UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO ESCOLA POLITÉCNICA DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

ANDRÉ DOS SANTOS BONATTO

Caracterização e simulação do ruído aerodinâmico gerado por "slats"

São Paulo

Junho de 2013

ANDRÉ DOS SANTOS BONATTO

Caracterização e simulação do ruído aerodinâmico gerado por "slats"

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Engenharia.

Área de Concentração: Eng. Mecânica de Energia e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Júlio Romano Meneghini

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob)
responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.	

São Paulo, de agosto de 2013.

Assinatura do autor

Assinatura do orientador

FICHA CATALOGRÁFICA

Bonatto, André dos Santos

Caracterização e simulação do ruído aerodinâmico gerado por "slats" / A.S. Bonatto. -- versão corr. -- São Paulo, 2013. 97 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1. Geometria e modelagem computacional 2. Dinâmica dos fluídos 3. Acústica 4. Aerodinâmica de aeronaves I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II. t.

AGRADECIMENTOS

Meus sinceros agradecimentos aos meus pais, Raimunda e Antonio, que sempre se esforçaram para que eu tivesse a melhor educação possível.

Ao Prof. Dr. Julio Romano Meneghini, por me introduzir ao tema aeroacústica, garantir uma excelente estrutura de pesquisa, contribuindo assim não só para minha formação acadêmica, como também profissional.

À Embraer, por meio de Micael do Carmo, por viabilizar a continuidade desse trabalho quando me tornei aluno em tempo parcial.

Aos amigos e colegas de trabalho Alysson, Bernardo, Carlos, Francisco, Jocicley, Lobão, Mário, Micael, Rudner e Vinícius, pelas discussões técnicas, amizade e cafés. Em particular agradeço ao Alysson pela inestimável ajuda no uso dos scripts de beamforming.

Aos professores da Poli que me motivaram a realizar esta pesquisa: José A. P. Aranha, Fábio Saltara, Ernani V. Volpe e Marcos M Pimenta.

E finalmente aos colegas de trabalho do NDF, Adson de Paula, Alessandro "Roque"Lima, Reinaldo "Chaves"Orselli, Fernanda Takafuji, Rodrigo Provasi, Alfredo Neto, Guilherme Franzini, Rafael Nemoto, Stérgios Tsiloufas, Cesar Freire, Zeppone e Eduardo Braddock.

RESUMO

A crescente preocupação com a qualidade de vida nos centros urbanos aliada ao aumento da densidade demográfica nas regiões próximas de aeroportos tem chamado a atenção das autoridades de aviação civil para a poluição sonora provocada por aeronaves. Nesse contexto, os limites de ruído externo para homologação de aeronaves tornaram-se muito restritivos nos últimos anos, com o claro objetivo de confinar o ruído no interior dos aeroportos. Com a evolução tecnológica dos motores aeronáuticos, diminuir o ruído aerodinâmico gerado por trens de pouso e hipersustentadores tornou-se uma competência fundamental para manter a competitividade da aeronave no requisito ruído.

Esse trabalho estuda o mecanismo de geração de ruído aerodinâmico pelo "slat"através de simulações numéricas nas seguintes condições de túnel de vento : número de Mach 0.1, número de Reynolds $\approx 10^6$ e ângulos de ataque 4°, 6° e 8°. As estimativas de ruído foram comparadas com medições experimentais baseadas da técnica de beamforming, tendo sido observada diferença máxima de 2.5 dB no nível global de ruído. A variação de ruído com o ângulo de ataque foi super-estimada em 0.8 dB pelas simulações.

O recolamento da camada cisalhante foi identificado através dos contornos de flutuação de pressão na superfície do "slat"como a principal fonte de ruído do "slat". Para explicar a diminuição do ruído com o aumento do ângulo de ataque foi proposto que as flutuações na camada cisalhante seriam intensificadas através de realimentação de energia dos vórtices capturados pela zona de recirculação na cova.

A existência desse mecanismo foi testada comparando os perfis de vorticidade na cúspide e bordo de fuga do "slat"e espectros ao longo da trajetória da camada cisalhante para os ângulos de ataque 4°e 8°. Embora o perfil inicial da camada cisalhante seja o mesmo nas duas condições, a esteira no bordo de fuga indica que maior parcela dos vórtices é capturada na condição 4°. Como consequência, as flutuações da camada cisalhante nas proximidades do recolamento são maiores nessa condição, consistente com os maiores níveis de ruído.

Palavras-chave: Geometria e modelagem computacional, Dinâmica dos fluidos, Acústica, Aerodinâmica de aeronaves

ABSTRACT

The growing concern about the life quality in urban centers coupled with increasing population density in near airports areas has drawn the attention of civil aviation authorities for aircraft noise pollution. In this context, external noise limits for approval of aircraft have become very restrictive in recent years, with the clear objective to confine aircraft noise inside airports. With the technological evolution of aircraft engines, reducing noise generated by aerodynamic landing gear and highlift devices have become a core competency to keep the aircraft competitive regarding noise requirements.

