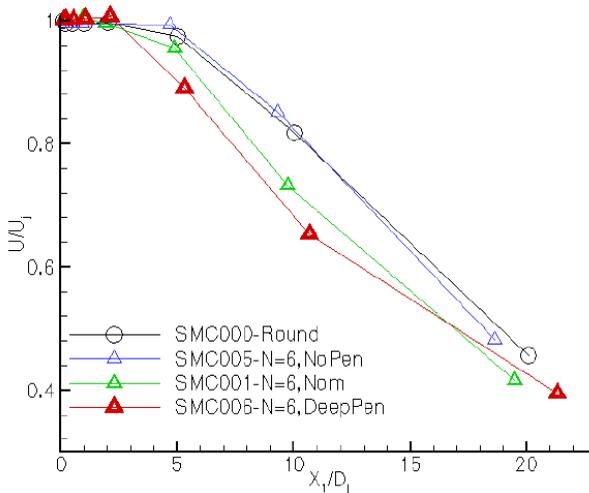


Figura 11: Velocidade axial na linha de centro para bocais com diferentes níveis de penetração; Reproduzido de Bridges e Brown (2004).

A Figura 12 (Opalski *et al.*, 2005) apresenta a intensidade turbulenta axial em diferentes seções transversais do jato para os bocais com diferentes penetrações. A partir desta figura pode-se notar os dois efeitos mencionados anteriormente em relação às serrilhas. Na distância axial $z/D=1$, o nível de intensidade turbulenta para o bocal SMC006 é nitidamente maior em relação aos outros bocais. Todavia, essa diferença diminui em $z/D=2$ até passar a ser menor, mostrando que os bocais sem penetração possuem um nível de intensidade turbulenta bem superior em seções transversais mais afastadas do bocal ($z/D=5$ e $z/D=6,5$).

Comparando o bocal SMC001 com o SMC006, conclui-se que a dissipação é mais intensa no início do bocal, quanto maior a penetração, resultando em um perfil de intensidade turbulenta bastante reduzido em área e em magnitude na posição $z/D=6,5$.

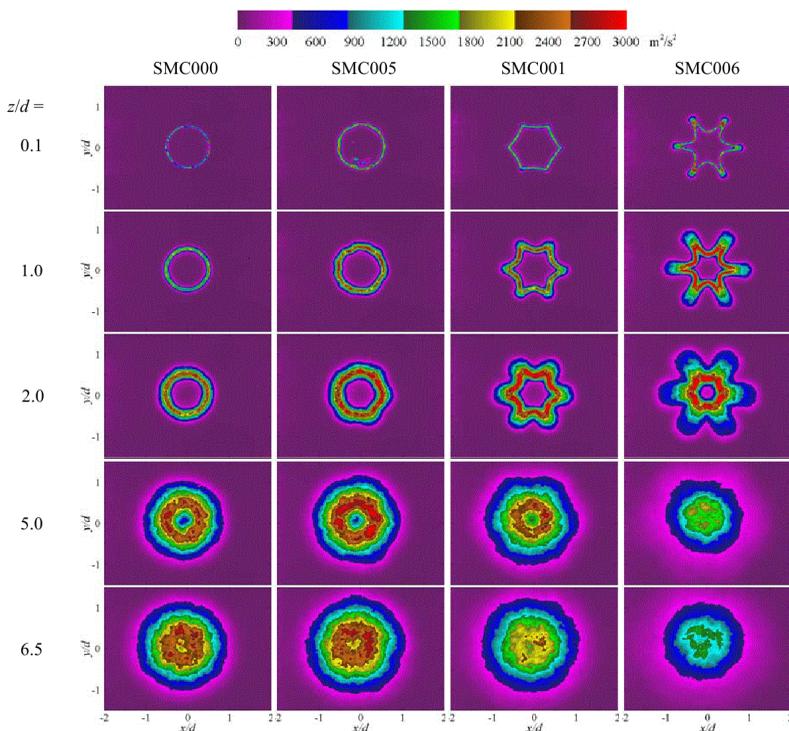


Figura 12: Seção transversal com contorno da intensidade turbulenta axial para bocais com diferentes níveis de penetração; Reproduzido de Opalski *et al.* (2005).

Esse efeito da penetração também foi observado nas medições fluidodinâmicas de Callender *et al.* (2010) para um jato coaxial. Eles concluíram que a penetração controla a taxa de crescimento do jato. Sabe-se que a intensificação da mistura de um jato ocasiona a redução da velocidade efetiva na principal região de geração de ruído e também redução da turbulência nesta região. Entretanto, isso também implica no aumento da intensidade turbulenta próximo ao bocal. Esses dois efeitos das serrilhas são responsáveis pela redução do ruído nas baixas frequências e o aumento nas altas frequências amplamente observadas

em testes acústicos (Bridges e Brown, 2004; Callender *et al.*, 2010; Zaman *et al.*, 2010).

A Figura 13 (Opalski *et al.*, 2005) apresenta contornos de magnitude da velocidade média axial para diferentes seções transversais, permitindo verificar o efeito das serrilhas no jato.

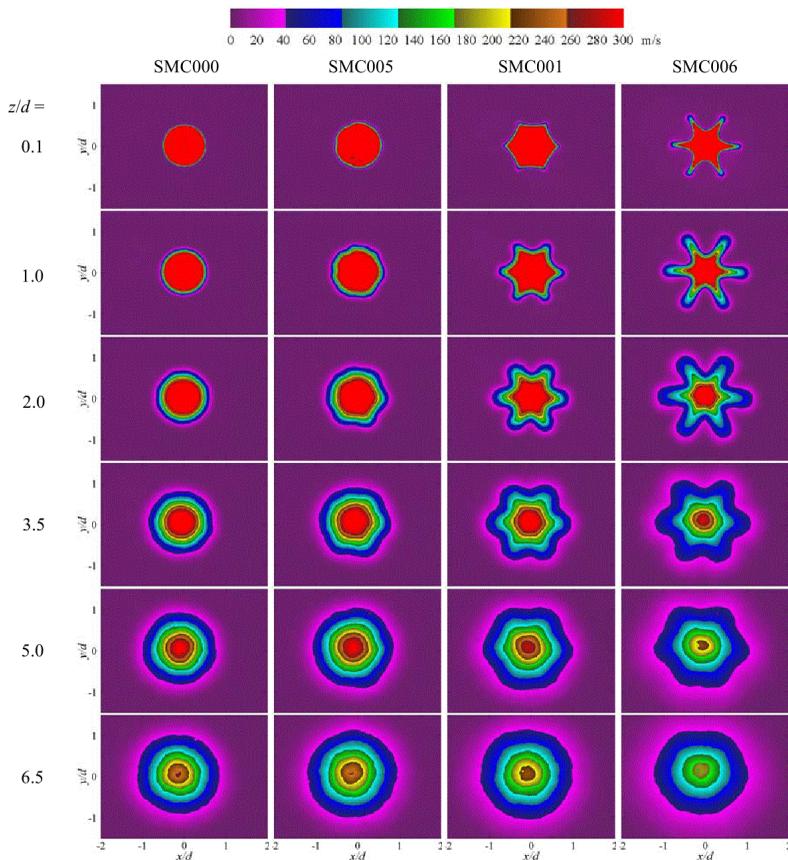


Figura 13: Seção transversal com contorno da velocidade axial para bocais com diferentes níveis de penetração; Reprodução de Opalski *et al.* (2005).

Comparando-se os perfis dos bocais SMC001 e SMC006 na posição axial $z/D=2$, fica evidente que a penetração contribui para o aumento do espalhamento. Para os mesmos bocais, nota-se também que a partir de $z/D=5$ o formato em estrela produzido pelas serrilhas é mais

difícil de ser notado. Em $z/D=6,5$ o contorno de velocidade é composto apenas por anéis concêntricos para todos os bocais, apesar de a magnitude da velocidade no centro do jato ainda ser inferior para o bocal com maior penetração.

A Figura 14 (Opalski *et al.*, 2005) apresenta valores de vorticidade média axial na seção transversal de diferentes posições ao longo do jato. Além de evidenciar os pares contra-rotativos mencionados anteriormente, percebe-se o aumento da intensidade da vorticidade axial no início do jato, e também seu rápido decaimento, a partir das posições de $z/D < 2$.

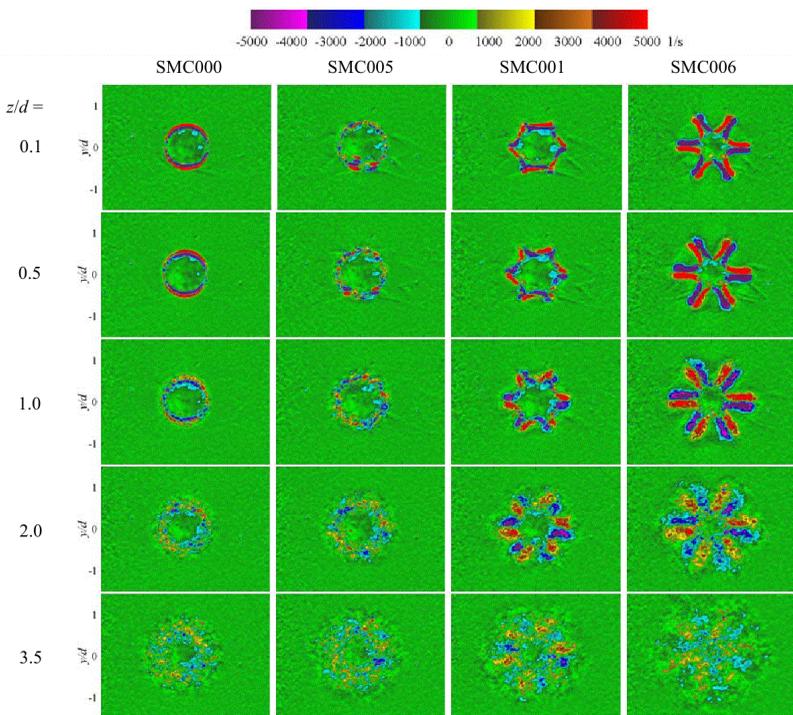


Figura 14: Seção transversal com vorticidade axial média para bocais com diferentes níveis de penetração; Reproduzido de Opalski *et al.* (2005).

2.2.2 Efeito do número de dentes do *chevron*

No estudo do campo acústico realizado por Tide e Srinivasan (2009), um número maior de dentes demonstrou ser fundamental na

redução do ruído de baixa frequência, com a vantagem de não apresentar penalidades nas altas frequências.

Dentre as 10 geometrias testadas por Tide e Srinivasan (2009), representadas por bocais com número de dentes variando de 0 a 8, o bocal com 8 dentes e 0° de penetração foi a configuração mais silenciosa em termos de ruído global, em todos os ângulos de emissão medidos. Os autores concluem que a máxima redução de ruído ocorre principalmente devido ao aumento da mistura induzida pelos oito pares de vórtices axiais.

A análise do número de dentes de Bridges e Brown (2004) apresentou algumas divergências em relação aos resultados Tide e Srinivasan (2009). Foram investigados seis bocais com as seguintes características:

- i) SMC000 (Round): 0 dente, 0 mm de comprimento;
- ii) SMC002 (Nom): 4 dentes, 32 mm de comprimento;
- iii) SMC004 (Nom): 5 dentes, 26.6 mm de comprimento;
- iv) SMC001 (Nom): 6 dentes, 22.6 mm de comprimento;
- v) SMC003 (Nom): 10 dentes, 14 mm de comprimento.

Ao definir essas geometrias, o intuito foi variar o número de dentes mantendo a intensidade dos vórtices constante ($\Gamma=0,089$). Esperava-se que um aumento no número de dentes provocasse uma mudança suave no perfil do jato. Entretanto, apesar de o bocal com quatro dentes ter provocado o maior decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro, não houve diferença entre os bocais com cinco e seis dentes, e praticamente não houve também diferença entre o bocal com dez dentes e o bocal padrão (Figura 15). Opalski *et al.* (2005) investigaram apenas os bocais SMC001 e SMC004, e também observaram um decaimento maior da velocidade para o bocal com quatro dentes.

Callender *et al.* (2008), ao compararem bocais com 8 e 12 dentes, observaram que o número maior de serrilhas afeta primeiramente o ruído nas altas frequências, aumentando sua intensidade. Assim, os benefícios alcançados se tornam inferiores. Baseado nessas observações, os autores concluem que a penetração é o fator primário da geometria, enquanto o número de dentes é um parâmetro secundário no controle da intensidade da mistura, e consequentemente, nos níveis de redução de ruído alcançados pelos *chevrons*.

Aparentemente, existe um número ótimo de dentes para produzir os efeitos desejados de acordo com as características do jato (simples ou

coaxial, subsônico ou supersônico). Os vórtices axiais gerados pelos *chevrons* quando os dentes são pouco espaçados tendem a aniquilar um ao outro rapidamente, limitando o transporte transversal que deveriam intensificar. Quanto mais forte a vorticidade axial se torna, maior o transporte e a mistura por ela gerada. Tide e Srinivasan (2009) e Bridges e Brown (2004) concluem que embora haja um número maior de pares contra-rotativos para os bocais com mais serrilhas, o espaçamento azimutal desses vórtices são menores, fazendo com que os mesmos comecem a interagir e aniquilar um ao outro.

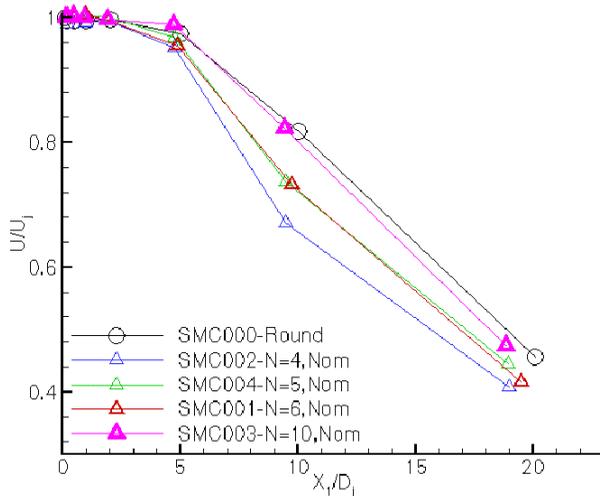


Figura 15: Velocidade axial na linha de centro para bocais com número de dentes diferente; Reproduzido de Bridges e Brown (2004).

2.2.3 Estudo de outros parâmetros

Outros parâmetros também foram investigados, mas se mostraram menos relevantes para a efetividade dos *chevrons*. Bridges e Brown (2004) verificaram que uma alteração em 40% no comprimento dos dentes origina pouca alteração na taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro. Acompanhando a baixa sensibilidade do escoamento, o espectro sonoro mostrou também poucas alterações, até mesmo nas altas frequências.

Bridges e Brown (2004) consideravam que uma assimetria na intensidade dos vórtices poderia introduzir um turbilhão que interferiria

na formação das grandes estruturas e no ruído. Neste sentido, os autores confeccionaram um bocal assimétrico (SMC010), tentando manter a área da garganta constante com o aumento da penetração dos dentes. Entretanto, as medições da vazão mássica mostraram que o incremento de penetração foi excessivo. De fato, através da comparação com o bocal padrão (SMC000) e dois bocais com dez dentes, o assimétrico mostrou ser o de maior penetração. O resultado observado para o decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro foi o mesmo entre o bocal SMC000 e o SMC010, enquanto que o bocal SMC003 apresentou um decaimento ligeiramente maior. Os autores concluíram que a assimetria tende a reduzir o impacto dos *chevrons*, uma vez que mesmo com maior penetração, o bocal alcançou uma redução de ruído inferior.

2.3 EFEITOS DAS CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO DO JATO

Para a análise dos efeitos da temperatura, Bridges e Brown (2004) e Opalski *et al.* (2005) afirmam que a adição de calor ao jato reduz os efeitos do *chevron*. Foi observada menor redução do ruído de baixa frequência nas direções referentes aos ângulos maiores (Figura 16, $\chi \sim 160$) e menor aumento do nível de ruído nas altas frequências na região lateral ($\chi \sim 90$). Entretanto, como as tendências no campo acústico e no campo do escoamento se mantiveram durante a comparação de todos os parâmetros geométricos, os autores concluem que apenas a investigação em jato frio é suficiente.

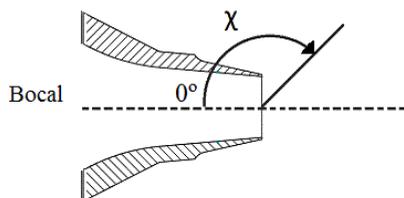


Figura 16: Referencial para determinar o ângulo referente à direcionalidade do som. Adaptado de Alkislir *et al.* (2007).

Também foi avaliada a efetividade das serrilhas com o aumento da velocidade de saída do jato. Opalski *et al.* (2005) testaram o bocal de maior penetração (SMC006) para duas condições de operação,

representadas pelos números de Mach 0,9 e 1,5 ($M=U/c$). O único efeito observado foi que o comprimento dos ‘braços’ das estrelas nos perfis transversais se tornou maior, mas sem haver incremento na taxa de decaimento da velocidade no núcleo potencial.

Buscando analisar o efeito da velocidade em jatos coaxiais com bocais serrilhados, Callender *et al.* (2010) obtiveram os perfis radiais de velocidade e intensidade turbulenta do jato a partir de resultados de medições radiais e axiais com o emprego de PIV. Os autores testaram quatro bocais em duas condições de operação, indicadas por valores nominal e alto de ‘velocidade de cisalhamento’, a qual é definida como a diferença entre a velocidade do jato principal e do jato secundário. Estas condições de operação trouxeram grandes diferenças para o perfil do jato, aumentando a efetividade do *chevron*. Os experimentos mostraram também um significativo aumento da turbulência tanto na camada de cisalhamento, entre os jatos primários e secundários, como na camada entre o jato secundário e o ar externo, além do aumento do ruído de alta frequência.

2.4 OUTROS EFEITOS DE *CHEVRONS*

Em jatos coaxiais, além da redução do comprimento do núcleo potencial (Figura 17a) mencionado na seção 2.2.1, Callender *et al.* (2010) verificaram que o valor máximo da intensidade turbulenta axial (Figura 17b) no bocal serrilhado ocorre em uma posição radial inferior ($R=0,25D_{eq}$ contra $R=0,5D_{eq}$) e possui maior extensão.

Bridges e Wernet (2002) investigaram experimentalmente jatos coaxiais e concluíram que a intensidade turbulenta axial é apenas redistribuída, com o valor o máximo de intensidade na região de mistura do jato mantendo praticamente o mesmo valor. Medições das componentes radial e axial da intensidade turbulenta na região de mistura de todos os bocais mostraram que as serrilhas reduzem a turbulência na região de mistura da pluma do jato e também tornam a turbulência mais isotrópica. Por outro lado, as escalas de comprimento ao longo do jato não se mostraram afetadas significativamente pelos bocais.

Alkislar *et al.* (2007) estudaram um jato com $M=0,9$ de um bocal circular, de um bocal com microjatos e de um bocal serrilhado (Figura 18). Eles verificaram que o bocal circular apresentou direcionalidade crescente até 160° , como é comum para esse tipo de jato. A Figura 19 mostra que o *chevron* apresentou um nível global de pressão sonora

(OASPL) superior ao bocal base entre os ângulos de 90° e 153° , enquanto o nível para o bocal com microjatos se manteve abaixo do bocal padrão em todas as direções, superando o *chevron* a partir de 145° . Este resultado condiz com estudos do campo acústico realizados por Bridges e Brown (2004), Callender *et al.* (2008) e Tide e Srinivasan (2009).