This work studies the generation mechanism of aerodynamic noise by slats through numerical simulations in the following wind tunnel conditions: Mach number 0.1, Reynolds number $\approx 10^6$ and angles of attack 4 °, 6 ° and 8 °. The noise estimates were compared with experimental measurements based on beamforming technique, and it was observed the maximum difference of 2.5 dB in the overall noise level. The noise variation with angle of attack was over-estimated at 0.8 dB by the simulations.

The reattachment of the shear layer was identified by the contours of pressure fluctuation on the surface of the slat as the key noise generation mechanism. To explain the noise reduction when the angle of attack is increased it has been proposed that fluctuations in the shear layer would be enhanced through feedback of energy captured by the vortex recirculation zone in the slat cove.

The existence of this mechanism was tested by comparing the vorticity profiles at both the cusp and trailing edge, as well as velocity fluctuation spectra along the trajectory of the shear layer for angles of attack 4 °and 8 degree. Although the initial profile of the shear layer is the same in both conditions, the wake at the trailing edge indicates that a higher percentage of the vortices is trapped in the recirculation for the condition 4 °. Consequently, fluctuations in the shear layer near the reattachment are greater in this condition, which is consistent with the higher noise levels.

Keywords: Geometry and computational modeling, Fluid dynamics, Acoustics, Aircraft aerodynamics

SUMÁRIO

Lis	Lista de Figuras iv			
Lis	sta d	e Tabelas	viii	
Li	sta d	e Siglas	ix	
Li	sta d	e Símbolos	x	
1	Mot	ivação e objetivos do trabalho	1	
	1.1	Motivação	1	
	1.2	Objetivos do trabalho	4	
	1.3	Organização do trabalho	4	
2	Cara	acterísticas do ruído de "slat"e seus mecanismos de geração	6	
	2.1	Ruído de alta frequência	6	
	2.2	Múltiplos tons nas baixas frequências	8	
	2.3	Ruído de banda larga	10	
	2.4	Os mecanismos de geração de ruído	11	
	2.5	Conclusões	16	
3	Intro	odução à analogia acústica	18	
	3.1	Analogia de Lighthill	19	
	3.2	Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings	21	
	3.3	Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings na formulação GT	23	
4	Intro	odução ao método Lattice-Boltzmann	27	

	4.1	Desc	rição cinética da dinâmica dos gases	27
		4.1.1	O operador de colisão e o estado de equilíbrio	29
		4.1.2	Expansão em múltiplas escalas e equações de Navier-Stokes	32
		4.1.3	Discretização do espaço de velocidades	33
	4.2	Os m	odelos Lattice-Bolzmann	34
		4.2.1	Propriedades do modelo D3Q19	37
		4.2.2	Condições de contorno	39
	4.3	Mode	elo de turbulência do código PowerFLOW	41
5	Sim	nulaçã	o do ruído de "slat"em túnel de seção fechada	44
	5.1	Meto	dologia de simulação	45
	:	5.1.1	Dimensões do domínio computacional	45
		5.1.2	Condições de contorno	47
	:	5.1.3	Condições iniciais e critério de convergência temporal	48
		5.1.4	Irradiação acústica	51
		5.1.5	Correção devido à diferença do comprimento de envergadura	51
	:	5.1.6	Descrição das malhas	53
		5.1.7	Resultados	56
	5.2	Com	paração com resultados experimentais	59
		5.2.1	Introdução à técnica de beamforming	62
	:	5.2.2	Estimativa das incertezas devido ao processamento de beamforming	64
6	Car	acteri	zação do escoamento ao redor do "slat"e identificação das fon-	
	tes	de ruí	do	71
	6.1	Varia	ção do escoamento com o ângulo de ataque	71
	6.2	Dinâ	mica dos vórtices na região da cova	75
	6.3	O me	canismo de geração de ruído	80

7	Con	siderações finais	89
	7.1	Conclusões	89
	7.2	Sugestões para trabalhos futuros	90
Re	eferêr	ncias	92

iii

LISTA DE FIGURAS

Figura - 1.1	Histórico dos níveis de ruído certificados demonstrando tendência assintótica	
	dos níveis de ruído das aeronaves. Extraído de Santos (2006).	2
Figura - 1.2	Ruído de uma aeronave equipada com motor de alta razão de bypass. Figura	
	adaptada de ESDU (2002).	2
Figura - 1.3	Principais fontes de ruído no airframe. Figura extraída de Dobrzynski	
	(2010)	3
Figura - 2.1	Principais características espectrais do ruído de "slat". Adaptado de Imamura	
	et al. (2009).	7
Figura - 2.2	Possíveis mecanismos de geração de ruído de "slat"segundo Choudhari e	
	Khorrami (2007). Figura extraída de Choudhari e Khorrami (2006).	11
Figura - 2.3	Contornos de flutuação de pressão mostrando que as ondas sonoras tem ori-	
	gem no bordo de fuga do "slat". Figura extraída deKhorrami et al. (2004).	14
Figura - 4.1	Lattice D3Q19.	37
Figura - 4.2	Implementação das condições de contorno no método Lattice-Boltzmann. a)	
	Reflexão especular das partículas, resultando na condição de impermeabili-	
	dade. b) Reflexão das partículas para a mesma direção de origem (bounce-	
	back) resultando na condição de aderência completa. Figuras adaptadas de Li	
	et al. (2004).	40
Figura - 4.3	Esquema representado a aplicação da condição de contorno em geometrias	
	orientadas arbitrariamente	41
Figura - 5.1	Perfil 30P30N utilizado nos benchmarks organizados na década de 90 para	
	análise de modelos de turbulência Klausmeyer et al. (1997)	44
Figura - 5.2	Esquema do modelo computacional utilizado nesse capítulo. A região cinza	
	clara possui a mesma altura e comprimento da seção de testes do túnel LAE-	
	1. As regiões azuis possuem a metade do comprimento da seção de testes e	
	são empregadas para amortecer as flutuações que incidem nas condições de	
	contorno. Figura não está em escala.	46

Figura - 5.3	Descrição da condição de contorno híbrida. Condição de aderência aplicada	
	nas superfícies de cor vermelha, enquanto às superfícies em cinza serão im-	
	postas condições de impermeabilidade. a) Vista geral das condições de con-	
	torno. b) Detalhes das condições de contorno no "slat".	49
Figura - 5.4	Histórico do coeficiente de sustentação mostrando convergência a partir de	
	0,12 segundos.	50
Figura - 5.5	Fontes de ruído utilizadas na equação de Ffowcs-Williams e Hawkings desta-	
	cadas em azul.	51
Figura - 5.6	Visão geral da topologia das malhas	54
Figura - 5.7	Refinamento da malha "COVA256CUSP512": a) Interfaces das zonas de refi-	
	namento. b) Malha na região da cova do "slat". c) Malha na região do flap.	55
Figura - 5.8	Espectros das simulações para condição 4 $^\circ$	57
Figura - 5.9	Espectros das simulações para condição 6 $^{\circ}$	58
Figura - 5.1	0 Espectros das simulações para condição 8 °	59
Figura - 5.1	1 Comparação entre simulações e experimentos para condição 4 °. Espectro em	
	1/12 de oitava	60
Figura - 5.12	2 Comparação entre simulações e experimentos para condição 6 °. Espectro em	
	1/12 de oitava.	60
Figura - 5.1	3 Comparação entre simulações e experimentos para condição 8 °. Espectro em	
	1/12 de oitava.	62
Figura - 5.1	4 Geometria da antena de beamforming e ponto de referência para cálculo dos	
	espectros.	65
Figura - 5.1	5 Mapas de localização de fonte obtidos através de beamforming de simula-	
	ções computacionais. Na baixa frequência a), o algoritmo localiza a região do	
	"slat" como fonte de ruído, mas não captura que apenas metade da envergadura	
	foi utilizada. Na alta frequência b), o algoritmo localiza as fontes apenas na	
	metade da envergadura utilizada para propagação.	66
Figura - 5.1	6 Efeito do algoritmo de beamforming no espectro em um terço de oitava.	67
Figura - 5.1	7 Fonte equivalente gerada pela presença de paredes	68
Figura - 5.1	8 Comparação entre simulações utilizando correção de beamforming e experi-	
	mentos para condição 4 °. Espectro em 1/12 de oitava.	69

Figura - 5.19	Comparação entre simulações utilizando correção de beamforming e experi-	
	mentos para condição 6 °. Espectro em 1/12 de oitava.	70
Figura - 5.20	O Comparação entre simulações utilizando correção de beamforming e experi-	
	mentos para condição 8 °. Espectro em 1/12 de oitava.	70
Figura - 6.1	Campo médio de velocidade na direção do escoamento (u) para $\alpha = 4^{\circ}(a)$	
	Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).	72
Figura - 6.2	Campo médio de velocidade na direção vertical ao escoamento (v) para $\alpha =$	
	4°(a) Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004)	73
Figura - 6.3	Campo médio de velocidade na direção do escoamento (u) para $\alpha = 8^{\circ}(a)$	
	Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).	73
Figura - 6.4	Campo médio de velocidade na direção vertical ao escoamento (v) para $\alpha =$	
	8°(a) Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004)	74
Figura - 6.5	Campo médio de vorticidade (ω_z) para $\alpha = 4^{\circ}$ (a) Simulações (b) Medições	
	experimentais de Jenkins et al. (2004).	74
Figura - 6.6	Campo médio de vorticidade (ω_z) para $\alpha = 8^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições	
	experimentais de Jenkins et al. (2004).	75
Figura - 6.7	Contornos de ω_z (a) Simulações tridimensionais com condição periódica (b)	
	Simulações bidimensionais de Bonatto et al. (2010).	76
Figura - 6.8	Estruturas vorticais ao redor do "slat". Iso superfícies $ \omega =350.$	77
Figura - 6.9	Comparação entre os contornos instantâneos de vorticidade ilustrando o es-	
	tado 1 da cova. (a) Simulações (b) Experimentos $\alpha = 4^{\circ}$. (c) Simulações (d)	
	Experimentos $\alpha = 8^{\circ}$.	78
Figura - 6.10) Comparação entre os contornos instantâneos de vorticidade ilustrando o es-	
	tado 2 da cova. (a) Simulações (b) Experimentos $\alpha = 4^{\circ}$. (c) Simulações (d)	
	Experimentos $\alpha = 8^{\circ}$.	79
Figura - 6.11	Regiões utilizadas para extração de perfis. Análise do perfil de velocidades	
	realizada nos eixos y.	80
Figura - 6.12	2 Perfis de vorticidade adimensional, $\omega_z c_s/U_\infty$, nos perfis apresentados na fi-	
	gura 6.11. (a) Variação do perfil de vorticidade na cúspide com o ângulo de	0.1
	ataque (D) variação do perfil de vorticidade no gap com o angulo de ataque.	81
Figura - 6.13	8 Contornos de C_p^{RMS} identificando a região de recolamento da camada cisa-	