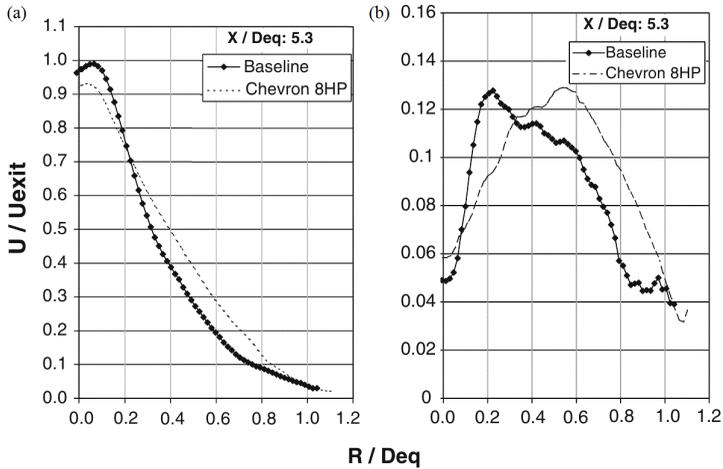


Figura 17: (a) Perfil radial de velocidade; (b) Perfil radial de intensidade turbulenta de um jato coaxial; Reproduzido de Callender *et al.* (2010).

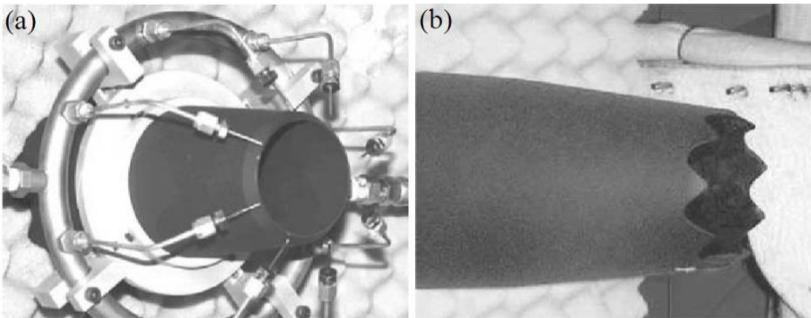


Figura 18: (a) Bocal com microjatos; (b) Bocal com *chevrons*; Reproduzido de Alkislar *et al.* (2007).

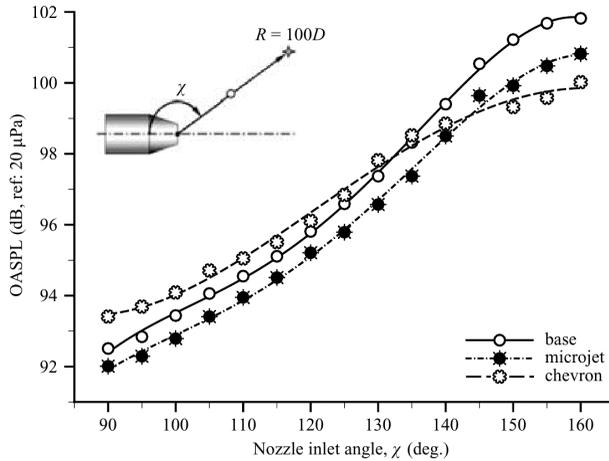


Figura 19: Direcionalidade de um bocal circular, um bocal com microjatos e um bocal com *chevrons*; Reproduzido de Alkislar *et al.* (2007).

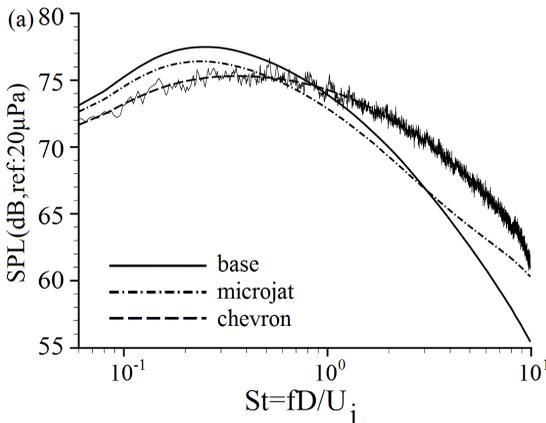
Alkislar *et al.* (2007) extraíram resultados de pressão sonora (SPL) em função do número de Strouhal (St) para os dois casos mais significativos de direcionalidade, ou seja, ângulos de 90° e 160° (Figura 20). Para o ângulo de 90° fica evidente o aumento da pressão sonora para o bocal com *chevron* nas frequências mais altas. Entretanto para 160° , o aumento na alta frequência é bem menos significativo. É relevante observar, da Figura 20a, que o máximo de intensidade sonora abrange uma ampla faixa de frequência (Strouhal). Em síntese, o *chevron* reduz a intensidade do ruído na baixa frequência, especialmente no ângulo de 90° , enquanto aumenta o ruído na alta frequência, de forma mais significativa no ângulo de 160° .

A Figura 21 mostra a localização das fontes sonoras no jato de cada bocal, de acordo com o número de Strouhal (Alkislar *et al.*, 2007). As linhas de contorno representam valores constantes de pressão sonora máxima para cada bocal. Da Figura 21a nota-se uma redução significativa da extensão do máximo e também um deslocamento em direção à saída do bocal no caso do bocal serrilhado.

Para $St=0,5$, observa-se uma redução da extensão do máximo e um deslocamento também para os bocais com microjatos, porém menor do que aquele observado para o *chevron*. Na frequência correspondente a $St=1,25$, as fontes geradas pelo *chevron* ocupam uma área muito maior em relação ao bocal padrão, enquanto o microjato, apesar de ainda estar deslocado, possui uma extensão bastante semelhante ao padrão.

Considerando que o tamanho das estruturas é proporcional à espessura da camada limite, os autores afirmam que um salto da energia acústica da baixa para a alta frequência significa um salto para estruturas menores. Isso também implica que as fontes mais intensas residem em regiões mais finas da camada de cisalhamento. A tendência continua para $St=2,5$ em que tanto o bocal com microjatos como o bocal com *chevron* atingem as maiores intensidades, sobre uma área significativamente maior. Da comparação direta entre o escoamento do bocal com microjatos e o bocal com serrilhas, os autores observaram que os efeitos iniciais do *chevron* são atenuados mais rapidamente, e que o crescimento da camada de cisalhamento é muito maior. O *chevron* apresentou rápida redução da velocidade radial entre as distâncias axiais $x=1D$ e $x=2D$, enquanto a velocidade para o bocal com microjatos permaneceu praticamente constante entre essas duas seções.

Callender *et al.* (2005) realizaram testes no campo acústico distante e, em outro estudo Callender *et al.* (2008) realizaram testes adicionais no campo acústico próximo com os mesmos bocais. Da comparação entre os resultados, observaram que grande parte do ruído medido no campo próximo estava, de fato, sendo propagado para o campo distante. Entretanto, o aumento do ruído de alta frequência gerado pelo *chevron* não foi observado com tanta intensidade no campo acústico distante, o que indica que boa parte desse ruído é absorvido pelas atenuações atmosféricas. Os autores ressaltam que o deslocamento dos maiores níveis de ruído das baixas para as altas frequências não é uma falha deste tipo de tecnologia, pois a absorção da energia sonora na atmosfera também é um mecanismo válido para a redução do ruído global percebido pelos observadores no campo distante.



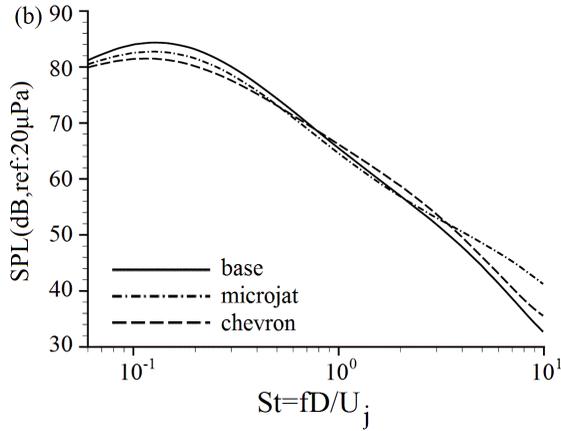


Figura 20: Distribuição do nível de pressão sonora em função do número de Strouhal para o ângulo de (a) 90° e (b) 160°; Reproduzido de Alkislar *et al.* (2007).

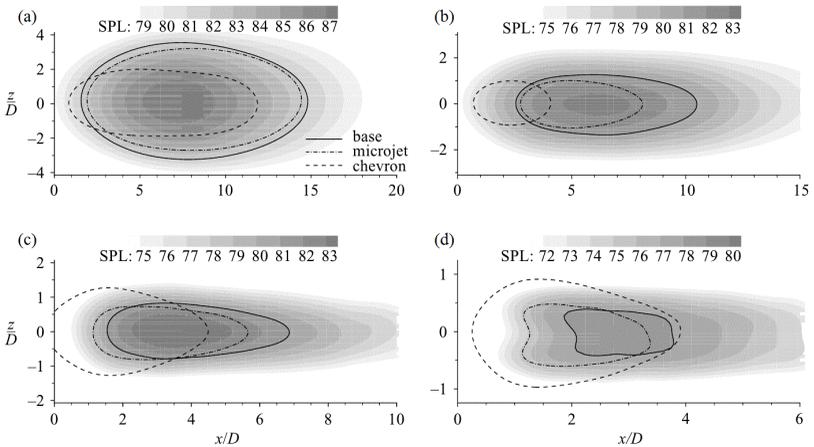


Figura 21: Distribuição das fontes sonoras no jato para (a) $St=0,25$ (b) $St=0,5$ (c) $St=1,25$ (d) $St=2,5$; Reproduzido de Alkislar *et al.* 2007.

3 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo serão apresentados os detalhes da bancada que foi projetada e construída para a investigação realizada no presente trabalho, bem como o procedimento experimental empregado em cada teste. O ponto de partida para validação do aparato experimental é a reprodução de algum escoamento bem documentado na literatura. Segundo Pope (2000), a configuração ideal para um jato experimental é obtida quando se utiliza um fluido newtoniano em escoamento estatisticamente estacionário, com perfil de velocidade achatado na saída do bocal. O jato deve ser descarregado em um ambiente contendo o mesmo fluido, em repouso, e com dimensões suficientes para que seja obtida a condição de jato livre. Uma vez conhecidas as particularidades do jato simples e dos instrumentos de medição, a análise da influência das serrilhas no bocal torna-se mais segura e objetiva.

A bancada foi construída utilizando como principal referência o aparato descrito por Bridges e Brown (2005) e utilizado na investigação dos efeitos dos parâmetros geométricos dos bocais serrilhados sobre o campo acústico e do escoamento (Bridges e Brown, 2004). Levou-se em consideração também algumas premissas adotadas no início do projeto, relativas à infraestrutura disponível. A partir do conjunto de dez bocais estudados por Bridges e Brown (2004), foram selecionados dois bocais para teste, sendo um bocal padrão, denominado SMC000, utilizado também para a validação da bancada, um bocal com *chevron*, o SMC006, utilizado para a investigação dos efeitos das serrilhas sobre o escoamento.

A técnica de medição empregada na aquisição do campo de velocidade foi a anemometria de fio-quente, com sonda de fio simples, que fornece apenas a velocidade na direção principal do escoamento. A sonda foi deslocada ao longo do jato por um sistema de posicionamento automático. Por fim, medidores de pressão, termopares, medidor de vazão e outros elementos foram instalados com a finalidade de controle e monitoramento de cada teste.

A sequência de testes foi dividida em três etapas. A primeira realizou um mapeamento preliminar que permitiu a verificação de algumas características do jato, otimizando o tempo de aquisição em cada região do escoamento, a grade de posições a ser medida. Forneceu também as informações necessárias para a localização do centro do jato, que norteou o deslocamento da sonda.

3.1 BANCADA

A Figura 22 mostra uma representação da bancada construída. O projeto buscou atender aos seguintes requisitos: fornecimento de um jato subsônico não aquecido; emprego da infraestrutura disponível; medição do campo de velocidade do escoamento.

O experimento conta com um sistema de suprimento de ar composto por dois compressores, três tanques de armazenamento e um desumidificador de ar. Para controle do jato, foram utilizadas três válvulas, um filtro, dois medidores de pressão e temperatura e um medidor de vazão. A técnica de anemometria de fio-quente é capaz de medir a velocidade do escoamento com taxa de aquisição suficientemente alta para a obtenção das menores escalas turbulentas presentes no jato. Cada um dos componentes da bancada será descrito nas próximas seções.

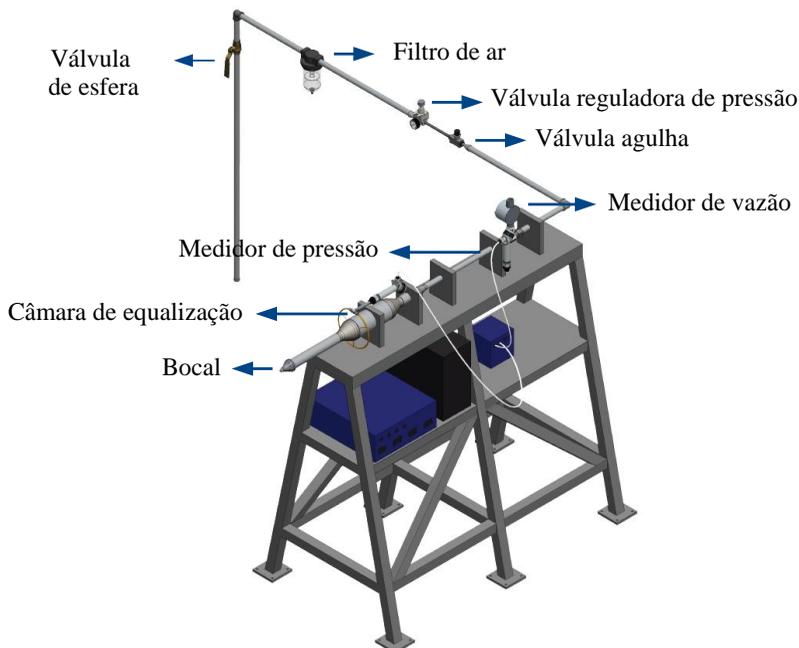


Figura 22: Representação da bancada de testes.

3.2 BOCAIS

O sistema de bocais SMC (*Small Metal Chevron*) de Bridges e Brown (2004) foi originalmente concebido com uma razão de contração incapaz de relaminarizar o escoamento, garantindo turbulência na camada de cisalhamento desde o início do jato. A geometria do bocal serrilhado foi desenvolvida a partir de dimensões primárias do bocal base SMC000. Uma vez que a penetração dos dentes foi identificado como o parâmetro responsável por controlar a intensidade da mistura, este foi o principal fator levado em consideração durante a escolha da geometria de bocal com *chevron*, a partir dos dez modelos confeccionados por Bridges e Brown (2004).

Os jatos produzidos pelos bocais SMC000, SMC001 e SMC006 foram previamente investigados por meio de simulação numérica computacional, como parte do presente projeto de pesquisa, por Engel (2012). Os resultados foram comparados com os dados experimentais de Bridges e Brown (2004), permitindo alguma compreensão acerca dos efeitos no escoamento provocados por essas geometrias.

Para continuidade do estudo, os bocais SMC000 e SMC006 (Figura 23 e Figura 24) foram confeccionados em aço H13, em escala de 1:4 a partir das dimensões dos bocais de Bridges e Brown (2004). O corpo dos bocais foi usinado em torno CNC e os dentes em corte a fio.



Figura 23: Bocais SMC000 e SMC006.

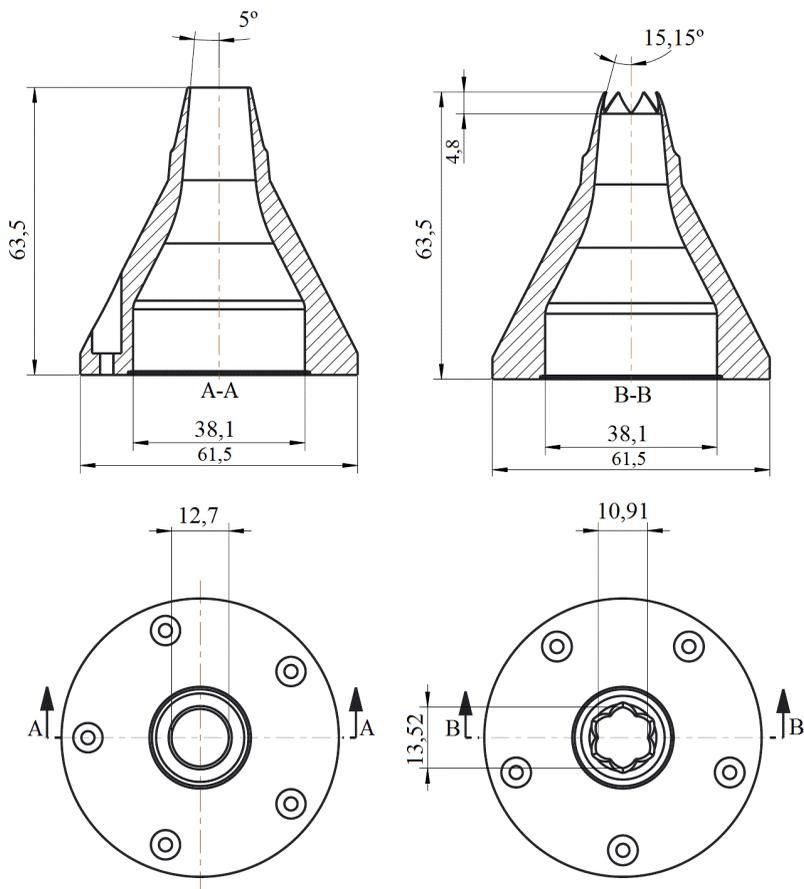


Figura 24: Principais dimensões dos bocais SMC000 (esquerda) e SMC006 (direita).

3.3 SISTEMA DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADE

A anemometria de fio-quente (HWA) tem sido amplamente utilizada na caracterização de jatos desde a década de 1950, tornando-se bastante consolidada para esta aplicação. Sua operação e tratamento de dados são relativamente mais simples que outras técnicas, tais como velocimetria laser-doppler (LDV) e velocimetria por imagem de partículas (PIV). A anemometria de fio-quente possui alta repetitividade e resolução, com baixo ruído de sinal, podendo ser utilizada em uma

faixa ampla de velocidades para medir até mesmo as três componentes de velocidade na posição onde é inserida. Algumas desvantagens da HWA destacadas por Nabavi e Siddiqui (2010) são:

- i) técnica de medição intrusiva e que pode causar perturbação do escoamento local;
- ii) a velocidade não é medida diretamente, mas sim correlacionada;
- iii) os sensores não discernem a direção e o sentido do escoamento, e portanto a sonda deve ser calibrada em condições similares àquelas em que serão utilizadas;
- iv) fornece a velocidade para um único ponto, impossibilitando a medição simultânea de um plano do campo de velocidades;
- v) não apresenta boa acurácia para velocidades muito baixas devido ao efeito da convecção natural;
- vi) cada transdutor apresenta uma curva de calibração específica;
- vii) risco do rompimento do fio do sensor torna difícil o seu manuseio e dificulta o seu uso em escoamentos na presença de partículas sólidas e/ou com umidade.

Um sistema de HWA completo é composto por uma sonda contendo o transdutor, um circuito elétrico responsável por manter o fio aquecido, e o sistema de conversão e transferência de sinal. Dependendo do arranjo elétrico do circuito, que pode manter a temperatura do elemento sensor constante (CTA), ou então a corrente de alimentação constante (CCA), é possível medir tanto a velocidade quanto a temperatura do escoamento.