lhante como fonte de ruído.	83
Figura - 6.14 Pontos utilizados para cálculo do espectro da camada cisalhante	84
Figura - 6.15 Evolução dos espectros da velocidade vertical da camada cisalhante, ao longo dos pontos apresentados na figura 6.14. Ângulo de ataque (a) 4 °(b) 8°	85
Figura - 6.16 Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 1 da figura 6.14.	86
Figura - 6.17 Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 2 da figura 6.14.	87
Figura - 6.18 Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 3 da figura 6.14.	87
Figura - 6.19 Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 4 da figura 6.14.	88
Figura - 6.20 Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 5 da figura 6.14.	88

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1	Pesos w_a da quadratura da distribuição de equilíbrio	38
Tabela 5.1	Condições e malhas utilizadas para verificação de convergência e comparação das condições de contorno.	56
Tabela 5.2	Comparação dos níveis de ruído integrados até 10 000 Hz. Condição de ade- rência completa.	61
Tabela 5.3	Comparação dos níveis de ruído integrados até 10 000 Hz. Condição híbrida.	61
Tabela 6.1	Diferenças entre as condições simuladas e medidas no experimento de Jenkins	
	et al. (2004)	71

LISTA DE SIGLAS

BGK	Bhatnagar Gross Krook
DNS	Simulação numérica direta (<u>Direct Numerical Simulation</u>)
EPNL	Nível Efetivo de Ruído Percebido (<i>Effective Perceived Noise Level</i>)
FAA	Órgão regulador da aviação nos Estados Unidos (<i>Federal Aviation Regulation</i>)
FWH	Analogia de <u>F</u> fowcs <u>W</u> illiams & <u>H</u> awkings
LB	Lattice-Boltzmann
LES	Large Eddy Simulation
PIV	Velocimetria por imagem de partículas (<u>Particle Image Velocimetry</u>)
RMS	Média quadrática (<u>Root Mean Square</u>)
SST	Modelo de turbulência (<u>Shear Stress Transport</u>)
URANS	Modelo de turbulência baseado na solução transiente das equações de Navier Sto-
	kes com média de Reynolds (<u>Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes</u>)

LISTA DE SÍMBOLOS

ij	Notação tensorial
<i>x,y,z</i>	Coordenadas cartesianas
C_d	Coeficiente de arrasto
C_l	Coeficiente de sustentação
C_l	Coeficiente de pressão
c_{∞}	Velocidade do som no escoamento ao longe
δ_{ij}	Delta de Kronecker
Δt	Passo do tempo
f	Frequência
$f\left(x,t\right)$	Superfície de controle na equação de Ffowcs-Williams & Hawkings
$f\left(x_{i},c_{i},t\right)$	Função de probabilidade de distribuição de partículas
$H\left(f\right)$	Função de Heaviside
k	Energia cinética turbulenta, número de onda
Kn	Número de Knudsen
λ	Comprimento de onda
L	Comprimento característico
M	Número de Mach
μ	Viscosidade dinâmica do fluido
n_i	Vetor normal à superfície
ν	Viscosidade cinemática
ω	Frequência angular
ω_i	Vetor de vorticidade $\omega_i = \epsilon_{ijk} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \hat{\imath}_k$
ω	Frequência angular
p_{∞}	Pressão no escoamento ao longe

$ ho_{\infty}$	Massa específica no escoamento ao longe
Re	Número de Reynolds basedo no comprimento L , $\mathrm{Re} = U_{\infty}L/\nu$
St	Número de Strouhal, $St = f/U_{\infty}L$
Т	Período
U_{∞}	Velocidade do escoamento ao longe
p	Pressão
t	Tempo
T_{ij}	Tensor de Lighthill
τ	Tempo retardado, Constante de tempo do operador de colisão BGK
$ au_{ij}$	Tensor das tensões viscosas
u_i	Velocidade do escoamento
$u_{ au}$	Velocidade de atrito
y^+	Distância adimensional à parede, calculada segundo a relação $y^+ = u_\tau y/\nu$

1 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS DO TRABALHO

1.1 Motivação

A crescente preocupação com a qualidade de vida nos centros urbanos aliada ao aumento da densidade demográfica nas regiões próximas de aeroportos tem chamado a atenção das autoridades de aviação civil para a poluição provocada por aeronaves. Nesse contexto, os limites de ruído externo para homologação e operação de aeronaves tornaram-se muito restritivos nos últimos anos, com o claro objetivo de confinar o ruído no interior dos aeroportos. Limites rigorosos, em vigor desde Janeiro de 2006, serão substituídos por limites que prevêem uma diminuição de ao menos 5EPNdB¹ em relação ao limite atual entre os anos de 2015 e 2020.

A evolução dos níveis de ruído certificados de diversas aeronaves, mostrados na figura 1.1, evidencia que novas técnicas de diminuição de ruído são necessárias para contornar a tendência assintótica do histórico. Historicamente, os investimentos em aeronaves de baixo ruído priorizaram reduzir o ruído do motor, visto que a introdução do requisito de ruído para certificações de aeronaves pelo FAA² foi motivada pela entrada em serviço das aeronaves a jato. Além disso, segundo a recém-descoberta analogia acústica (LIGHTHILL, 1952), considerável redução do ruído do jato seria possível com moderada diminuição na velocidade do jato.

O motor Rolls-Royce RB.80 Conway introduziu o duto de bypass, no qual o escoamento é dividido no fluxo do combustor, responsável pela região de alta velocidade e o fluxo do bypass, no qual o ar é pouco acelerado. Dessa forma, o motor gera tração com o aumento da vazão mássica e diminuição da velocidade do jato. Nas décadas seguintes, a tendência se manteve com a introdução de motores com razão de bypass ainda maiores, além da evolução no tratamento acústico e desenvolvimento de técnicas de supressão do ruído de fan.

Tal desenvolvimento dos motores os tornou tão eficientes na questão do ruído que o airframe – componentes aeronáuticos que não fazem parte do grupo propulsivo – se tornou

¹"Effective Perceived Noise in Decibels- métrica usada na certificação de aeronaves por considerar o efeito de componentes tonais e da duração do ruído.

²Federal Aviation Regulation - Órgão regulador da aviação nos Estados Unidos.



Figura 1.1: Histórico dos níveis de ruído certificados demonstrando tendência assintótica dos níveis de ruído das aeronaves. Extraído de Santos (2006).

cada vez mais significante. Na condição de pouso, os motores operam em rotações tão baixas que o ruído produzido pelo airframe já pode ser da mesma ordem de grandeza do ruído produzido pelo motor, como mostrado na figura 1.2.



Figura 1.2: Ruído de uma aeronave equipada com motor de alta razão de bypass. Figura adaptada de ESDU (2002).

Esse cenário põe em foco o desenvolvimento e incorporação de novas tecnologias e metodologias de previsão de ruído aerodinâmico e da necessidade de incorporação de critérios de minimização de ruído já nas fases iniciais do projeto de aeronaves. Para tanto, é necessário desenvolver e validar técnicas de estimativa, bem como conhecer a física da geração de ruído de cada fonte.

Segundo Dobrzynski (2010), o ruído de airframe é dominado pelas contribuições do trem de pouso, "slat"e ponta de flaps, identificados na figura 1.3. Embora a contribuição relativa de cada fonte seja particular de cada família de aeronaves, em geral o ruído de aeronaves maiores

é dominado pelo trem de pouso enquanto nas aeronaves médias, predomina o ruído gerado por "slats" e flaps.



Figura 1.3: Principais fontes de ruído no airframe. Figura extraída de Dobrzynski (2010)

Historicamente, as pesquisas sobre o ruído de airframe se concentraram nas fontes trem de pouso e ponta de flap. Apenas na última década se multiplicaram as pesquisas para entender e reduzir a emissão de ruído de um "slat". A maior parte desses estudos se baseava em medições experimentais em modelos de escala reduzida e tinham como objetivo mapear a geração de ruído do "slat"em função de ângulo de ataque e número de Mach, além de testar conceitos para minimização do ruído. No entanto, tais propostas de soluções não se baseavam no conhecimento dos mecanismos de geração.

Com a evolução dos computadores, simulações numéricas foram sendo introduzidas gradativamente para investigar em detalhes os mecanismos de geração. Foi através de simulações numéricas que se identificou a relação entre o ruído tonal de alta frequência, observado em modelos de escala reduzida, e o desprendimento de vórtices no bordo de fuga do "slat".

Apesar do aumento substancial de número de publicações investigando os mecanismos de geração de ruído no "slat", eles ainda não são conhecidos em detalhes. Em particular, ainda continuam sendo desenvolvidos métodos semi-empíricos enfatizando geração de ruído no bordo

de fuga (POTT-POLLENSKE et al., 2009) mesmo que não haja evidência experimental de que tal mecanismo seja dominante (GUO, 2010). Tendo em vista que o "slat"é um componente crítico no projeto de hipersustentadores (DAM, 2002), é imperativo entender como o escoamento ao redor do "slat"gera ruído para que se possa viabilizar projetos de asa combinando eficiência aerodinâmica e baixo ruído.