3.3.1 Sondas

Existe atualmente um grande número de sondas de anemometria, permitindo a investigação de escoamentos em diversas condições. De uma forma geral, a seleção de uma sonda está relacionada com a grandeza a ser medida e outros parâmetros, tais como o tipo de fluido, a temperatura de operação, a contaminação do escoamento com partículas, as dimensões do escoamento e a proximidade de regiões de parede sólida. O modelo de sonda utilizado neste trabalho foi o 55P11 (Figura 25), que compõe o grupo de ‘sondas minituras’ fornecido pela Dantec Dynamics.

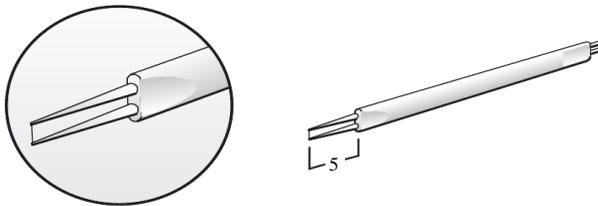


Figura 25: Sonda básica para propósitos em geral; Reproduzido de Dantec Dynamics.

A sonda 55P11 possui um único fio, em tungstênio, com 5 μm de diâmetro e 1,25 mm de comprimento. É uma sonda básica, indicada para escoamentos em condições diversas. Recomenda-se sua aplicação com ar seco, em temperatura máxima de 150°C e velocidade de até 500 m/s.

3.3.2 Soldagem e calibração da sonda

O elemento sensor formado por um fio de tungstênio de 5 μm é comumente rompido após um determinado tempo de uso, de acordo com as condições dos testes. Quando isto ocorre, um novo elemento sensor deve ser novamente soldado às hastes metálicas e da sonda, a qual necessita então ser recalibrada. Para o escoamento estudado, a existência de filtros e desumidificadores na bancada fornece proteção para a sonda, de forma que a ruptura do fio ocorreu poucas vezes ao longo dos testes.

Devido às dimensões reduzidas da sonda, foi utilizado um sistema de micro-soldagem (Figura 26). A mesa de soldagem conta com suportes para o carretel com fio de tungstênio, sonda, eletrodo e microscópio. Para facilitar o posicionamento do fio sobre as hastes, e do eletrodo sobre o fio, cada um dos suportes possui diferentes graus de liberdade controlados por rosca sem fim.

Antes de iniciar a soldagem, as hastes são suavemente lixadas e limpas com algum solvente. Em seguida, a sonda é fixada ao suporte principal e, com a ajuda do microscópio, posiciona-se o fio. Na parte inferior da haste que será soldada, deve-se ligar um dos fios elétricos que está conectado à fonte de energia. Assim, quando o eletrodo tocar a outra extremidade, o circuito será fechado e poderá ser dada a descarga elétrica. Ao final do procedimento, é recomendável que cada haste contenha ao menos dois pontos de solda.



Figura 26: Mesa de soldagem.

Quando a sonda é restaurada uma nova calibração deve ser feita, uma vez que a resposta em tensão é função da nova resistência do fio com as hastes. Um guia prático fornecido pela Dantec (Jorgensen, 2002) sugere que sejam feitas ao menos duas calibrações, uma antes e outra depois das medições, de forma que a função de transferência seja obtida a partir da média das calibrações. Durante o presente trabalho, a unidade calibradora deixou de funcionar, impossibilitando a execução do procedimento recomendado. Entretanto, duas sondas já estavam pré-calibradas e foram utilizadas até o fim dos experimentos.

A faixa calibrada foi de 5 m/s a 150 m/s, com 25 pontos distribuídos de maneira exponencial. Para aprimorar a curva de ajuste, a tensão da sonda obtida em um meio quase estático foi utilizada para a velocidade ~ 0 m/s. A inserção desse ponto no cálculo da função de transferência gerou resultados mais consistentes para os valores das velocidades medidas nas extremidades do jato. Isto reduziu a aparição de velocidades negativas após a tensão ser convertida pela curva de transferência.

Os pontos obtidos no processo de calibração e a curva ajustada aos mesmos podem ser vistos na Figura 27. Um polinômio de quarto grau foi utilizado como função de transferência, seguindo as recomendações de Bruun (1995).

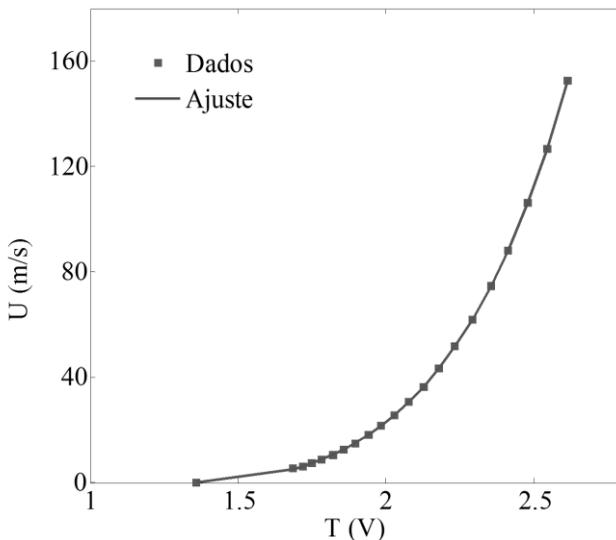


Figura 27: Função de transferência obtida a partir dos dados calibrados.

3.4 SISTEMA DE POSICIONAMENTO E SUPORTE DA SONDA

As sondas de anemometria de fio-quente são capazes de fornecer a velocidade do escoamento apenas no ponto onde estão inseridas. Assim, para a investigação ao longo de várias seções, a sonda deve mover-se nas direções radial e axial do jato. Para garantir rapidez, precisão, e boa discretização dos planos medidos, utilizou-se um sistema automático, com três eixos ortogonais, operados de maneira independente por motores de passo (Figura 28a).

Todo o sistema é da marca ISEL Automation e os eixos são controlados por uma unidade CNC (Controle Numérico Computadorizado), modelo C142-4. A comunicação é feita via cabo serial RS-232 e, para operar de maneira sincronizada, o mesmo software que controla a sonda (*StreamWare*) envia também os comandos de posição à unidade CNC.

O eixo x foi previamente alinhado com relação ao eixo do jato utilizando um feixe de laser fixado ao suporte da sonda e um espelho fixado ao suporte do bocal. As direções transversais foram alinhadas de forma similar. Para fixação do suporte da sonda ao sistema de

posicionamento, utilizou-se um conjunto de mesas micrométricas com fusos para movimentos manuais de rotação e translação (Figura 28b). Uma haste projetada especialmente para receber o suporte original da Dantec (Figura 29b) foi fixada a esta mesa micrométrica.

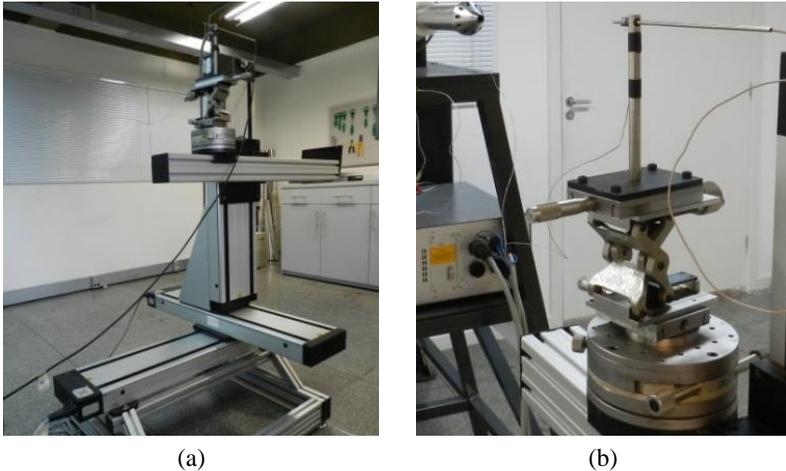


Figura 28: (a) Sistema de posicionamento; (b) Suporte.



Figura 29: (a) Sonda; (b) e (c) Suportes; (d) Cabo; (e) Conector BNC;
Reproduzido de Dantec Dynamics.

3.4.1 Alinhamento da sonda ao eixo do jato

O alinhamento preliminar do sistema de posicionamento, como já mencionado, foi realizado primeiramente com a ajuda de um nível e em seguida utilizando um espelho e um feixe de laser fixado ao suporte da sonda. Após esse procedimento, a sonda foi fixada ao suporte e realizou-se uma varredura do plano yz, ao longo de quatro posições axiais na região de similaridade. Com esses dados foi possível obter o perfil de velocidade para cada uma das seções transversais medidas. Segundo Agrawal e Prasad (2003) uma curva com variação gaussiana (Equação (3.1)) fornece o melhor ajuste do perfil de velocidade nesta região.

$$U(y, z) = Ae^{-\left(\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) - \left(\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right)} . \quad (3.1)$$

A curva adotada para representar o perfil de velocidade é centralizada nas posições y_0 e z_0 , correspondentes ao centro do jato naquela seção. As constantes A , σ_y e σ_z representam o valor máximo na linha de centro e os desvios padrões médios nas direções y e z , respectivamente. Após localizar o centro de cada seção, uma interpolação linear foi usada para fornecer o centro das posições axiais intermediárias.

Para a região de desenvolvimento do jato foram realizadas medições do plano yz com incremento de 1mm em cada direção, nas posições axiais $x=0,4D$, $x=3D$, $x=4D$ e $x=6D$. O centro do jato para cada um desses planos foi determinado a partir do seguinte procedimento:

- i) uma das varreduras com variação em z foi extraída do plano yz e plotada em um gráfico (Figura 30a);
- ii) a coordenada do eixo das abscissas foi escrita de forma adimensional, $r/D = |z-z_0| / D$, e o perfil obtido foi dividido em duas partes;
- iii) o centro do jato ($z_0=114,3 \text{ mm}$) foi definido como a posição em que a sobreposição dos dois perfis colapsam (Figura 30b), devido à assimetria do escoamento;
- iv) o mesmo procedimento foi realizado com uma das varreduras com variação na direção y .

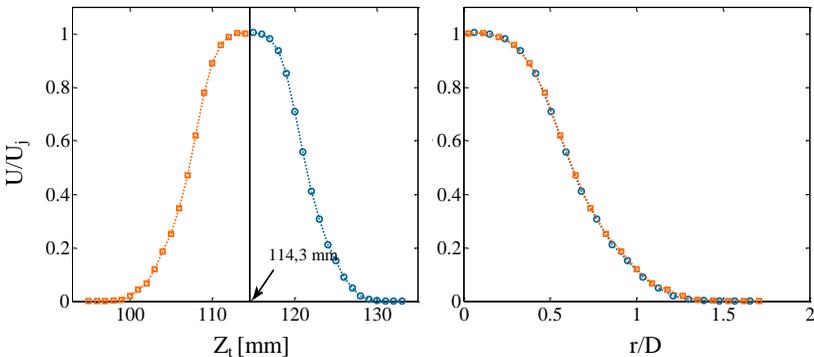


Figura 30: Perfil radial de velocidade em $x=2D$ representando procedimento de localização do centro do jato.

3.5 SUPRIMENTO DE AR

O sistema de suprimento de ar é comum a todo o edifício que abriga os Laboratórios de Pesquisa em Refrigeração e Termofísica (POLO). A baixa demanda durante as atividades de rotina permite que apenas um dos compressores seja mantido permanentemente ligado. Cada uma das salas possui uma ramificação da linha principal e um ponto de suprimento de ar comprimido. A combinação do tamanho dos tanques e da capacidade do compressor faz com o suprimento de ar para o jato seja normalmente em regime estacionário, mesmo durante o uso simultâneo do ar em outras atividades rápidas. Uma exceção ocorre para a operação do jato em velocidades acima de Mach 0,2. Nesta condição, deve-se observar até mesmo o ciclo de operação dos compressores para garantir a estabilidade desejada, uma vez que o segundo compressor é acionado apenas quando a pressão nos tanques, ligados em paralelo, diminui em 2 bar.

3.5.1 Compressores e reservatórios

Ambos os compressores operam com a pressão de saída em 8 bar. O compressor com menor capacidade é da marca Puma System, modelo PSBR 5CA e fornece uma vazão de 566 l/min. O compressor maior é da marca Schulz, modelo SRP 2015, e sua vazão chega a 1640 l/min. Os vasos de pressão são da marca Schulz, com capacidade de armazenamento de 500 l cada.

3.5.2 Válvulas

Para simples abertura e fechamento da linha de ar foi utilizada uma válvula globo, marca Mipel, modelo 9310, que suporta pressões de até 69 bar.

As variações de pressão na tubulação de alimentação, que poderiam afetar a estabilidade escoamento, decorrentes do uso do ar comprimido em outros laboratórios e do regime de operação dos compressores, foram minimizadas com a instalação de um regulador de pressão de alta precisão, da marca GHPC, modelo RP2020-02M. Sua capacidade de ajuste é de 0,05 a 8 bar e vazão máxima de 1200 l/min. O diâmetro do corpo é de 1/4", apesar da tubulação de alimentação possuir diâmetro de 3/4", uma vez que as válvulas de ajuste com esta bitola forneciam níveis de precisão inferiores àqueles encontrados em válvulas menores. Como a vazão máxima prevista para a operação da bancada

era inferior a 1200 l/min (vazão máxima da válvula reguladora de pressão), o diâmetro reduzido não apresentou prejuízos para as velocidades adotadas nos diferentes testes.

Uma válvula da marca GHPC, modelo AS4000 R04, com diâmetro de 1/4" e pressão de operação entre 0 e 10 bar foi instalada para possibilitar o ajuste final e preciso da vazão.

3.5.3 Filtro e desumidificador

Antes de entrar nos tanques de armazenamento, o ar pressurizado passa por um sistema de filtragem e desumidificação. Posteriormente, ao deixar os reservatórios, o ar passa por outro filtro que retém partículas sólidas e umidade antes de chegar ao regulador de pressão. Este último filtro é da marca Parker, modelo 3536-1000, podendo operar em pressões de até 10 bar e vazão de 3400 l/min (na condição de operação de 7 bar). O material do copo deste filtro, é acrílico e o seu dreno é manual.

Pelo fato de a medição da velocidade ser feita via anemometria de fio-quente, o fluido que passa em torno da sonda deve estar completamente livre de partículas sólidas e umidade, a fim de evitar a ruptura do filamento ou a sua oxidação. O segundo filtro usado na linha de ar comprimido visa garantir esta condição de operação.

3.6 INSTRUMENTAÇÃO

O monitoramento da vazão e das propriedades termodinâmicas do fluido foi importante para o controle dos testes e também para a repetitividade dos resultados. Em um trecho imediatamente anterior à saída do bocal, o diâmetro da tubulação aumenta de 3/4" para 3/2". Nesta expansão, chamada de câmara de equalização, o ar atravessa um retificador de fluxo, sofrendo uma redução da velocidade, de forma que a temperatura e a pressão podem ser medidas ali de forma conveniente.

Um termopar foi fixado à haste da sonda de fio-quente para medir a temperatura do fluido em cada posição de medição de velocidade no jato. Um medidor de pressão foi instalado junto ao suporte da tubulação em uma seção de teste a fim de fornecer a pressão ambiente. Todos os itens do sistema de aquisição são da marca National Instruments (NI) e serão descritos na seção 3.3.

A aquisição de dados foi feita por uma série de equipamentos da NI. A Figura 31 mostra como cada um dos sensores e medidores foi conectado conforme os requisitos de operação.

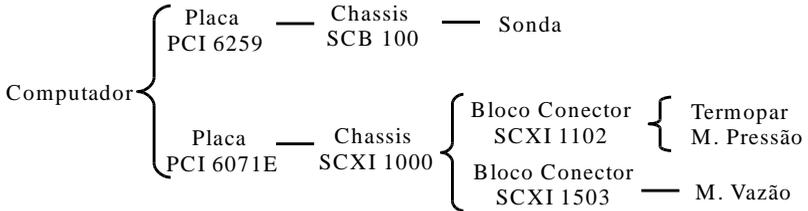


Figura 31: Representação da montagem do *hardware* de aquisição

3.6.1 Medidor de vazão

O medidor de vazão utilizado é do tipo turbina, no qual a vazão volumétrica é proporcional ao torque exercido pelo escoamento do fluido que passa pelas pás contidas no corpo do medidor.

Como o medidor foi instalado após um cotovelo, para minimizar os efeitos da mudança no sentido do escoamento, o aparelho foi posicionado a uma distância igual a dez vezes o diâmetro da tubulação, seguindo as recomendações do fabricante Sponsler. O modelo SP3/4-CB-PH7-A-4X é referente a um medidor de turbina de precisão. A vazão de operação pode ser variada entre 2,5 e 28 ACFM (*actual cubic feet per minute*), sendo o maior limitador da velocidade máxima do jato alcançada pela bancada.

A rotação da turbina gera um sinal elétrico que é lido com o sistema de aquisição da NI. O medidor tem o sinal de saída em frequência e a amplitude do pulso é proporcional à tensão de entrada proveniente da fonte de alimentação. Uma vez que a fonte utilizada é de 24 V, utilizou-se um sistema eletrônico para reduzir a amplitude do pulso, com o objetivo de proteger o sistema de aquisição.

3.6.2 Medidor de pressão e temperatura

Os dois medidores de pressão são da marca AMATEK, modelo 88C004A2. Sua faixa de operação é de 0 a 6,9 bar. Os medidores necessitam de alimentação de entrada, entre 12 e 40 V, e fornece sinal

de saída de 4 a 20 mA. Para garantir a compatibilidade de leitura com o sistema de aquisição, foi necessário adicionar um circuito elétrico, com uma resistência de precisão, para transformar o sinal de saída de corrente para tensão.

Os termopares são do tipo T e conectados diretamente ao módulo da NI, com sinal de saída em tensão. O módulo de aquisição utilizado é próprio para leitura de temperatura e possui um sistema de referência interno, que exerce a função de junta fria.

A calibração foi realizada por meio de um banho térmico para alcançar diferentes temperaturas. A temperatura do banho foi monitorada por um termômetro de precisão. Os termopares eram inseridos em um béquer contendo óleo, que por sua vez era imerso na água do banho. A tensão de saída foi registrada para sete temperaturas, entre 10°C e 40°C.

3.6.3 Circuito elétrico

O *chassis* central, denominado *StreamLine*, modelo 90N10 (Figura 32), abriga dois módulos que controlam a sonda a temperatura constante (CTA, modelo 90C10) e um módulo que opera a corrente constante (CCA, modelo 90C20). Também existe uma conexão para o controle da unidade calibradora (modelo 90H10) e uma entrada exclusiva para o monitoramento da temperatura.



Figura 32: *Chassis* central (*StreamLine*).

3.6.4 Unidade calibradora

O princípio de funcionamento da HWA baseia-se na transferência de calor entre o filamento aquecido e o escoamento. Pode-se obter a velocidade do fluido, a partir de um balanço entre a taxa de geração de

energia térmica por efeito Joule, e a taxa de acumulação e transferência de calor na superfície do fio. No entanto, a análise teórica dos fenômenos envolvidos nesta troca térmica pode ser bastante complexa, considerando a geometria da sonda e perdas elétricas no sistema. Assim, a função de transferência, que converte o sinal de resposta da sonda de tensão para velocidade é geralmente obtida através da inserção da sonda em um escoamento com diferentes velocidades controladas e conhecidas, representando as condições que serão utilizadas nos testes.

A Dantec fornece uma unidade calibradora de sondas, modelo 90H02, que pode ser operada em conjunto com o *chassis* central (*StreamLine*) e o *software* de aquisição de dados (*StreamWare*). A velocidade de saída é controlada por um sistema interno de válvulas reguladoras de pressão e calculada utilizando grandezas físicas medidas pelo calibrador, conforme ilustrado na Figura 33.

A quantidade de pontos e a faixa de velocidade em que a calibração será realizada são fornecidas ao *software* de controle, que executará a calibração. Ao final do procedimento tem-se uma planilha contendo a temperatura, pressão, velocidade e tensão em cada ponto.

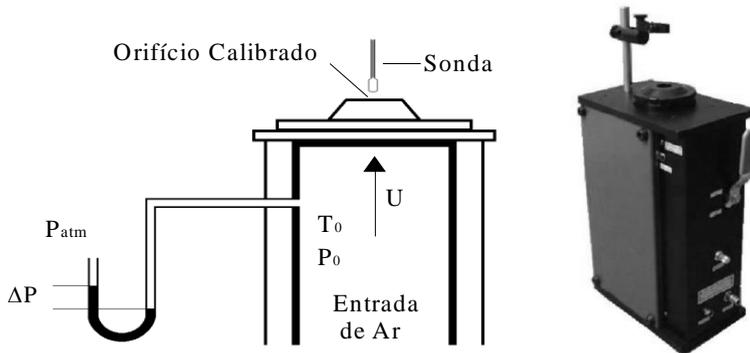


Figura 33: Sistema de calibração; Adaptado de Dantec Dynamics.

Caso tenha havido variação na temperatura do fluido durante a calibração, o usuário pode corrigir a tensão de saída antes de gerar a função de transferência. O *StreamWare* possui algumas opções automáticas de correção da função de transferência, no entanto, o manual do usuário da HWA da Dantec e autores como Bruun (1995) e Lomas (1986) apresentam descrições detalhadas dos procedimentos de correção, além de indicações para a escolha da melhor função de transferência de acordo com o tipo de escoamento.

3.7 OPERAÇÃO DA BANCADA

Tendo em vista a qualidade e a repetitividade dos resultados, algumas etapas foram realizadas na preparação da instrumentação e da bancada, juntamente com um procedimento de medição e um método de pós-processamento dos dados.

As etapas de preparação incluíram a soldagem do fio de tungstênio e a calibração da sonda, o alinhamento do sistema de posicionamento e do suporte com o eixo do jato, o desenvolvimento de um programa usando as bibliotecas *Labview* para monitoramento da vazão e propriedades termodinâmicas do fluido, além de uma série de testes para verificar parâmetros como tamanho da amostra de dados, taxa de aquisição, tempo de espera entre cada ponto, entre outros.

Antes de cada medição, foram realizados alguns procedimentos padronizados para preparação da sonda e do ar. O conjunto de experimentos foi dividido em duas etapas. A primeira investigou apenas o jato circular simétrico, proveniente do bocal SMC000 na região de similaridade e a segunda investigou o efeito das serrilhas sobre o escoamento.

3.7.1 Controle e monitoramento do escoamento

A vazão de ar é controlada por meio de válvula reguladora de pressão e válvula agulha instaladas na bancada. O monitoramento das condições de operação foi feito por meio dos instrumentos de medição, integrados com um programa desenvolvido em *Labview*.

Antes de iniciar o teste, a faixa de vazão desejada era inserida no programa de monitoramento. As válvulas da bancada eram mantidas abertas até que o sistema de suprimento de ar passasse a operar em uma condição desejada, verificada por meio da pressão na câmara de equalização. De uma forma geral, a pressão na câmara reduz suavemente até que o sistema atinja o estado desejado. Com a pressão estabilizada, dava-se início ao teste com o bocal selecionado.

Como a área da seção de saída dos bocais são diferentes, calculou-se um diâmetro efetivo para o bocal serrilhado com base na vazão volumétrica medida a montante do bocal. O valor do diâmetro do bocal SMC000, medido com paquímetro, é de 12,3 mm e o diâmetro equivalente calculado para o bocal SMC006 é de 11,3 mm. Esses valores foram utilizados para adimensionalizar as posições medidas na direção axial.

A fim de assegurar a validade da comparação dos resultados entre os dois bocais, algumas precauções foram tomadas para minimizar diferenças nas condições de saída do jato. Os testes cujos resultados seriam diretamente comparados foram executados sempre em sequência.

A primeira medição tinha sua vazão regulada com base no valor fornecido pelo medidor de vazão. Com a troca do modelo do bocal, a nova vazão era regulada com base na pressão da câmara de equalização. Sabe-se que a pressão a montante varia de acordo com a restrição na saída da tubulação. Assim, para que a velocidade de saída fosse mantida entre os testes, a pressão neste ponto era monitorada e mantida constante entre a troca dos bocais.

Para a vazão de teste utilizada, o compressor de menor capacidade era mantido ligado para suprir a demanda da bancada. Após períodos de teste superiores a duas horas, o sistema de segurança do equipamento interrompia sua operação, provocando uma queda brusca da pressão, que voltava a se recuperar lentamente. Alguns dos testes que foram afetados por essa redução da pressão serão mencionados no capítulo de resultados. Nestes casos, a grade de pontos de medição foi dividida em quatro partes, com duração máxima de medição de uma hora em cada etapa.

3.7.2 Sequência de testes

Os testes foram divididos em duas etapas. As configurações de são apresentadas na Tabela 1 com as nomenclaturas S1, S2 e S3 denotando a região de similaridade, D1 a D6 denotando a região de desenvolvimento do jato e ESP denotando os testes que foram realizados com o objetivo de extrair análises espectrais do escoamento.

Na primeira etapa investigou-se apenas o jato circular simétrico, proveniente do bocal SMC000, na região de similaridade. Varreduras axiais e radiais foram realizadas para localizar o centro do jato, e analisar algumas características como a taxa de decaimento da velocidade média na linha de centro e a taxa de espalhamento. Uma vez que a região de similaridade de jatos é amplamente documentada na literatura, as medições puderam ser comparadas com dados experimentais de outros trabalhos, permitindo validar a bancada e o procedimento de medição.

Na segunda etapa, investigou-se o efeito das serrilhas sobre os perfis de velocidade axial média, intensidade turbulenta e outras estatísticas da turbulência do jato. Para isso, foram realizadas medições radiais e longitudinais na região de desenvolvimento.

Nos testes D1 a D4 foram realizadas varreduras do plano yz para quatro posições axiais (0,4D, 3D, 4D e 6D). A grade de posições teve um incremento de 1mm nas duas direções. O centro do jato para a região de desenvolvimento foi obtido a partir desses resultados e a simetria do bocal foi verificada. Nos testes axiais (D5 e D'') para o bocal SMC000, as medições radiais ocorreram apenas no plano xz, enquanto que para o bocal SMC006 as varreduras radiais foram feitas nos planos que cortam o bocal de pico a pico das serrilhas, e de vale a vale.

Por último, medições adicionais permitiram a obtenção do espectro de energia cinética turbulenta, correlação temporal e taxa de dissipação de energia cinética turbulenta do jato, em 20 posições radiais e axiais por todo o jato. A taxa de aquisição (TA) e tamanho da amostra (A) de todos os testes foi determinada a partir de medições com diferentes valores, para avaliar a estabilidade da média e do desvio padrão, conforme indicado na Tabela 1.

Tabela 1: Configurações de teste

Teste	Descrição	Bocal	x/D	Amostra A (10³)	T. A. (kHz)
S1	Localizar centro do jato na região de similaridade.	SMC000	30 / 35 / 44	45	1
S2	Perfil radial do jato na região de similaridade.	SMC000	20 / 25 / 30 / 35 / 44	60	1
S3	Linha de centro do jato na região de similaridade.	SMC000	25 / 30 / 35 / 44	45	1
D1	Plano transversal do jato na região de desenvolvimento.	SMC000 SMC006	0,4	1,5	0,75
D2	Plano transversal do jato na região de desenvolvimento.	SMC000 SMC006	3	1,5	0,75
D3	Plano transversal do jato na região de desenvolvimento.	SMC000 SMC006	4	2,25	0,75
D4	Plano transversal do jato na região de desenvolvimento.	SMC000 SMC006	6	3,0	0,75

D5	Plano axial do jato na região de desenvolvimento.	SMC000 SMC006	0,4 a 9	12	1
D6	Linha de centro do jato na região de desenvolvimento.	SMC000 SMC006	0,4 A 20	30	1
ESP	Análise espectral, correlação temporal e taxa de dissipação viscosa do jato.	SMC000 SMC006	0,4 / 1 / 3 / 8 / 44	500	25

3.7.3 Pós-processamento

O arquivo de saída fornecido pelo *StreamWare* contém o tempo e a tensão medida naquele instante. O termopar fixado junto à haste da sonda fornece a variação de temperatura durante o teste. Segundo recomendações de Jorgensen (2002), para variações inferiores a 0,5°C, não há necessidade de corrigir a tensão de saída (E). No entanto, para testes com variação superior de temperatura, a tensão foi corrigida (E_{corr}) com o emprego da seguinte equação:

$$E_{corr} = E \left(\frac{T_w - T_a}{T_w - T_{ref}} \right)^{0,5 \pm m}, \quad (3.2)$$

onde T_w é a temperatura do fio aquecido, T_a é temperatura do fluido no momento da aquisição, T_{ref} é a temperatura de referência, sobre a qual é aplicado o fator de aquecimento do fio. A constante m está relacionada com o tipo de fluido utilizado e com a temperatura de operação da sonda. Para as condições de operação mais comuns, em escoamentos de ar seco, Jorgensen (2002) recomenda $m=0,2$. Para temperatura de operação maior que a temperatura de referência, m deve ser somado ao expoente; caso contrário, deve ser subtraído.

A temperatura da sala da bancada experimental foi mantida no valor mínimo atingido pelo condicionador de ar, em torno de 16°C, durante os testes. A temperatura externa em alguns dias de teste atingiu valores inferiores aos 16°C da sala, de forma que alguns testes foram realizados nessas condições. Para minimizar possíveis variações, as medições foram executadas em horários em que a temperatura externa manteve-se estável.

O termopar fixado à haste da sonda monitorou a temperatura do fluido durante a aquisição, mas não foi possível utilizar as informações

de temperatura para corrigir a tensão devido à dificuldade em se sincronizar os sinais do termopar e do sensor de fio-quente. A informação da temperatura fornecida pelo termopar foi utilizada apenas para garantir que não haveria variações superiores a 3°C em relação à temperatura T_{ref} . Essa amplitude da temperatura foi considerada no cálculo das incertezas de medição.

O valor da tensão fornecido pelo arquivo de saída foi diretamente convertido em velocidade, por meio da função de transferência mencionada anteriormente. Em seguida foram extraídas a média e o desvio padrão do sinal em cada ponto. Finalmente, os dados foram adimensionalizados de acordo com o tipo de análise a ser realizado.

Todos esses procedimentos, e também algumas curvas de ajuste, foram realizados por meio de códigos desenvolvidos no programa *Matlab*.

3.7.4 Análise de incertezas

Segundo Jorgensen (2002) as principais incertezas na medição com anemometria de fio-quente com uso de sensor simples estão relacionadas à calibração da sonda e às condições em que o experimento é realizado. O fabricante das sondas utilizadas no presente trabalho afirma que o equipamento possui baixa deriva, baixo ruído no sinal e boa repetitividade, de forma que esses fatores não afetam significativamente a incerteza em comparação com outras fontes. As sugestões de Jorgensen (2002) para o cálculo das incertezas para cada fator relevante é apresentado na sequência.

Calibração

A calibração da sonda de anemometria, mesmo que realizada com um calibrador específico para esse fim, é uma das fontes que mais contribuem para a incerteza da medição. O erro pode ser considerado estocástico, com uma distribuição normal, conforme a equação (3.3).

$$U_{cal} = \pm(a_{cal} + b_{cal})(\%) \quad . \quad (3.3)$$

O valor recomendado para a_{cal} é de 1% quando utilizado calibrador específico, e $b_{cal}=0,02/U$ para velocidade abaixo de 5 m/s.

Para o presente trabalho não foi possível realizar o procedimento de calibração recomendado, que consiste em executar uma calibração

antes e após cada teste. Também não foi possível utilizar o calibrador na faixa de velocidade inferior a 5 m/s. Desta forma, o valor adotado para a constante a_{cal} foi de 2%, que é recomendado quando as calibrações são executadas com um sistema de tubo de Pitot estático e micromanômetro.

A conversão dos pontos discretos da calibração em uma função de transferência contínua também implica em erros estocásticos com distribuição normal (U_{fit}), e a incerteza relativa é o desvio padrão dos erros da curva de ajuste nos pontos de calibração (%). O valor encontrado neste caso foi de $U_{fit}=0,55\%$.

Placa de conversão digital

A incerteza padrão relacionada à resolução da placa de conversão digital possui distribuição quadrada, e pode ser calculada por:

$$U_{placa} = \left(\frac{1}{U} \frac{E_{A/D}}{2^n} \frac{dU}{dE} \right), \quad (3.4)$$

onde U é a velocidade média em cada ponto. $E_{A/D}$ é a faixa de leitura dos dados de entrada da placa ($E_{A/D}=10$ volts). n é a resolução da placa ($n=16$ bits) e dU/dE é obtida a partir da função de transferência para cada ponto.

Variações de temperatura

Caso não se adotem correções, variações da temperatura do fluido durante a aquisição (ΔT), implicam em erros na taxa de aquecimento da sonda, a qual é estipulada com base na temperatura de referência (T_{ref}) medido no início do teste. A incerteza padrão para a variação da temperatura possui distribuição retangular calculada por,

$$U_{Temp} = \frac{1}{U} \frac{\Delta T}{(T_w - T_{ref})} \left(1 + \frac{A}{B} U^{-0,5} \right), \quad (3.5)$$

onde $A=1,396$ e $B=0,895$. Conforme mencionado anteriormente, a variação máxima de temperatura do fluido em relação a temperatura de referência durante os experimentos foi de 3°C.

A variação de temperatura também provoca variações na densidade do fluido, o que gera incerteza correlacionada, também com distribuição retangular, dada por,

$$U_{\rho,T} = \left(\frac{\Delta T}{273} \right) \quad . \quad (3.6)$$

Outras incertezas

Além das incertezas típicas do sistema de anemometria de fio- quente, algumas incertezas relacionadas às características próprias da bancada utilizada também foram estimadas. Tais incertezas dizem respeito ao posicionamento da sonda e à regulagem da vazão.

Erros no posicionamento radial, axial e angular da sonda, foram produzidos propositalmente em algumas posições do jato para avaliar o desvio da medição em relação ao referencial.

A sonda deve ser posicionada paralelamente à direção principal do escoamento. O erro médio decorrente de um desvio angular de até 1° é de ±0,3 %. Para um desvio de 1mm na direção radial dentro do núcleo potencial, ou axial em qualquer posição do jato, o erro médio encontrado foi de ±0,4 %. Para a camada de cisalhamento, uma vez que os gradientes de velocidade são mais significativos, um desvio de 0,5 mm na direção radial provocou um erro médio de ±3,2 %.

Uma incerteza de ±0,01% na velocidade do jato é provocada pelas oscilações de vazão do sistema de suprimento de ar. Este valor foi estimado mantendo a sonda em uma posição fixa na saída do bocal, durante um longo período.

A incerteza combinada da velocidade média calculada para o centro do jato dentro núcleo potencial foi de 2,7%. O valor obtido fora do núcleo potencial, para a distância de $x/D=8$ no centro do jato, foi de 3,2%. A variação de temperatura e o sistema de calibração são os fatores que mais influenciam na incerteza.

Para um intervalo de confiança de 95%, utilizando uma função densidade de probabilidade gaussiana, a incerteza expandida das posições calculadas anteriormente, é de aproximadamente 5% e 6% respectivamente. A incerteza expandida mínima atribuída ao sistema de medição CTA é de 3% para as medições com sondas calibradas com o sistema fornecido pelo fabricante, assumindo variações máximas de temperatura de 1°C.

4 RESULTADOS

Os resultados deste capítulo são apresentados em duas seções. A primeira seção detalha a validação da bancada experimental por meio da caracterização de um jato circular e comparação de grandezas medidas com resultados da literatura.

Na segunda seção é apresentada a comparação entre os jatos gerados pelo bocal padrão e o bocal com *chevron*. Inicialmente, os perfis exibidos para os planos radial e axial ao longo da linha de centro permitem uma análise da influência das serrilhas no escoamento. Em seguida, dados de algumas regiões com alterações mais significativas são apresentados para a análise da velocidade média e da intensidade turbulenta axial. Finalmente, é investigada a distribuição da energia cinética turbulenta no espectro de frequência em diferentes regiões dos jatos de cada bocal. Estes dados também são usados para prover estimativas da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta do jato.

4.1 VALIDAÇÃO DA BANCADA

Para jatos circulares de alta velocidade, o perfil de velocidade atinge a condição de auto-similaridade a partir de $x=30D$ (Pope, 2000). Assim, é possível obter soluções analíticas para o perfil de velocidade, bem como comparar as medições com dados dos experimentos seminais de Hussein *et al.* (1994) e Wygnanski e Fiedler (1969).

Segundo a teoria da auto-similaridade para jatos livres, quando o eixo x é expresso pela variável de similaridade $\eta=r/(x-x_0)$ ou $\xi=r/r_{1/2}$, há um colapso dos perfis de velocidade normalizados pela velocidade axial média na linha de centro U_0 . Na definição das variáveis de similaridade adotadas acima, a variável x_0 é a origem virtual do jato e $r_{1/2}$ é a posição radial onde a velocidade média axial é igual à metade de U_0 . A velocidade U_j , utilizada para adimensionalizar o eixo das ordenadas, foi medida no início de cada teste na linha de centro do jato, a uma distância de $x=0,4D$ do bocal.

O presente trabalho investigou o jato a uma distância máxima de $x=45D$ em função das limitações do sistema de posicionamento da sonda. A Figura 34a mostra o perfil radial da velocidade axial a partir de $x=25D$ para um jato com $Re=3,9 \times 10^4$. Os eixos y e x do gráfico foram adimensionalizados pela velocidade de saída do jato (U_j) e pelo diâmetro do bocal (D), respectivamente. A Figura 34b apresenta varredura radial da velocidade axial adimensionalizada de forma a obter o perfil auto-

similar. Os perfis de velocidade na Figura 34b mostram boa concordância entre si a partir de $x=30D$, e os valores medidos para a posição $x=15D$ evidenciam a diferença entre o formato do perfil de velocidade na região inicial, de desenvolvimento do jato, e na região de auto-preservação.

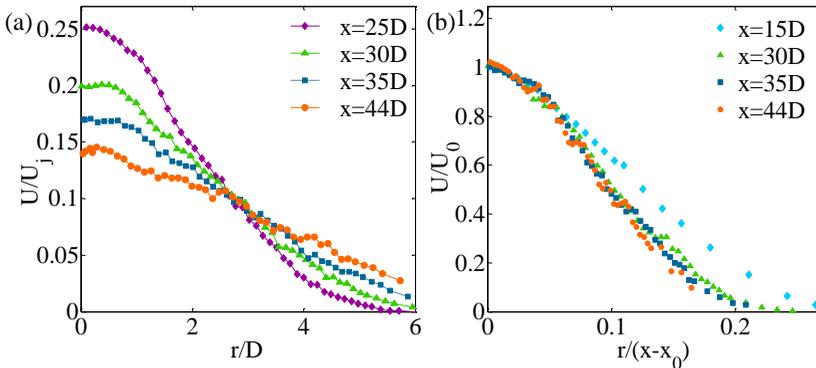


Figura 34: (a) Perfil radial da velocidade axial; (b) Perfis radiais adimensionalizados pela variável de similaridade.