1.2 Objetivos do trabalho

É evidente que a combinação entre experimentos e simulações numéricas será fundamental no processo de entendimento do fenômeno de geração. Atualmente não existe validação das estimativas de ruído, a validação dos modelos computacionais está restrita a medições nas proximidades do "slat". Além de não se conhecer a precisão das simulações, ainda não existe um modelo de mecanismo de geração de ruído que explique a sensibilidade do ruído a parâmetros como ângulo de ataque, por exemplo.

Tendo em vista essas observações, os dois principais objetivos dessa dissertação são :

- Validar simulações numéricas do ruído gerado por um "slat"comparando os resultados com medições experimentais em túneis de seção fechada disponíveis em Jamaguiva (2012).
- 2. Estudar os mecanismos de geração de ruído de "slat"e identificar as fontes de ruído aerodinâmico de banda larga através de simulações numéricas.

Segundo Dobrzynski (2010) é possível dividir o ruído de "slats"em duas categorias : o ruído aerodinâmico, provocado pelo escoamento turbulento na cova do "slat"de superfície aerodinamicamente limpa e o chamado ruído parasita, provocado pela presença de suportes de mecanismos, tubos de sistemas e descontinuidades na superfície do "slats". O ruído parasita não faz parte do escopo desse trabalho.

1.3 Organização do trabalho

Esse trabalho está dividido em sete capítulos. No segundo capítulo será apresentada uma revisão das pesquisas sobre ruído de "slat".O objetivo desse capítulo é organizar os principais resultados publicados recentemente, caracterizar o ruído gerado pelo "slat" discutir as potenciais fontes de ruído identificadas na literatura.

A metodologia de simulação é descrita ao longo dos capítulos 3, 4 e 5. No capítulo 3 serão introduzidas a analogia acústica de Lighthill, a equação de Ffowcs-Williams e Hawkings e suas adaptações para o caso do ruído gerado em túnel de vento.

No capítulo 4 os fundamentos teóricos da equação de Boltzmann são introduzidos para que se possa discutir o método Lattice-Boltzmann e as principais equações da sua implementação no código comercial PowerFLOW 4.3a.

O capítulo 5 aplica as técnicas descritas nos capítulos anteriores para o caso de ruído de "slat"em túnel de vento. Serão apresentados detalhes das condições de contorno, critérios de convergência e verificação de convergência de malha. Por fim, os resultados serão comparados com medições experimentais. A técnica de beamforming será introduzida rapidamente para discutir sobre a incerteza dos resultados.

No capítulo 6 o escoamento ao redor do "slat"será investigado em detalhes, sempre comparando os resultados numéricos com medições experimentais disponíveis na literatura. A redução de ruído com o aumento do ângulo de ataque será investigada em detalhes e um mecanismo de geração de ruído será proposto para explicar tal dependência. Finalmente, serão discutidas as conclusões e sugestões para futuros trabalhos.

2 CARACTERÍSTICAS DO RUÍDO DE "SLAT"E SEUS MECANISMOS DE GERAÇÃO

O ruído de "slat"já tinha sido identificado como um dos principais componentes do ruído de airframe no final da década de 1970 (FINK, 1979). No entanto, apenas no final da década de 1990 intensificaram-se as pesquisas visando a caracterizar mecanismos de geração. Os principais estudos desse período, dentre os quais podem-se citar (HORNE et al., 1997), (STORMS et al., 1998) e (DOBRZYNSKI et al., 1998), eram experimentais e tinham os seguintes objetivos: medir o espectro do ruído de "slat", compará-lo com os níveis do ruído total de airframe e obter a sensibilidade do ruído de "slat" a parâmetros geométricos e velocidade do escoamento.

As medições em diferentes perfis de asa resultam em espectro similar ao mostrado na figura 2.1. É consenso na literatura que as frequências características do ruído de "slat"escalam em número de Strouhal baseado na corda do "slat"e velocidade do escoamento ao longe. Em grande parte dos artigos, reporta-se que os níveis de ruído são proporcionais à M^n , com $n \approx$ 4,5. Todavia, o expoente n varia ligeiramente com a frequência, indicando a coexistência de múltiplos mecanismos de geração, indicados na figura2.1. Estudos detalhados de cada uma dessas componentes, observadas independentemente em experimentos nos EUA (STORMS et al., 1998), Europa (DOBRZYNSKI et al., 1998) e Japão (IMAMURA et al., 2009), serão vistos a seguir.

2.1 Ruído de alta frequência

Inicialmente observada nos experimentos de Storms et al. (1998), a componente de alta frequência foi o alvo de sucessivas investigações no início dos anos 2000. Inicialmente, foi proposta a existência de um mecanismo de feedback envolvendo o desprendimento de vórtices no bordo de fuga do "slat" e a reflexão de ondas acústicas na região do gap do "slat" (STORMS et al., 1998).