Um ajuste gaussiano foi calculado para o perfil adimensionalizado médio, referente aos dados das velocidades obtidas para as posições de 30D, 35D e 44D e é apresentado na Figura 35a. Hussein *et al.* (1994) realizaram medições com anemometria de fio-quente e anemometria Laser Doppler entre $x=30D$ e $x=100D$ e verificaram o colapso dos perfis a partir de 30D. Na Figura 35a também é exibido o ajuste gaussiano dos dados obtidos por Hussein *et al.* (1994) utilizando anemometria de fio-quente, mostrando a concordância do resultado do presente trabalho.

A variável de similaridade utilizada para adimensionalizar os perfis de velocidade foi $\eta=r/(x-x_0)$. A distância radial $\eta_{1/2}$ refere-se a posição onde $\eta(r,x)=0,5$ e pode ser entendida como a taxa de espalhamento do jato. Para o ajuste gaussiano das medições deste trabalho, encontrou-se $\eta_{1/2}=0,100$. Hussein *et al.* (1994) obtiveram $\eta_{1/2}=0,102$.

De acordo com Pope, 2000, outra maneira de avaliar a taxa de espalhamento do jato, neste caso designada pela variável S , é por meio da equação (4.1). A variável $r_{1/2}$ refere-se à posição radial onde a velocidade do perfil atinge metade do valor da velocidade U_0 , medida na linha de centro do jato para uma dada distância axial. A Figura 35b

apresenta um gráfico da variação de $r_{1/2}$ com a distância axial. A reta de ajuste obtida para esses dados foi utilizada no cálculo de S e o valor encontrado foi $S=0,089$.

É possível mostrar que a taxa de espalhamento designada por $\eta_{1/2}$ e obtida do ajuste gaussiano do perfil auto-similar (Figura 35a) deveria ser igual a taxa de espalhamento do jato designada por S e calculada pela equação (4.1) caso o experimento fornecesse perfis radiais adimensionalizados pela variável de similaridade perfeitamente idênticos para as distâncias $x=30D$, $x=35D$ e $x=44D$.

$$S = \frac{dr_{1/2}}{dx} \Rightarrow r_{1/2} = S(x - x_0) \quad (4.1)$$

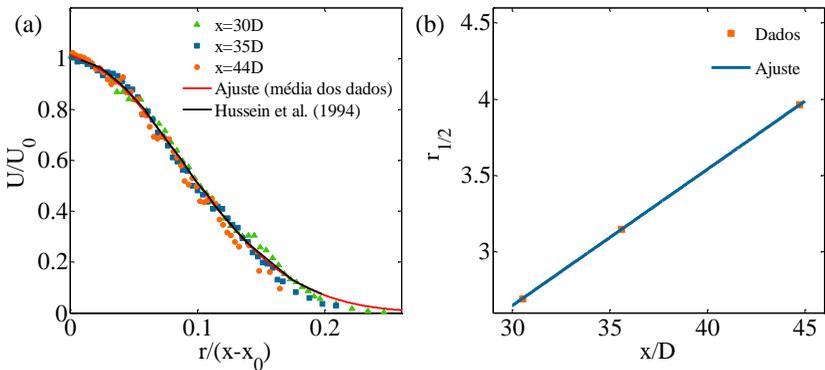


Figura 35: (a) Comparação entre os dados do presente trabalho ($Re=3,9 \times 10^4$) com dados de Hussein *et al.* (1994) ($Re=9,5 \times 10^4$); (b) Variação de $r_{1/2}$ com a distância axial.

A taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro (B_u) pode ser obtida por meio da equação (4.2), ou seja, é o inverso da inclinação da reta apresentada na Figura 36.

$$\frac{U(x)}{U_j} = \frac{B_u}{(x - x_0)/D} \quad (4.2)$$

Para a obtenção da taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro os testes foram realizados com dois números de Reynolds diferentes: $Re=3,9 \times 10^4$ e $Re=5,0 \times 10^4$. Os valores de B_u e também de outros parâmetros que caracterizam o jato na região auto-

similar estão indicados na Tabela 2. A Figura 36 apresenta os dados obtidos e as curvas de ajuste do presente trabalho e das medições com anemometria de fio-quente de Hussein *et al.* (1994). O desvio de B_u em relação aos valores de referência da literatura para a condição de $Re=3,9 \times 10^4$ pode estar associado às influências do baixo número de Reynolds, da geometria do bocal, e das instabilidades que se desenvolve em cada tipo de jato.

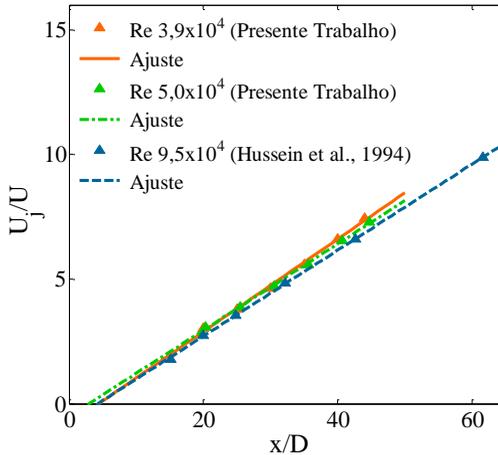


Figura 36: Taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro; Dados reproduzidos de Hussein *et al.* (1994).

Para obter uma velocidade de saída mais elevada ($Re=5,0 \times 10^4$) a vazão de ar fornecida à bancada permanece estável por poucos minutos devido às limitações do compressor, possibilitando apenas a execução de testes com duração máxima de dez minutos. Nesta condição de velocidade houve uma melhor concordância das medições com os valores da literatura, porém para realizar testes que fornecessem a taxa de espalhamento do jato, por exemplo, mesmo reduzindo pela metade o número de posições em cada seção, a medição radial de cada plano teria duração de aproximadamente 40 minutos, sendo impraticável na atual configuração da bancada.

A origem virtual (x_0), mencionada anteriormente, é definida como o ponto onde o prolongamento da reta de decaimento da velocidade média na linha de centro intercepta o eixo x .

Tabela 2: Constantes de caracterização do jato.

Autor	Re (10 ⁴)	B _u	x ₀	S	M/M ₀
Wyganski e Fiedler (1969)	9,5	5,7	3,0	0,086	69%
Hussein <i>et al.</i> (1994)	9,5	5,8	4,0	0,102	106%
Presente Trabalho	3,9	5,5	4,5	0,089 e 0,100	71% e 88%
Presente Trabalho	5,0	5,8	3,0	*	*

Os valores extraídos do trabalho de Wygnanski e Fiedler (1969) são para $x < 50D$. Na verdade, os autores realizaram medições entre $x = 20D$ e $100D$, mas não foram capazes de encontrar um valor único consistente para toda a faixa medida. No entanto, notaram que ainda assim os perfis radiais de velocidade média colapsavam. Desta forma, concluíram que a taxa de crescimento do jato é mais sensível ao atendimento das condições de auto-preservação do que o formato do perfil de velocidade normalizado.

Segundo Hussein *et al.* (1994), um dos testes mais importantes para verificar se o escoamento em questão é de fato um modelo razoável de jato axissimétrico livre, é verificar se o perfil de velocidade satisfaz a equação do balanço integral de segunda ordem da quantidade de movimento M_0 , dada pela equação (4.3), a qual contabiliza a velocidade média (U) e as flutuações de velocidade (u , v e w).

$$2\pi \int_0^\infty \left[U^2 + \overline{u^2} - \frac{1}{2}(\overline{v^2} + \overline{w^2}) \right] r dr = M_0 \quad . \quad (4.3)$$

Para uma análise de primeira ordem, o balanço integral da quantidade de movimento pode ser expresso em termos das contribuições devido à

* Não foi possível realizar o teste para cálculo desta grandeza devido a alta vazão necessária para obter o jato com esse número de Reynolds.

velocidade média ajustada pelo perfil gaussiano que passa pela posição $\eta_{1/2}$ do jato, ou seja,

$$\frac{M}{M_0} = 2\pi \int_0^\infty \left[\frac{U}{U_0} \right]^2 (\eta)\eta d\eta = \frac{\pi}{2A} (\eta_{1/2}B)^2, \quad (4.4)$$

com $A = -\ln(0,5) = 0,693$ e $B = 2B_u / (\pi^{1/2})$. A dedução completa da equação (4.4) pode ser encontrada no apêndice A do trabalho de Hussein *et al.* (1994). Como pode ser visto na Tabela 2, esta condição é satisfeita pelos dados experimentais, encontrando-se dentro dos valores de referência.

A Figura 37 apresenta o espectro de energia cinética turbulenta unidimensional $E_{11}(k_1)$ em função do produto do número de onda (k_1) pela escala de Kolmogorov (η). O espectro é obtido a partir da transformada discreta de Fourier aplicada a uma série de medições de velocidade no tempo. O número de onda é calculado pela equação (4.5), assumindo a hipótese de escoamento congelado de Taylor.

$$k_1 = 2\pi \frac{f}{U}, \quad (4.5)$$

sendo f a frequência e U a velocidade média da posição.

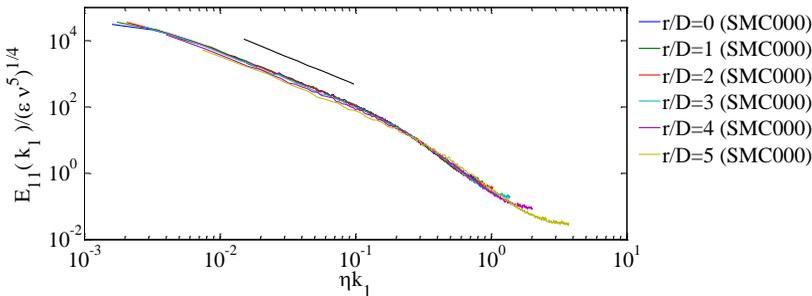


Figura 37: Espectro de energia cinética turbulenta para diversas posições radiais em $x=44D$ para o bocal SMC000.

De acordo com a primeira hipótese de similaridade de Kolmogorov, as estatísticas referentes à velocidade na faixa de equilíbrio universal possuem um formato também universal, que é unicamente função da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta

(ε) e da viscosidade cinemática (ν). Ainda para a velocidade na faixa de equilíbrio universal, pela segunda hipótese de similaridade, $E(k)$ tem um formato universal determinado somente por (ε), independentemente de (ν) e pode ser calculado por:

$$E_{11}(k_1) = C_1 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3} \quad , \quad (4.6)$$

onde C_1 é a contante de Kolmogorov universal. A partir da análise de dados experimentais atribui-se o valor de $C_1=1,5$ (Pope, 2000). A equação (4.6) pode ser usada para obter uma estimativa da taxa de dissipação viscosa (ε) para cada posição. Um gráfico bi-logarítmico de ε como função da frequência foi utilizado para localizar a região em que a taxa de dissipação é constante, uma vez que a equação (4.6) é válida apenas para a região do subdomínio inercial da turbulência.

A congruência do espectro para todas as posições radiais na região de similaridade apresentados na Figura 37 estão de acordo com o comportamento previsto na literatura, bem como a inclinação dos perfis com a potência de $k^{-5/3}$, tipicamente observado na faixa da região sub-inercial. A redução de inclinação na extremidade das curvas na região de dissipação viscosa é provavelmente associada à ruído do sistema de aquisição e ao conteúdo de alta frequência introduzido pela sub-divisão da amostra para operação de média.

4.2 INFLUÊNCIA DOS BOCAIS SOBRE O ESCOAMENTO

Segundo Bridges e Brown (2004) a ideia de intensificar a mistura para reduzir o ruído de jato não é nova. Misturadores em forma de lóbulos começaram a ser investigados logo após o ruído de jato se tornar um problema na indústria aeronáutica. Um dos mecanismos de ação é intensificar a transferência de quantidade de movimento, o que tem por consequência a redução da velocidade efetiva do jato na principal região de geração de ruído, assim como redução da turbulência. Por outro lado, na região mais próxima ao bocal, a transferência de quantidade de movimento aumenta tanto a velocidade quanto a turbulência na direção radial, levando a um dilema entre as reduções de ruído nas baixas frequências e as penalidades sofridas nas altas frequências. Para Werle *et al.* (1987) e Eckerle *et al.* (1992), os vórtices provocados pelos lóbulos seguem três processos: formação, intensificação e quebra. Os

autores sugerem que a quebra é o principal responsável pelo aumento da turbulência, melhorando o processo de mistura como um todo.

Apesar da maioria dos efeitos relatados anteriormente terem sido observados durante investigações em bocais com lóbulos, segundo Bridges e Wernet (2004), tanto esse tipo de bocal, quanto os bocais com *chevron* geram componentes azimutais importantes no escoamento. Os resultados do presente trabalho buscam verificar a ação de alguns desses mecanismos e estender a compreensão acerca dos efeitos das serrilhas no jato. A sonda unidimensional utilizada para as medições fornecem apenas a velocidade na direção principal do escoamento. Assim, todos os resultados que serão apresentados a seguir dizem respeito a componente axial da velocidade e intensidade turbulenta.

4.2.1 Contornos de magnitude das seções axiais e transversais

Para a posição axial $x=0,4D$ foi usada uma malha de tamanho aproximado $1,5D \times 1,5D$ no plano yz , com incremento de 1 mm entre cada posição (Figura 38a). As demais seções, planos yz , ao longo do jato foram investigadas com uma malha de dimensão aproximada $3D \times 3D$ e incremento de 1 mm entre as posições (Figura 38b). A escolha do incremento da grade de posições foi baseada na análise de incertezas das medições radiais e do tempo de teste demandado para executar a matriz. Para o bocal serrilhado, foi medido o plano que corta o bocal de pico a pico e também de vale a vale (Figura 39).

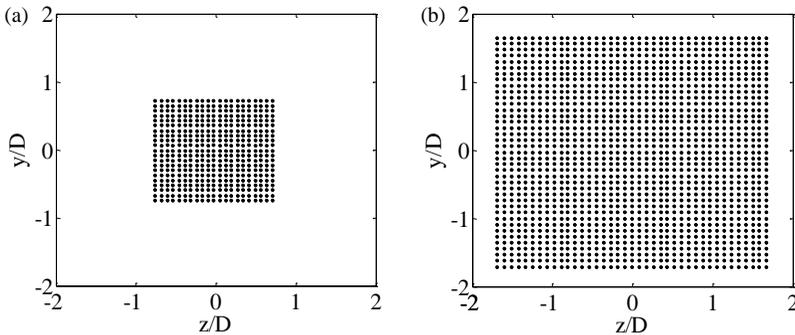


Figura 38: Grade de posições para varredura radial (a) $0,4D$ e (b) $3D$, $4D$ e $6D$.

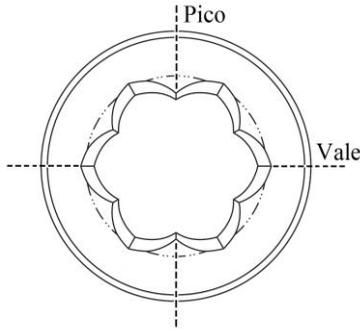


Figura 39: Referência para a nomenclatura de pico e de vale do bocal.

A Figura 40 mostra a velocidade média e a intensidade turbulenta em planos transversais para as seguintes posições axiais x : $0,4D$; $3D$; $4D$ e $6D$. Os lados esquerdo e direito da figura contém os resultados obtidos para o bocal base (SMC000) e o bocal serrilhado (SMC006), respectivamente, sendo que o pico das serrilhas foi alinhado com a direção vertical (y).

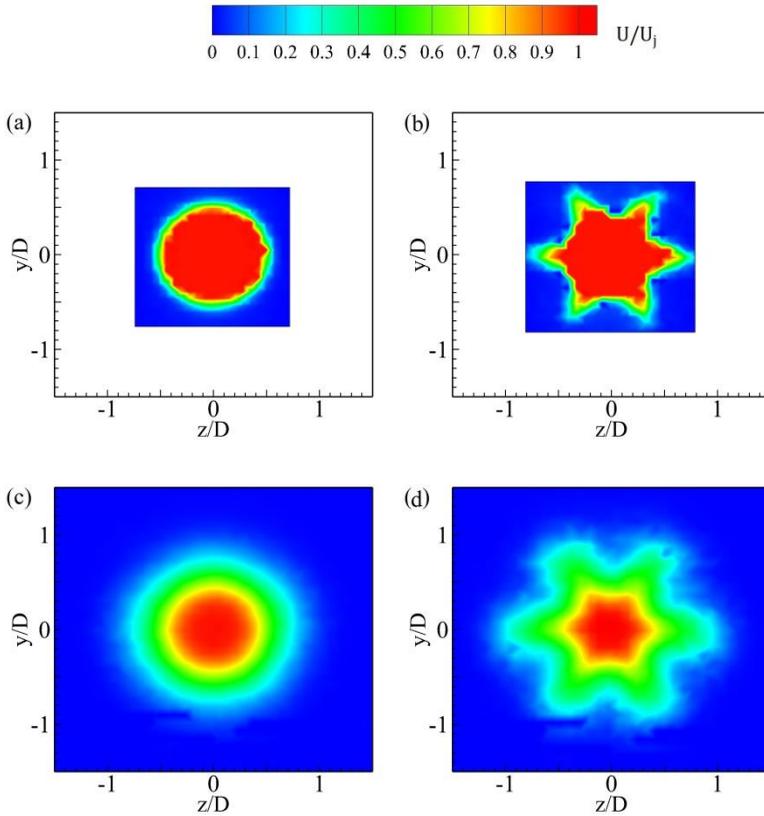
A queda de pressão no fornecimento do ar, mencionada no capítulo 3, ocorreu durante a execução desses testes. Contudo, as medições não foram repetidas, pois as análises extraídas desses resultados são de caráter qualitativo, e neste sentido, não foram prejudicadas.

Logo na saída do bocal, posição $0,4D$ (Figura 40a e Figura 40b) é possível observar que praticamente toda a seção é dominada pelo núcleo potencial, com uma região pequena de mistura, onde ocorre a atenuação da velocidade até atingir o valor da velocidade do fluido externo ao jato. É nesta região que ocorrem os maiores gradientes de velocidade e onde a camada de cisalhamento é mais fina. As serrilhas transferem quantidade de movimento para a direção radial do escoamento, aumentando a espessura da região de cisalhamento e o espalhamento do jato. Esses efeitos também foram observados por Callender *et al.* (2010) para o jato coaxial testado com um bocal de oito dentes, com alta penetração no escoamento.

O bocal serrilhado gera uma distribuição de níveis de velocidade em formato de estrela, com seis vales, onde a velocidade é menor, correspondendo a cada um dos dentes. O entranhamento do ar externo na interface entre o jato e o ambiente é um dos fatores mais relevantes para o espalhamento. O formato de estrela observado com o bocal

SMC006 gera uma interface maior, que também contribui para o aumento do espalhamento próximo ao bocal. No entanto, conforme o jato se desenvolve, as distribuições de velocidade geradas por cada bocal tornam-se semelhantes, conforme evidenciado na posição $x=6D$ (Figura 40h), onde a distribuição assume a forma de anéis concêntricos.

A redução do núcleo potencial da região central está associada ao fato de a quantidade de movimento do fluido em alta velocidade desta região ser transferido mais intensamente para a direção radial nos vales do bocal, conforme também mostraram Hu *et al.* (2002), Alkislar *et al.* (2007) e Violato e Scarano (2011), por meio de medições de velocidade na seção transversal.



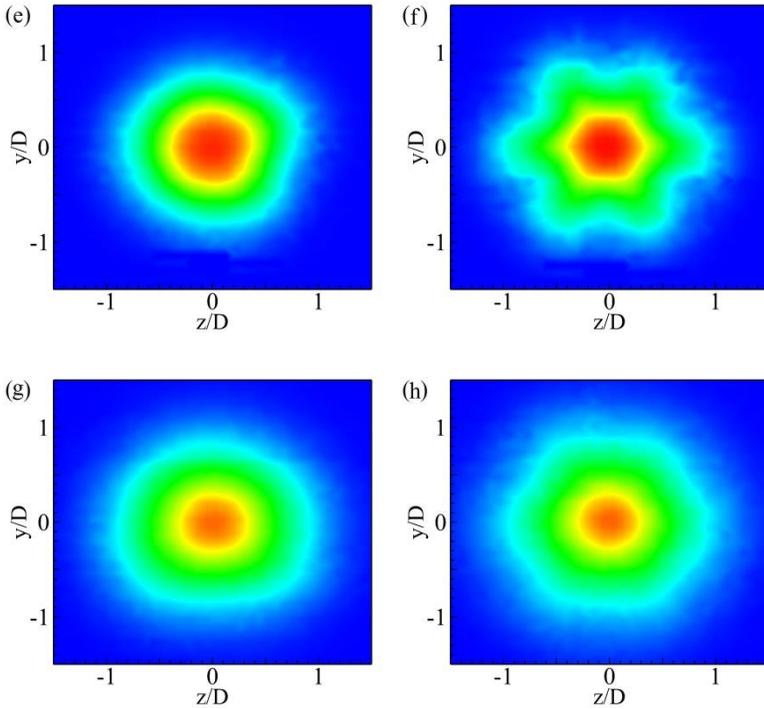


Figura 40: Velocidade média axial do jato. O lado esquerdo contém resultados para o bocal SMC000 e lado direito para o bocal SMC006 nas posições (a) e (b) $x=0,4D$; (c) e (d) $x=3D$; (e) e (f) $x=4D$; (g) e (h) $x=6D$.

As pesquisas que uniram as investigações acústica e fluidodinâmica do escoamento em bocais com *chevron* (Bridges e Brown, 2004; Callender *et al.*, 2010) encontraram alguns padrões de comportamento da intensidade turbulenta que foram associados a efeitos no campo acústico. Segundo esses resultados, a análise do perfil de distribuição da intensidade turbulenta permite tanto a comparação direta dos efeitos do bocal no escoamento, como também a inferência de algumas alterações no ruído do jato. As medições que permitiram compor a distribuição de velocidade média também fornecem a distribuição de intensidade turbulenta associada a cada bocal. A Figura 41 apresenta os resultados das seções transversais localizadas em $x=0,4D$, $x=3D$ e $x=6D$.

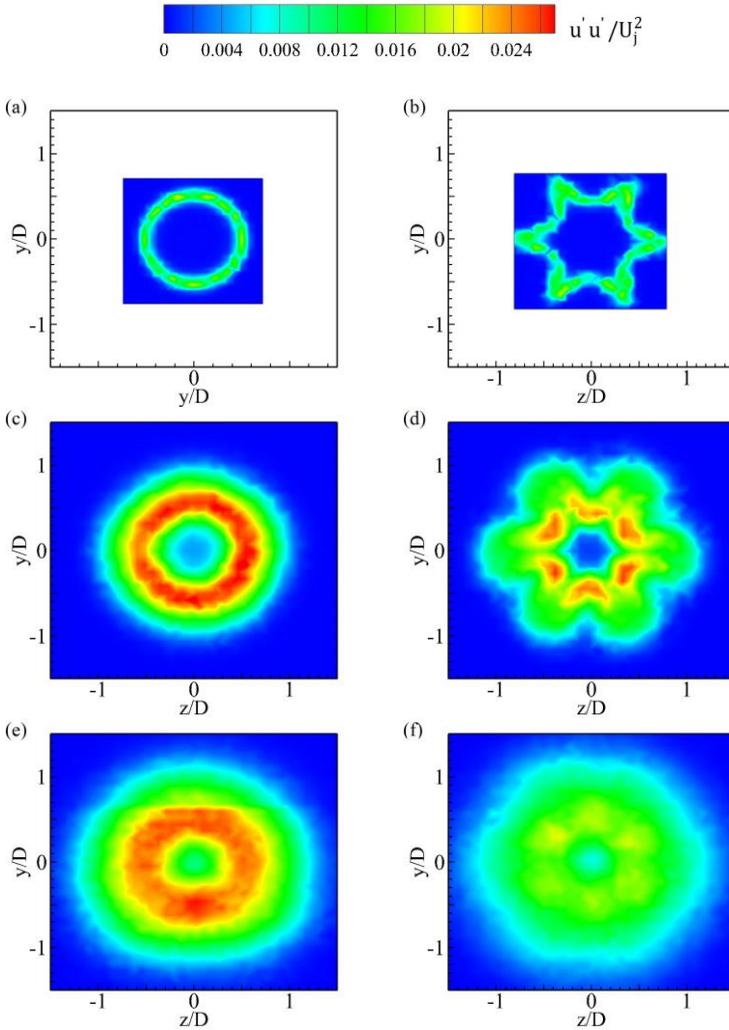


Figura 41: Intensidade turbulenta axial do jato. O lado esquerdo contém resultados para o bocal SMC000 e lado direito para o bocal SMC006 nas posições (a) e (b) $x=0,4D$; (c) e (d) $x=3D$; (e) e (f) $x=6D$.

Conforme mencionado anteriormente, a incorporação de fluido externo através das bordas do jato é o principal mecanismo responsável por seu espalhamento. A consequência da transferência de quantidade de movimento ao fluido incorporado é a redução gradativa da espessura do

núcleo potencial devido ao aumento da camada de cisalhamento, até que a camada de cisalhamento alcance o centro do jato e marque o final do núcleo potencial. Em decorrência do aumento do cisalhamento provocado pelo *chevron* no início do escoamento, a intensidade turbulenta nessa região aumenta, assim como a dissipação de energia cinética pelo atrito viscoso.

A região mais afastada evidencia essa transferência de energia ao mostrar expressiva redução no nível de intensidade turbulenta para o bocal SMC006 (Figura 41e e Figura 41f). A redução do ruído de baixa frequência está associada a essa redução da intensidade turbulenta do jato nessas regiões mais afastadas, onde as escalas de comprimento são tipicamente maiores.

Estudos anteriores sobre os parâmetros geométricos que afetam o desempenho dos *chevrans* mostraram que a penetração é o fator principal no controle da mistura. Por exemplo, os resultados de Opalski *et al.* (2005) para bocais com diferentes níveis de penetração, em um jato frio e $M=0,9$, indica que o bocal SMC006 gera uma distribuição ‘estrela’ com braços mais longos e finos do que os outros bocais com menor penetração. A Figura 42 compara os resultados obtidos para o bocal SMC006, com os perfis do bocal SMC001 e SMC006 de Opalski *et al.* (2005).

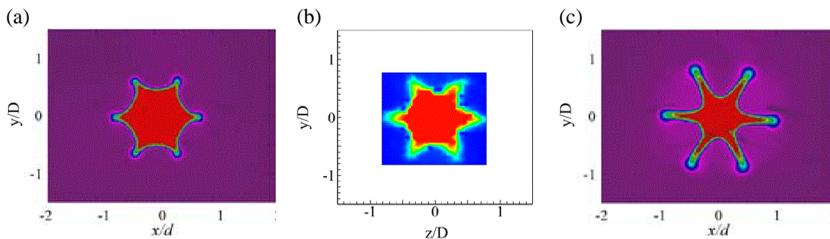


Figura 42: Velocidade média axial na seção transversal do jato em (a) $x=0,5D$ SMC001; (b) $x=0,4D$ SMC006; (c) $x=0,5D$ SMC006; (a) e (c) reproduzidos de Opalski *et al.* (2005).

O ângulo de penetração nominal do bocal SMC006 é de $18,2^\circ$, enquanto a penetração do bocal SMC001 é de 5° . A inspeção visual da Figura 42 sugere que o ângulo do modelo SMC006 confeccionado para teste tenha ficado inferior aos $18,2^\circ$. Bridges e Brown (2004) definem a penetração como o ângulo formado com o eixo do jato. Uma vez que o dente possui um pequeno raio interno, seria necessário que houvesse na literatura alguma figura indicando a forma com que esse valor foi

determinado. Xia *et al.* (2009) realizaram simulações numéricas com o bocal em questão e apresentam uma figura com indicação deste ângulo (Figura 43a). Ao traçar uma reta tangente à base e à ponta do dente, o ângulo gerado com o eixo do jato no desenho utilizado para a confecção do bocal é de $15,3^\circ$ (Figura 43b).

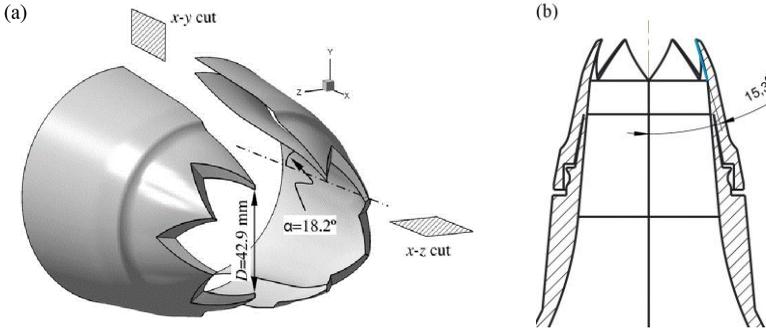


Figura 43: Ângulo de penetração do bocal SMC006; (a) Reproduzido de Xia *et al.* (2009); (b) Desenho utilizado para confecção do bocal do presente trabalho.

Outro fator que deve ser levado em consideração ao realizar a comparação direta dos formatos das distribuições é o número de Mach utilizado em cada teste, uma vez que Opalski *et al.* (2005) verificaram que o aumento da velocidade torna mais compridos os ‘braços’ da estrela. A Figura 44 mostra as posições das medições axiais no plano de centro do jato. A matriz de pontos se estende de $x=0,4D$ a $x=9D$ na direção axial, e aproximadamente de $r=-0,1D$ a $r=2,3D$ na direção radial. O incremento de 1mm na direção radial foi mantida. Os pontos foram distribuídos de forma que a posição exata da linha de centro $(y,z)=(0,0)$ ao longo de todo o jato fosse efetivamente medida.

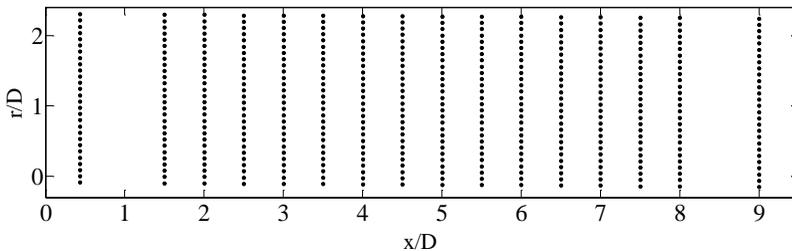


Figura 44: Matriz de pontos para varredura axial.

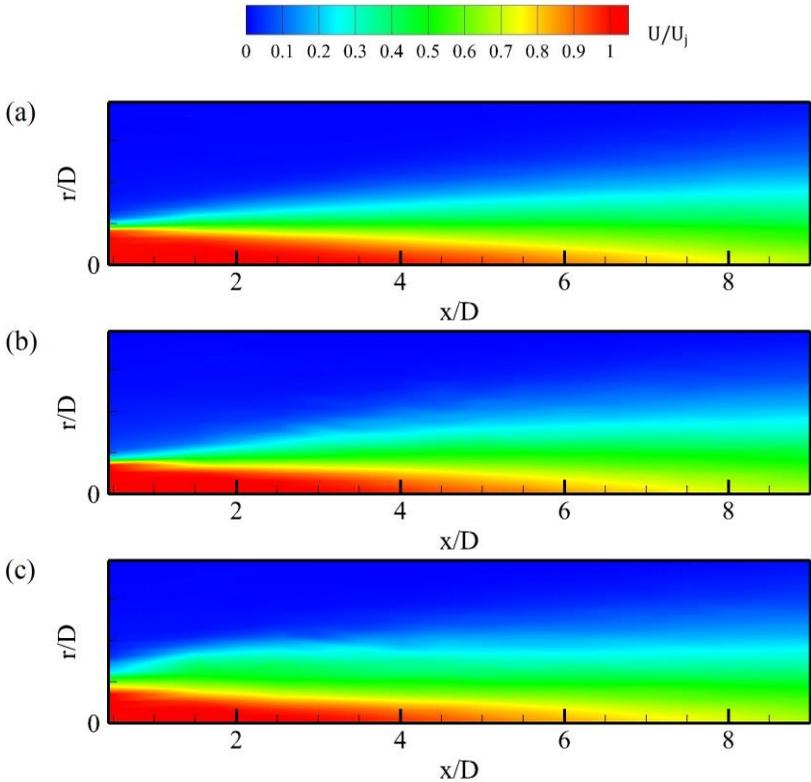


Figura 45: Velocidade média axial no plano longitudinal para (a) Bocal SMC000; (b) Bocal SMC006P; (c) Bocal SMC006V.

A Figura 45a e Figura 46a contêm os níveis de velocidade média e intensidade turbulenta para o bocal SMC000. A partir dos resultados de velocidade média para as seções transversais apresentados na Figura 40, é possível perceber diferentes características nas direções vertical e horizontal do jato. Por este motivo, no caso do bocal SMC006 são apresentados níveis de velocidade média e de intensidade turbulenta em dois planos: pico a pico do *chevron* (Figura 45b e Figura 46b) e vale a vale do *chevron* (Figura 45c e Figura 46c).

A Figura 45c evidencia o crescimento rápido da camada de cisalhamento entre $x=0,4D$ e $1,5D$ e também o afinamento do núcleo potencial. Na Figura 46c, medido de vale a vale, nota-se que os maiores valores de intensidade turbulenta ocorrem em uma região entre $x=1D$ e $x=3D$, sendo pouco mais intensa do que os valores observados na

varredura de pico a pico. Em ambos os perfis há significativa redução nos níveis de intensidade turbulenta nas regiões mais afastadas do bocal, em relação ao caso padrão.

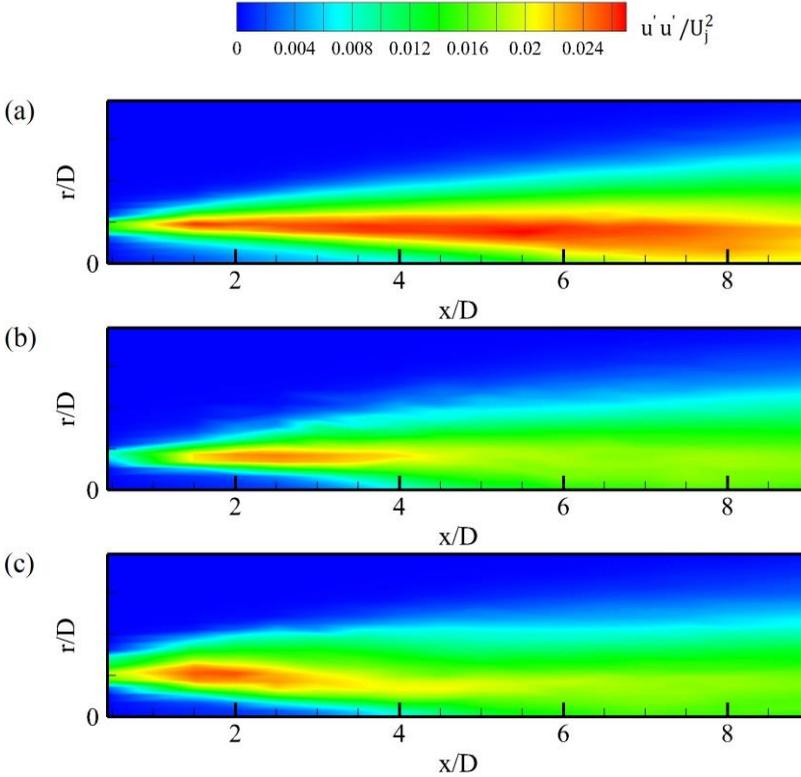


Figura 46: Intensidade turbulenta axial no plano longitudinal para (a) Bocal SMC000; (b) Bocal SMC006P; (c) Bocal SMC006V

4.2.2 Perfis de velocidade e intensidade turbulenta

A Figura 47a mostra a velocidade média axial ao longo da linha de centro do jato para os dois bocais estudados. O núcleo potencial (velocidade $U/U_j > 0,99$) estende-se até $x=4,2D$ para o bocal SMC000 e $x=3,6D$ para o bocal SMC006, indicando uma redução de 14%. A região com maior diferença de velocidade (6%) ocorre por volta de $x=5,4D$.

A Figura 47b traz a intensidade turbulenta axial na linha de centro do jato. Nota-se que a intensidade turbulenta do bocal serrilhado se

mantém superior ao nível do bocal padrão, entre as posições $x=3,9D$ e $x=5,7D$, e que atinge seu pico em $x=7,4D$. Os maiores gradientes podem ser observados, para os dois bocais, na região posterior ao núcleo potencial, em que a camada de cisalhamento, alcança o centro do jato. Nota-se uma defasagem do máximo entre os bocais ($x=8D$ para o SMC000), e uma redução de 23% no valor máximo para o bocal serrilhado.

A Figura 48 apresenta perfis radiais de velocidade média e de intensidade turbulenta para $x/D=0,4$. Nesta posição é possível verificar que o perfil de velocidade é praticamente uniforme em toda a extensão radial do bocal, exceto para a varredura vale a vale (SMC006V), ao longo da qual já existe uma variação mais significativa do perfil. A espessura da camada de cisalhamento, definida por $0,1 < U/U_j < 0,9$ (Alkislar *et al.*, 2007; Violato e Scarano, 2011) é de $0,15D$ para a varredura pico a pico (SMC006P), $0,17D$ para SMC000 e $0,34D$ para SMC006V. Isto evidencia o maior espalhamento do jato para o bocal serrilhado, uma vez que a pequena redução do perfil entre os picos é amplamente compensada pelo aumento da espessura da camada de cisalhamento verificada entre os vales.

A intensidade turbulenta (Figura 48b) do bocal padrão é 47% menor em extensão radial em relação à varredura entre vales do bocal com *chevron* e apenas 11% superior em relação a extensão no perfil da varredura entre picos. A máxima intensidade turbulenta observada para cada perfil em relação ao SMC000 é 21% superior para o SMC006V e 46% inferior para o SMC006P. O aumento significativo da intensidade turbulenta que ocorre entre as posições $r=0,4D$ e $r=2D$ (Figura 48b e Figura 48d) é observado na medição do perfil entre os picos, cujo valor máximo passa de $0,0081$ ($r=0,4D$) para $0,024$ ($r=2D$), ou seja, quase 300% de aumento, enquanto o aumento do valor máximo para o bocal padrão foi de 172% e para o bocal serrilhado de vale a vale foi de 135%.

Na posição $x=2D$ é possível notar também que a velocidade no núcleo potencial (Figura 48c) é superior à velocidade do jato na saída ($U/U_j > 1$), fato que pode estar relacionado com a aceleração do escoamento promovida pela contração no bocal.

Hu *et al.* (2002), Alkislar *et al.* (2007) e Violato e Scarano (2011) mostraram que o bocal com *chevron* promove a transferência de fluido do núcleo potencial para as regiões de vale no bocal. Esse fluxo de massa fica evidente em $r=0,75D$ (Figura 48c), uma vez que a velocidade adimensionalizada do bocal com *chevron* apresenta um valor de $0,35$ (no plano do vale) e $0,1$ para o bocal padrão.