As simulações de Khorrami et al. (2000) confirmaram a existência do desprendimento de vórtices no bordo de fuga e estabeleceram sua relação com o espectro de alta frequência



Figura 2.1: Principais características espectrais do ruído de "slat". Adaptado de Imamura et al. (2009).

observado nos experimentos de (STORMS et al., 1998), mas não puderam esclarecer se existia um mecanismo de feedback entre a propagação das ondas e o desprendimento de vórtices.

Utilizando modelos simplificados. Tam e Pastouchenko (2001) estudaram o feedback acústico no gap do "slat"e desenvolveram uma fórmula analítica baseada em acústica geométrica para calcular as frequências dos tons gerados pelo desprendimento de vórtices. Na visão desses autores, o desprendimento de vórtices seria regulado por pulsos de pressão gerados por sucessivas reflexões de ondas sonoras entre o elemento principal e o "slat". A principal consequência desse modelo é o fato de que a frequência de desprendimento seria sensível a variações no comprimento do gap, tendência não observada em simulações numéricas (KHORRAMI et al., 2000) ou em experimentos em túnel de vento (CHOUDHARI et al., 2002).

O mecanismo de geração de ruído de alta frequência só foi explicado no trabalho de Agarwal (2004), no qual foi sugerido que a frequência do desprendimento de vórtices no bordo de fuga do "slat"era regulada apenas pelas características de estabilidade da sua esteira. O papel do mecanismo feedback de Tam e Pastouchenko (2001) seria o de amplificar as flutuações caso a frequência do desprendimento se aproximasse da frequência de ressonância do gap. Nessa interpretação, as frequências obtidas pela fórmula de Tam e Pastouchenko (2001) representariam apenas as frequências de ressonância acústica da geometria. Esse modelo foi confirmado através das simulações de Takeda et al. (2004), nas quais foi observado que variações no comprimento do gap pouco modificavam o desprendimento de vórtices no bordo de fuga, embora modificassem sensivelmente a irradiação acústica.

2.2 Múltiplos tons nas baixas frequências

Desde a primeira vez em que foram mencionados na literatura (DOBRZYNSKI et al., 1998), os tons de baixa frequência foram associados à transição da camada limite na cúspide do "slat". Em Dobrzynski et al. (1998) os tons de baixa frequência foram removidos forçando a transição da camada limite na cúspide do "slat". Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) observaram que esses tons são característicos de geometrias bidimensionais, isto é, que não possuem afilamento ou torção, além de serem ocasionalmente observados em vôo.

Pott-Pollenske et al. (2003) combinaram medições experimentais e simulações RANS¹ bidimensionais para estudar o ruído de banda larga do "slat". Eles também observaram o aparecimento de múltiplos tons na faixa de frequências características do ruído de banda larga em condições específicas do escoamento, como velocidade, ângulo de ataque e largura do gap. O

fenômeno foi medido tanto em asas tridimensionais quanto asas bidimensionais, sem enflechamento, afilamento ou torção. Tal como em Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), foi aplicado um tratamento na cúspide do "slat"para aumentar rugosidade, acelerar a transição para a turbulência e, assim, suprimir os tons. Os autores observaram que o tratamento era efetivo nas configurações tridimensionais, mas sequer modificavam o nível dos tons nas configurações bidimensionais.

Outra característica peculiar do fenômeno era a dificuldade de prever a ocorrência e a frequência dos tons com a variação geométrica. Além da ausência de relações harmônicas entre os diferentes tons, os autores não conseguiram encontrar uma relação entre as frequências dos picos e as diferentes velocidades locais consideradas no estudo.

Anos mais tarde, Kolb et al. (2007) adaptaram a fórmula de Rossiter (ROSSITER; BRI-TAIN, 1964) para calcular as frequências dos tons observados nas medições do ruído de "slat". Utilizando a velocidade do escoamento ao longe e o comprimento da linha de corrente da camada cisalhante, eles conseguiram prever as frequências dos tons medidos em um dos ângulos de ataque. No entanto, as tentativas de prever as variações das frequências dos tons com o ângulo de ataque falharam. Os autores atribuíram o erro ao fato da fórmula utilizar a velocidade do escoamento ao longe como parâmetro e desconsiderar a variação das velocidades locais com a variação dos parâmetros geométricos.

Hein et al. (2007) estudaram as ressonâncias acústicas de um sistema hipersustentador a fim de entender sua relação com os múltiplos tons descritos por Pott-Pollenske et al. (2003). No artigo foi desenvolvido um método baseado na teoria de variáveis complexas para se impor condição de contorno não reflexiva. Essa condição foi aplicada para evitar reflexões espúrias devido ao truncamento do domínio computacional e para estudar ressonâncias da cova e do gap isoladamente. O estudo concluiu que as ressonâncias da cova são muito menos amortecidas que as ressonâncias do gap propostas por Tam e Pastouchenko (2001). Mesmo com hipóteses simplificadoras restritivas como propagação bidimensional em fluido em repouso, as frequências calculadas se aproximaram dos tons medidos em Pott-Pollenske et al. (2003), indicando a possibilidade das flutuações acústicas reforçarem as flutuações hidrodinâmicas.