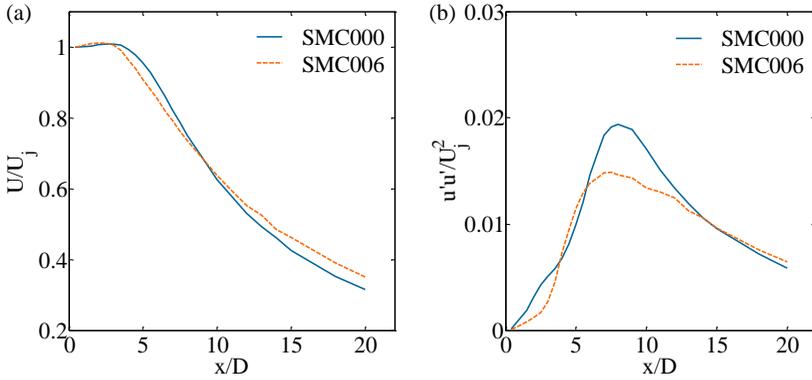


Figura 47: (a) Velocidade média axial ao longo da linha de centro; (b) Intensidade turbulenta axial ao longo da linha de centro.

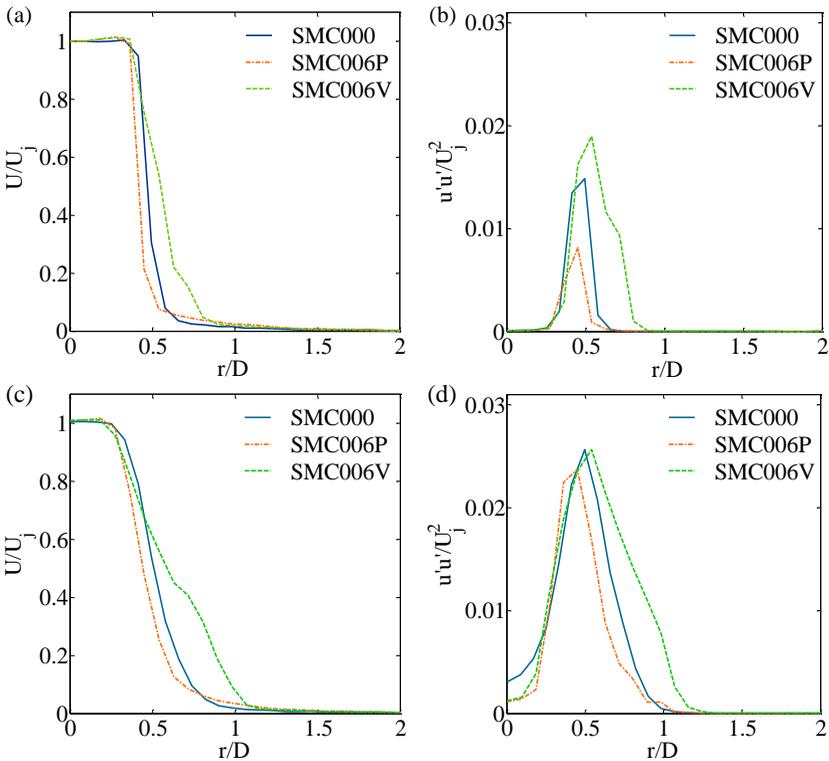


Figura 48: (a) e (c) Velocidade média axial em $x/D=0,4$ e $x/D=2$; (b) e (d) Intensidade turbulenta axial para as mesmas posições.

Um aumento similar àquele apresentado pelo perfil de SMC006V em $r=0,75D$, representando o aumento da velocidade axial nesta região, foi também observado por Uzun *et al.* (2011) em experimento e simulação numérica de um jato com Mach acústico igual a 0,9 ($Ma=U/c_{\infty}$). A Figura 49a traz uma comparação entre os perfis medidos em $x=2D$, tanto para a linha de pico quanto para a linha de vale do bocal. Observa-se que os efeitos do *chevron* são acentuados de maneira oposta nas duas varreduras com o aumento da velocidade na linha de vale a vale, de forma que há um espalhamento grande, enquanto que a linha do pico sofre uma pequena redução em relação ao perfil do pico para $M=0,14$.

Para analisar o espalhamento do jato, a espessura da camada de cisalhamento (δ) foi calculada para cada uma das posições axiais medidas até $5D$. A espessura da camada de cisalhamento foi definida como a região do jato em que $0,1 < U/U_j < 0,9$. Os resultados para cada um dos perfis são apresentados na Figura 49b.

O valor de δ para o perfil SMC006P mantém-se próximo ao valor do bocal SMC000 até aproximadamente $x=2D$, apresentando um maior valor a partir daquele ponto. Por outro lado, o perfil SMC006V mostra um aumento médio de 30% da espessura da camada de cisalhamento ao longo de toda a extensão avaliada. O efeito total do *chevron*, contabilizando δ_{pico} e δ_{vale} , é de um aumento de 20%, valor que se reflete diretamente no espalhamento do jato.

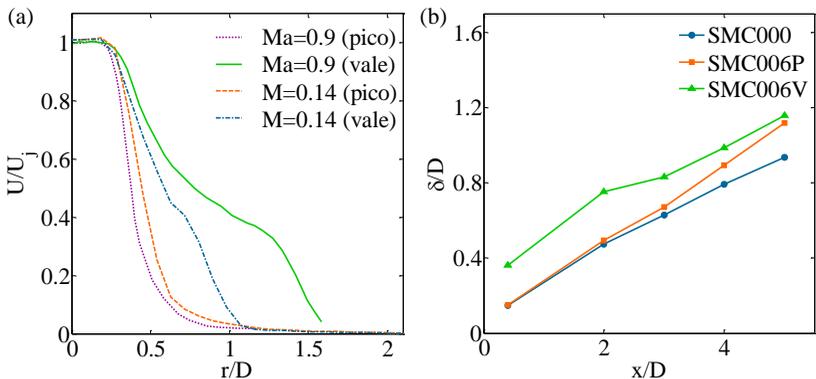


Figura 49: (a) Velocidade média axial, perfil radial em $x=2D$ para o bocal SMC006; (b) Espessura da camada de cisalhamento para cada perfil dos bocais ao longo do eixo x ; Reproduzido de (a) Uzun *et al.* (2011), $Ma=0,9$; Dados do presente trabalho, $M=0,14$.

Os perfis de velocidade apresentados na Figura 50a evidenciam o fim do núcleo potencial para cada bocal, uma vez que $U/U_j < 0,99$ para todas as posições. Nesta posição, os dois perfis de velocidade e intensidade turbulenta do bocal SMC006 tornam-se semelhantes, mostrando que o perfil em formato de estrela já suavizou (Figura 50b).

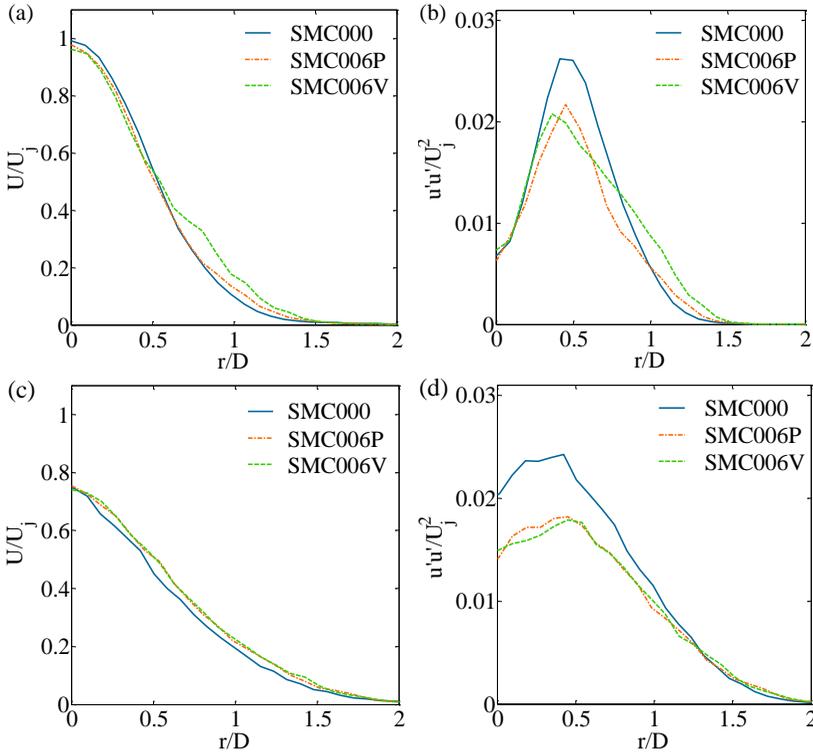


Figura 50: (a) e (c) Velocidade média axial em $x/D=4,5$ e $x/D=8$; (b) e (d) Intensidade turbulenta axial para as mesmas posições.

Na posição $x=8D$, os três perfis de velocidade (Figura 50c) são virtualmente iguais. A diferença na intensidade turbulenta permanece (Figura 50d) apenas em relação ao valor máximo, com um nível 26% superior para o SMC000, indicando que a dissipação da energia ocorre principalmente próximo ao bocal. Essa alteração dos locais onde a intensidade turbulenta é mais intensa é o mecanismo responsável pelo dilema do aumento da intensidade sonora nas altas frequências e a redução nas baixas. Nota-se que quando comparados os perfis para as

distâncias de $x=0,4D$, $x=2D$ e $x=8D$ (Figura 48b, Figura 48d e Figura 50d, respectivamente), a defasagem radial na localização do valor máximo da intensidade turbulenta desaparece conforme o jato se afasta do bocal.

4.2.3 Análise do espectro de energia cinética turbulenta

As figuras a seguir representam a distribuição de energia cinética turbulenta como função do número de Strouhal, a partir de uma decomposição do sinal em uma série de Fourier. A intensidade de energia cinética turbulenta é dada pelo módulo do coeficiente de Fourier associada à frequência específica.

Segundo a definição de Mathieu e Scott (2000), o objetivo de aplicar uma análise de Fourier à turbulência, é decompor as flutuações de velocidade em componentes senoidais e estudar a distribuição da energia cinética turbulenta entre as diferentes frequências, representando as diferentes escalas de turbulência. No presente trabalho, para efetuar essa análise, cada posição foi medida durante 20 s com uma taxa de aquisição de 25 kHz. Foram realizados testes com diferentes taxas de aquisição e tamanho da amostra para verificar a consistência do espectro obtido a partir desses dados, e também reduzir o ruído introduzido no sinal em função da resolução da placa de conversão digital.

A flutuação da velocidade axial foi obtida para cada um dos 5×10^5 pontos adquiridos por posição. Uma transformada discreta de Fourier (DFFT) foi aplicada para a obtenção do espectro de energia cinética turbulenta. A sub-divisão do conjunto de dados permite a obtenção de um espectro médio, que contém características importantes da turbulência. Contudo, esse procedimento ocasiona uma perda de resolução espectral, além de deslocar energia cinética turbulenta para altas frequências. Quanto menor o tamanho da sub-divisão utilizada, maior o ruído introduzido, pelo fato do sinal não ser periódico. A escolha adequada do tamanho da sub-divisão pode minimizar esse efeito. No tratamento dos 5×10^5 dados do presente trabalho, uma sub-divisão de 10^3 medidas apresentou resultados satisfatórios. O tamanho da subdivisão escolhido não permitiu capturar as maiores escalas presentes no escoamento.

A Figura 51a apresenta o espectro de energia cinética turbulenta adimensionalizado pelo diâmetro do bocal e pela velocidade de saída do jato para os bocais SMC000 e SMC006, ao longo da linha de centro em diferentes posições axiais. Um pico bem definido para o número de Strouhal 0,016 referente à frequência de 60Hz pode ser observado no

espectro das posições próximo ao bocal. Outros picos referentes às frequências múltiplas de 60 Hz podem ser observados. Esses pontos correspondem a pulsações no suprimento de ar da bancada, devido ao ciclo de operação do compressor. Pode-se notar que à medida que distância axial aumenta, esse sinal não está mais presente.

A energia na posição $x=8D$ é a maior em praticamente todas as faixas de frequência de ambos os bocais. Esta região é posterior ao núcleo potencial, onde as camadas de cisalhamento encontram-se, produzindo os maiores níveis de intensidade turbulenta.

As alterações mais significativas provocadas pelos *chevrons* ocorrem na região próxima à saída do bocal, especialmente em $x=3D$. Nesta posição o bocal serrilhado apresenta um nível de energia cinética turbulenta superior ao longo de 80% da faixa de frequência medida. O bocal padrão na posição $x=3D$ apresenta um pico pronunciado em toda a região de $St=0,2$ a $St=1$. Pode-se dizer que nesta posição o bocal SMC000 possui uma ampla faixa de estruturas, contendo parte significativa da energia das flutuações, apesar da turbulência não estar desenvolvida. Também é interessante observar o desenvolvimento de estruturas de escalas maiores com o aumento da distância axial, pelo aumento do conteúdo nas baixas frequências. Ressalta-se a sub-faixa inercial ($k^{-5/3}$) observada para os bocais na região de auto-similaridade ($x=44D$).

A Figura 51b e a Figura 51c apresentam uma comparação da variação radial do espectro para ambos os bocais, nas posições $x/D=1$ e $x/D=3$, respectivamente. É importante ressaltar que o espectro leva em consideração apenas a componente axial da velocidade. Como um dos efeitos do *chevron* é transferir quantidade de movimento para a direção radial, é possível que uma parte significativa da energia cinética turbulenta do jato com o bocal SMC006 esteja contida nas componentes transversais (plano yz), quando comparada ao jato com o bocal SMC000. Ressalta-se também que as serrilhas tem uma participação ativa no escoamento, principalmente no início do jato, sendo que os efeitos mais a jusante são consequência da dissipação e espalhamento nesta região.

A Figura 51d apresenta espectros para várias posições radiais em $x=8D$. Nota-se que o formato da distribuição de energia é semelhante para qualquer posição radial. Na linha de centro, há diferença apenas na região de frequência baixa entre os dois bocais. Conforme aumenta a distância radial, aumenta também a diferença de energia, sendo que os maiores níveis de energia cinética turbulenta são apresentados pelo bocal SMC000.

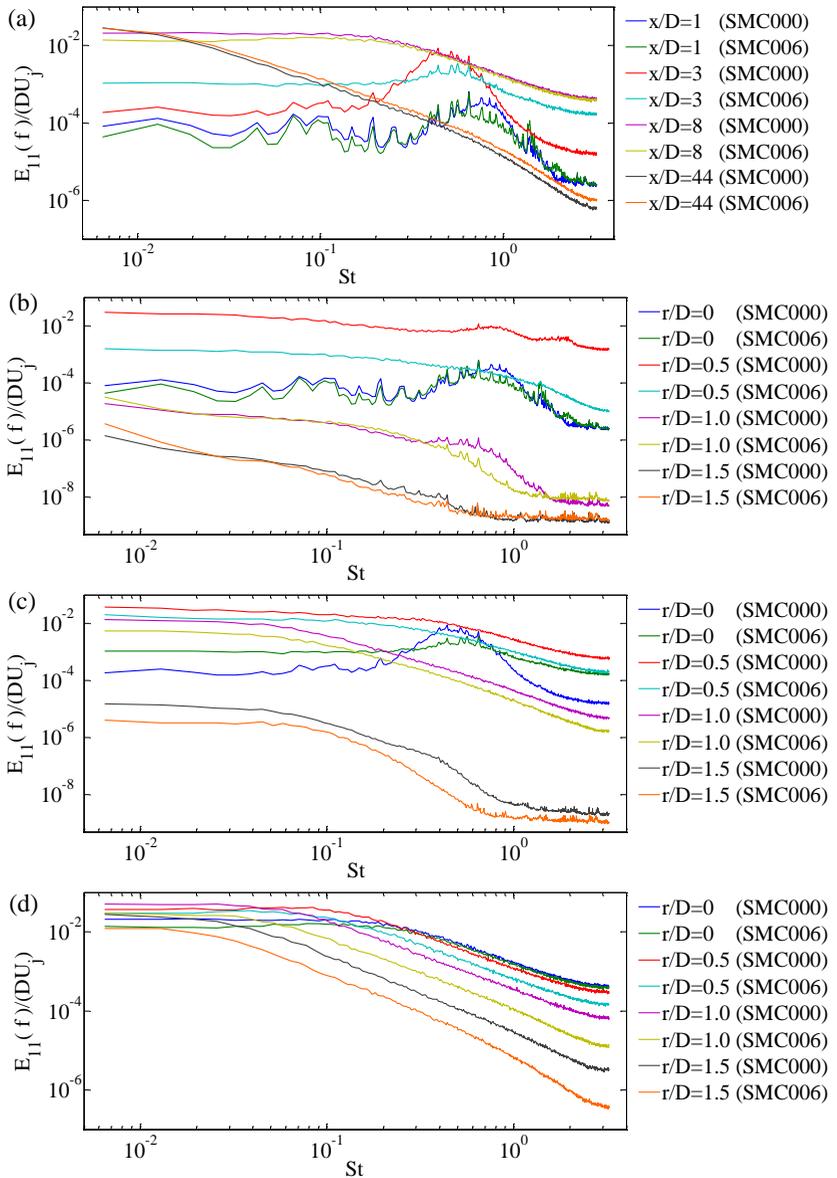


Figura 51: Espectro de energia cinética turbulenta. (a) ao longo da linha de centro; (b) $x/D=1$; (c) $x/D=3$; (d) $x/D=8$.

4.2.4 Correlação temporal e escala de tempo

Medições subsequentes da velocidade em um único ponto, com uma taxa de aquisição suficientemente alta, podem fornecer a correlação temporal $R_{11}^t(x, t, t')$, conforme a equação (4.7)

$$R_{11}^t(x, t, t') = \overline{u(x, t)u(x, t')} . \quad (4.7)$$

O coeficiente de correlação temporal ρ_{11} pode ser calculado por (4.8), sendo que para o escoamento estatisticamente estacionário, a correlação é função do intervalo $\tau = t - t'$.

$$\rho_{11} = \frac{R_{11}^t(x, \tau)}{u'u'} . \quad (4.8)$$

As medições realizadas com taxa de aquisição de 25 kHz, e amostra de 5×10^5 foram utilizadas para o cálculo do coeficiente de correlação temporal para algumas posições axiais e radiais do jato. A Figura 52 apresenta o coeficiente de correlação temporal para algumas posições axiais, ao longo da linha de centro do jato, para os bocais SMC000 e SMC006. Pode-se notar da Figura 52 que a escala de tempo aumenta com a distância axial para ambos os bocais, porém para o SMC000, o aumento é maior. A escala de tempo pode ser obtida a partir da integral da autocorrelação temporal ou também é praxe estimá-la com base no ponto onde a função autocorrelação temporal cruza o eixo das abscissas pela primeira vez. Esta escala de tempo está associada as maiores escalas da turbulência.

As Figura 53 e Figura 54 comparam diretamente o coeficiente de correlação entre os bocais, para cada posição. Na linha de centro, posição $x=1D$ (Figura 53a), as escalas de tempo são praticamente iguais, ligeiramente menor para o bocal padrão. Em $x=3D$, a escala de tempo para o bocal SMC000 já é maior e em $x=8D$ elas voltem a se equiparar.

Os resultados apresentados nesta seção, avaliando o efeito das serrilhas no escoamento do jato, foram coerentes com as tendências observadas por outros autores, tais como Callender *et al.* (2010) e Opalski *et al.* (2005). O *chevron* produziu aumento no espalhamento do jato e na extensão radial do perfil de intensidade turbulenta axial nas regiões próximas ao bocal, sendo esse um dos mecanismos responsáveis pelo aumento do ruído de alta frequência.

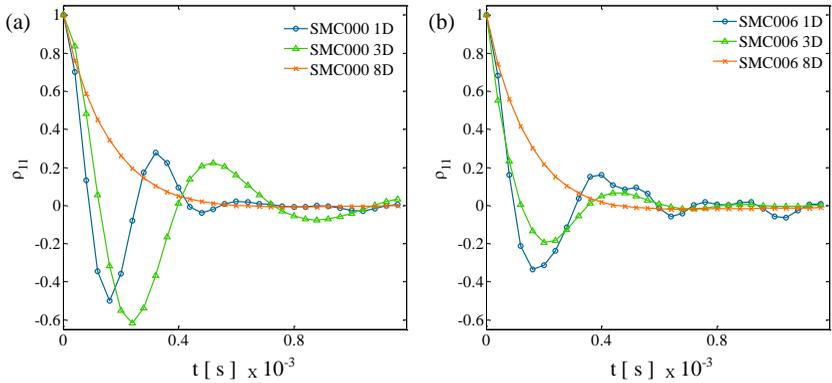


Figura 52: Coeficiente de correlação temporal ao longo do jato na linha de centro para o bocal (a) SMC000; (b) SMC006.

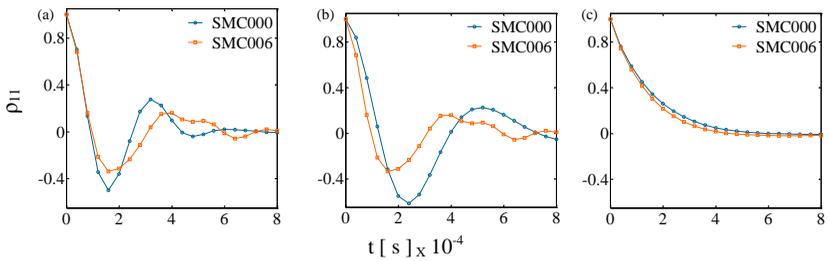


Figura 53: Correlação temporal ao longo da linha de centro para os bocais SMC000 e SMC006 em (a) $x=1D$; (b) $x=3D$; (c) $x=8D$.

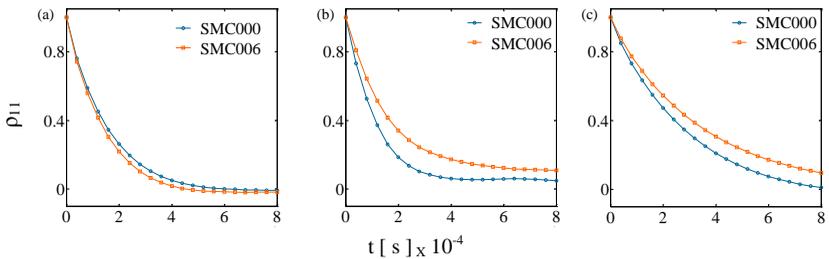


Figura 54: Correlação temporal em $r=0,5D$ para os bocais SMC000 e SMC006 em (a) $x=1D$; (b) $x=3D$; (c) $x=8D$.

O aumento da dissipação no início do jato com *chevron* provocou a redução do comprimento do núcleo potencial e a redução da velocidade e do nível da intensidade turbulenta na região do jato que

contém mais energia cinética turbulenta, conforme mostrou o espectro de energia da posição $x=8D$, (Figura 51d). Isto tem como possível consequência a redução da intensidade sonora nas baixas frequências, que é o intuito visado quando utiliza-se este tipo de bocal. A distribuição da escala de tempo também parece acompanhar a tendência do ruído, uma vez que a inclusão de serrilhas no bocal gerou escalas de tempo menores na camada de cisalhamento próximo ao bocal, e escalas maiores nas regiões mais afastadas. No entanto, essas afirmações são de natureza especulatória, uma vez que medidas do campo acústico não foram realizadas.

5 CONCLUSÕES

O presente trabalho estudou o impacto de bocais com *chevrons* sobre o campo de escoamento de jatos simples com número de Mach de 0,14. Foram feitas comparações dos perfis de velocidade média e intensidade turbulenta entre o bocal padrão SMC000 e o bocal serrilhado SMC006, ambas as geometrias adotadas no trabalho de Bridges e Brown (2004). Uma análise do espectro de energia cinética turbulenta e dos coeficientes de correlação temporal foi feita para diversas posições ao longo do jato. Os testes foram executados após a construção e validação de uma bancada experimental. A técnica de medição empregada foi a anemometria de fio-quente, utilizando uma sonda de fio único.

5.1 VALIDAÇÃO DA BANCADA

As propriedades do jato na região de similaridade foram calculadas e comparadas com valores de referência da literatura. O valor fornecido por Hussein *et al.* (1994) para a taxa de decaimento da velocidade média ao longo da linha de centro (B_u) em uma distância a partir de $x=30D$ foi de 5,8 para um jato com número de Reynolds $9,5 \times 10^4$, medido com anemometria de fio-quente. No presente trabalho, a taxa de decaimento da velocidade média na linha de centro com bocal padrão foi obtida para o jato com duas velocidades diferentes. Com $Re=3,9 \times 10^4$ o valor calculado foi de $B_u=5,5$ e com $Re=5,0 \times 10^4$ a taxa foi de $B_u=5,8$.

A taxa de espalhamento do jato foi calculada de duas maneiras diferentes e forneceram os valores de $S=0,089$ e $S=0,100$. A conservação da quantidade de movimento usando esses valores foi de $M/M_0=72\%$ e $M/M_0=88\%$, respectivamente. Essa análise não contabiliza a participação dos termos de flutuação de velocidade. Hussein *et al.* (1994) obtiveram $S=0,102$ e $M/M_0=106\%$, enquanto que Wygnanski e Fiedler (1969) obtiveram $S=0,086$ e $M/M_0=66\%$. Nota-se uma variação grande dentre os valores de referência, provocado por particularidades de cada bancada e técnica de medição, sendo que os resultados do atual trabalho encontram-se dentro desta faixa.

O desempenho apresentado pela bancada de testes com os procedimentos experimentais adotados foi satisfatório, o que permitiu segurança na realização de testes comparativos na região de desenvolvimento do jato.

5.2 COMPARAÇÃO ENTRE OS BOCAIS SMC000 E SMC006

A varredura da seção transversal do jato foi realizada em $x=0,4D$, $x=3D$, $x=4D$ e $x=6D$ para cada bocal. O bocal serrilhado mostrou um perfil em formato de estrela para a velocidade média e intensidade turbulenta até a posição $x=4D$. Contudo, a partir de $x=6D$ o perfil da velocidade média do bocal serrilhado tornou-se semelhante ao perfil do bocal padrão, sendo também composto por anéis concêntricos.

Próximo à saída, o bocal SMC006 transfere quantidade de movimento do núcleo potencial para a direção radial do jato de forma mais eficiente que o bocal SMC000. Como consequência, observou-se um aumento de 20% na intensidade turbulenta axial ao longo da linha de centro entre as distâncias de $x=3,9D$ e $x=5,7D$, e a redução do comprimento do núcleo potencial em 14%.

O aumento da mistura provoca um espalhamento do jato 20% maior e também aumenta a dissipação de energia cinética turbulenta na região de desenvolvimento, enquanto que reduz o nível de intensidade turbulenta nas regiões mais afastadas. Esses efeitos são geralmente associados ao aumento do ruído de alta frequência e redução no ruído de baixa frequência observado nos testes do campo acústico de Tide e Srinivasan (2009), Bridges e Brown (2004) e Callender *et al.* (2008).

Os resultados de espectro de energia mostraram que a energia cinética turbulenta é mais elevada ao final do núcleo potencial, na posição $x=8D$ para o bocal SMC000. Nota-se que na camada de cisalhamento em $x/D=3$, a energia contida em praticamente todas as frequências é superior para o bocal com *chevron*. Contudo, em $x/D=8$ o bocal SMC000 apresentou níveis maiores de energia cinética turbulenta em relação ao bocal SMC006. Este resultado dá suporte à ideia de que um dos mecanismos de ação do *chevron* é dissipar a energia do jato de forma mais intensa nas regiões próximas ao bocal. Em $x=44D$, percebe-se claramente uma região do espectro de energia com inclinação de $-5/3$ para todas as posições, o que é esperado de acordo com a teoria de Kolmogorov.

Na camada de cisalhamento, o *chevron* parece reduzir a escala de tempo das grandes estruturas, mas não produz alterações tão significativas nas estruturas dentro do núcleo potencial.

5.3 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Algumas dificuldades encontradas durante a execução deste trabalho limitaram o aprofundamento da análise dos Exemplos destas dificuldades são:

- i) ângulo de penetração dos *chevrons* do bocal SMC006 menor do que da geometria utilizada por Bridges e Brown (2004);
- ii) falha na unidade calibradora da sonda de fio-quente;
- iii) dificuldade em controlar a temperatura do ambiente;
- iv) falta de estabilidade do compressor para realizar testes com velocidade mais alta e por período de medição mais longos;
- v) oscilações de pressão introduzidas pelo compressor na linha de ar comprimido que ficaram evidentes na análise espectral.

Primeiramente, a fim de aprimorar os resultados já extraídos e apresentados nesta dissertação, seria oportuno averiguar as dimensões dos bocais confeccionados, principalmente o ângulo de penetração do bocal serrilhado. Para sanar a dificuldade em relação às variações de temperatura, sugere-se instalar um sistema de controle da temperatura ambiente, inclusive com maior precisão do que as unidades de condicionamento de ar comercial, que tipicamente permitem oscilação de 2°C na temperatura estipulada. O monitoramento instantâneo, juntamente com a aquisição da tensão da sonda de anemometria de fio-quente, permitiria a correção da tensão em relação a variações de temperatura. Estes procedimentos já reduziriam significativamente as incertezas de medição.

Para expandir a análise do efeito de bocais serrilhados nos jatos, sugere-se realizar testes com sondas multi-dimensionais, para extrair a velocidade e sua flutuação também na direção radial e medir derivadas espaciais diretamente, o que permitirá a contabilização total da energia cinética turbulenta e também a análise de outros componentes do tensor de Reynolds e do tensor gradiente de velocidade, além de correlações de dois pontos e dois tempos, que frequentemente são modeladas em métodos baseados em analogias acústicas.

Testes com velocidades maiores seriam interessantes para verificar a hipótese de que o *chevron* produz efeitos mais intensos no campo do escoamento, quanto maior a velocidade do jato. Também permitiria verificar a real influência da transferência de calor por condução e radiação da sonda nas regiões mais afastadas do bocal e nas

bordas do jato. Ainda, a investigação de jatos coaxiais poderia aprimorar o conhecimento dos mecanismos de ação dos *chevrons* inclusive na sua aplicação prática, bem como testes com outras geometrias de bocais e utilizando microfones para obter direcionalidade do ruído.

A bancada deve prever uma câmara com defletores ou outro dispositivo por onde o ar é conduzido para atenuar oscilações de pressão introduzidas pelo sistema de pressurização da linha de ar comprimido. As oscilações afetam o escoamento, principalmente na região próxima do bocal.

Futuros trabalhos devem explorar medições simultâneas do campo fluidodinâmico e acústico, o que permitiria a correlação temporal entre variáveis medidas.

6 REFERÊNCIAS

AGRAWAL, A., PRASAD, A. K., **Integral Solutions for the Mean Flow Profile of Turbulent Jets, Plumes, and Wakes.** Journal of Fluids Engineering, 2003.

ALKISLAR, M.B., KROTHAPALLI, A., BUTLER, G.W., **The effect of the streamwise vortices on the aeroacoustics of a Mach 0.9 jet.** Journal of Fluid Mechanics, vol. 578, pp. 139-169, 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.

BARBOSA, A. R., **Influência do ruído aronáutico na população que reside nas imediações da base área de Santa Maria.** Dissertação de mestrado, Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2011.

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

BOHL, D. G., FOSS, J. F., **Near exit plane effects caused by primary and primary-plus secondary tabs.** AIAA Journal, pp. 192-201, 1999.

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

BRIDGES, J., BROWN, C. A., **Validation of the Small Hot Jet Acoustic Rig for Aeroacoustic Research.** 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2005.

BRIDGES, J., WERNET, M. P., **Turbulence measurements of separate flow nozzles with mixing enhancement features.** 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2002.

BRIDGES, J., WERNET, M. P., **Measurements of the aeroacoustic sound source in hot jets.** 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2003.

BRIDGES, J., WERNET, M., **Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets.** 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010.

BRUUN, H., **Hot-wire Anemometry, Principles and Signal Analysis.** Oxford University Press, Nova Iorque, 1995.

CALLENDER, B., GUTMARK, E., MARTENS, S., **Far-Field Acoustic Investigation into Chevron Nozzle Mechanisms and Trends.** AIAA Journal, pp. 87-95, 2005.

CALLENDER, B., GUTMARK, E., MARTENS, S., **A near-field investigation of chevron nozzle mechanisms.** AIAA Journal, pp. 36-45, 2008.

CALLENDER, B., GUTMARK, E. J., MARTENS, S., **Flow field characterization of coaxial conical and serrated (chevron) nozzles.** Exp Fluids, pp. 637-649, 2010.

CROW, S. C., CHAMPAGNE, F. H., **Ordely structure in jet turbulence D1-82-0991.** Boeing scientific research laboratories document, 1970.

DANTEC DYNAMICS, **Probes for hot-wire anemometry.** Educational wall posters for your lab, Dinamarca.

DAVIES, P. O. A. L., FISHER, M. J., BARRAT, M. J., **The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet.** Inglaterra, 1962.

DICKSON, N., **ICAO Noise Standards.** ICAO Symposium on Aviation and Climate Change, "Destination Green", 2013. Acesso em: 01 de outubro de 2013. Disponível em: < <http://www.icao.int/>>.

ECKERLE, W. A., SHEIBANI, H., AWAD, J., **Experimental Measurement of the Vortex Development Downstream of a Lobed Forced Mixer.** Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, pp. 63-71, 1992.

FFOWCS WILLIAMS, J.E., HAWKINGS, D.L. **Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion.** Proceedings of the Royal Society of London, 1969.

GEORGE, W. K., **The self-preservation of turbulent flows and its relation to initial conditions and coherent structures.** Advances in Turbulence, pp. 39-72, 1989.

GOLDSTEIN, M. E., A generalized acoustic analogy. Journal of Fluid Mechanics, pp. 315-333, 2003.

HARTL, D. J., LAGOUDAS, D. C., CALKINS, F. T., MABE, J. H., **Use of a Ni60Ti shape memory alloy for active jet engine chevron application: I. Smart Materials and Structures.** 2010.

HU, H., SAGA, T., KOBAYASHI, T., TANAGUCHI, N., **Mixing Process in a Lobed Jet Flow.** AIAA Journal, pp. 1339-1345, 2002.

HUSSEIN, H. J., CAPP, S. P., GEORGE, W. K., **Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet.** Journal of Fluid Mechanics, pp. 31-75, 1994.

INFRAERO AEROPORTOS, **Empresa Brasileira de Infraestrutura Aeroportuária.** Acesso em: 01 de outubro de 2013. Disponível em <<http://www.infraero.gov.br/>>.

JORGENSEN, F. E., **How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide.** Dinamarca, 2002.

KARABASOV, S. A., **Understanding jet noise.** Philosophical transactions of the royal society, pp. 3593-3608, 2010.

KERHERVÉ, F., FITZPATRICK, J. KENNEDY, J., **Determination of two-dimensional space-time correlations in jet flows using simultaneous PIV and LDV measurements.** Experimental Thermal and Fluid Science, pp. 788-797, 2010.

LAURENCE, J. C., **Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet.** National Advisory Committee for Aeronautics, 1955.

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

LOMAS, C. G., **Fundamentals of hot wire anemometry.** Cambridge University Press, Nova Iorque, 1986.

MATHIEU, J., SCOTT, J. **An Introduction to Turbulent Flow.** Cambridge University Press, Nova Iorque, 2000.

McKinsey & Company, **Estudo do Setor de Transporte Aéreo do Brasil.** BNDES O Banco nacional do desenvolvimento, 2010. Acesso em: 30 de setembro de 2013. Disponível em: <<http://www.bndes.gov.br/>>.

MICHEL, U., **Influence of source interference on the directivity of jet mixing noise.** 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007.

MORAIS, L. R., SLAMA, J. G., MANSUR, W. J. **Utilização de barreiras acústicas no controle de ruído aeroportuário.** Simpósio de transporte aéreo, Rio de Janeiro, 2008.

MORRIS, P. J., ZAMAN, K. B., **Velocity measurements in jets with application to noise source modeling.** Journal of Sound and Vibration, pp. 394-414, 2010.

NABAVI, M., KAMRAN. SIDDIQUI., **A critical review on advanced velocity measurement techniques in pulsating flows.** Measurement science and technology, 2010.

NASA, **National Aeronautics and Space Administration.** Acesso em: 15 de setembro de 2013. Disponível em: < www.nasa.gov/>.

OPALSKI, A. B., WERNET, M. P., BRIDGES, J. E., **Chevron nozzle performance characterization using stereoscopic DPIV.** 43rd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, 2005.

PAPAMOSCHOU, D., **Fan flow deflection in simulated turbofan exhaust.** AIAA Journal, pp. 3088-3097, 2006.

PAPAMOSCHOU, D., **Pylon-based jet noise suppressors**. AIAA Journal, pp. 1408-1420, 2009.

POPE, S. B., **Turbulent Flows**. Cambridge University Press, Nova Iorque, 2000.

RICHARDSON, L. F., **Weather prediction by numerical process**. Cambridge University Press, 1922.

SCARANO, F., BYRON, K., VIOLATO, D., **Time-resolved analysis of circular and chevron jets transition by tomo-PIV**. Symp on applications of laser techniques to fluid mechanics, Portugal, 2010.

TIDE, P. S., SRINIVASAN, K., **Effect of chevron count and penetration on the acoustic characteristics of chevron nozzles**. Applied Acoustics, pp. 201-220, 2009.

TURNER, T. L., BUEHRLE R. D., CANO, R. J., FLEMING, G. A. **Design, fabrication, and testing of SMA enabled adaptive chevrons for jet noise reduction**. SPIE, 2004.

UTKIN, Y. G., KESHAV, S., KIM, J., KASTNER, J., ADAMOVICH, I. V., SAMIMY, M. **Development and use of localized arc filament plasma actuators for high-speed flow control**. Journal of Physics: Applied Physics, pp. 685-694, 2007.

UZUN, A., JONGHOON, B., HUSSAINI, M.Y., **High-fidelity numerical simulation of a chevron nozzle jet flow**. International Journal of Aeroacoustics, pp. 531-564, 2007.

VASCONCELOS, Y., **Aeronave mais silenciosa**. Pesquisa FAPESP, 2009. Acesso em: 01 de outubro de 2013. Disponível em: <<http://revistapesquisa.fapesp.br/>>.

VIOLATO, D., SCARANO, F., **Three-dimensional evolution of flow structures in transitional circular and chevrons jet**. Physics of fluids, 2011.

WERLE, M., PETERSON, R. W., PRESZ, JR. W. M., **Flow Structures in a Periodic Axial Vortex Array**. 25th Aerospace Sciences Meeting, 1987.

WHITFIELD, C. E., **NASA'S Quiet Aircraft Technology Project**. 24th International Congress of the Aeronautical Sciences, 2004. Acesso em: 01 de outubro de 2013. Disponível em: < <http://www.icas.org/>>.

WYGNANSKI, I., FIEDLER, H., **Some measurements in the self-preserving jet**. Journal of Fluid Mechanics, pp. 577-612, 1969.

XIA, H. P., TUCKER, P. G., SIMON, E., **Large-eddy simulations of chevron jet flows with noise predictions**. International Journal of Heat and Fluid Flow, pp. 1067-1079, 2009.

ZAMAN, K. B. M. Q., BRIDGES, J. E., HUFF, D. L., **Evolution from 'Tabs' to 'Chevron Technology' - a Review**. Asian Congress of Fluid Mechanics, pp. 47-63, 2010.