Imamura et al. (2009) também estudaram os múltiplos picos e confirmou a estabilidade dos mecanismos de geração dos picos em geometrias bidimensionais. Mais uma vez, o uso de técnicas de transição de camada limite se mostrou eficaz para redução dos picos em configurações tridimensionais, sendo praticamente inefetivo em asas sem enflechamento e afilamento. Através da técnica de beamforming eles observaram que os tons são não gerados uniformemente ao longo da envergadura. Investigando os espectros obtidos para diferentes ângulos de ataque, os autores notaram que as estações nas quais eram localizadas as fontes tonais apresentavam a mesma distribuição de coeficiente de pressão na direção da corda.

2.3 Ruído de banda larga

Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) mediram o ruído de "slat"em diversas configurações de velocidade, ângulo de ataque utilizando modelos de asa em escala real da aeronave A320, modelos bidimensionais em escala de túnel e um modelo em escala 1/7.5 de uma aeronave completa. O grande número de medições possibilitaram determinar que o espectro do ruído de "slat"pode ser apresentado na forma adimensional utilizando a corda do elemento e a velocidade do escoamento livre na definição do número de Strouhal. O banco de dados também revelou que o nível absoluto de ruído era proporcional à potência de 4,5 da velocidade do escoamento livre.

Como a diretividade do ruído medido se assemelhava à diretividade de um dipolo alinhado com o bordo de fuga do "slat", Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) utilizaram o modelo de ruído de bordo de fuga de Howe (1978) para extrapolar os dados de ruído do modelo para a configuração em escala de voo e maior envergadura. Embora excelente concordância tenha sido obtida, os autores apontam que os dados do modelo em túnel não foram obtidos segundo as mesmas condições aerodinâmicas do modelo em escala real. Também se deve ressaltar que o banco de dados de Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) não confirma o modelo de bordo de fuga de Howe (1978) porque todas as tentativas de escalar o ruído de "slat"com base em espessura de camada limite não tiveram sucesso.

Pott-Pollenske et al. (2003) tentaram obter um espectro adimensional para o ruído de "slat"utilizando velocidades locais ao invés da velocidade do escoamento ao longe. Para tanto eles realizaram uma série de medições variando ângulo de ataque, gap e overlap e complementaram o banco de dados com simulações numéricas. As correlações indicaram a velocidade do bordo de fuga como o parâmetro mais representativo do ruído de banda larga, tendo sido observado que os níveis de ruído eram proporcionais à potência de 4,5 da velocidade no gap. O artigo também revelou que reduções de até 10dB podem ser obtidas com reduções no gap entre o "slat"e o elemento principal.

Imamura et al. (2009) estudaram a sensibilidade da componente de banda larga a variações de ângulo de ataque e detectaram a diminuição do nível de pressão sonora com o aumento do ângulo de ataque para a faixa de 10 a 18 graus. Como a mesma tendência foi observada nos níveis de flutuação nos pontos da superfície do "slat"próximos ao bordo de fuga, os autores concluíram que o ruído do "slat"é gerado no bordo de fuga. Essa observação poderia explicar a excelente normalização dos níveis de pressão sonora do ruído de banda larga com base na lei de potência de 4,5.

2.4 Os mecanismos de geração de ruído

A figura 2.2 apresenta as características do escoamento ao redor do "slat"identificadas por Choudhari e Khorrami (2006) como possíveis fontes de ruído. Ainda que a dinâmica seja caracterizada principalmente pelo desenvolvimento da camada cisalhante gerada na cúspide e interação com o bordo de fuga, não existe um consenso na literatura especializada sobre quais estruturas do escoamento são responsáveis pela geração de ruído do "slat". A complexa sensibilidade do espectro com o número de Mach indica que o ruído de "slat"é uma combinação de múltiplas fontes (GUO, 2010).



Figura 2.2: Possíveis mecanismos de geração de ruído de "slat"segundo Choudhari e Khorrami (2007). Figura extraída de Choudhari e Khorrami (2006).

Exceto pelo modelo de Guo (1997), no qual o ruído de "slat"seria gerado pela oscilação da bolha de recirculação, as primeiras pesquisas sobre o tema postularam que o principal mecanismo de geração de ruído do "slat"seria seu bordo de fuga. Essa hipótese foi levantada principalmente porque a variação dos níveis de ruído com a velocidade do escoamento observada nos experimentos era similar à variação do mecanismo de ruído de bordo de fuga (DOBRZYNSKI; POTT-POLLENSKE, 2001) (MENDOZA et al., 2002).

Convém ressaltar que teoricamente não é possível postular que o mecanismo dominante seja o de bordo de fuga baseado apenas na lei da quinta potência, pois Guo (2000) demonstrou que todo mecanismo de natureza bidimensional escala à quinta potência do número de Mach. Além disso, esse mecanismo exige que o espectro do ruído escale com o número de Strouhal baseado na espessura da esteira deixando o bordo de fuga do "slat". Contrariando essa teoria, diversas tentativas de escalar o ruído do "slat"com base nessa dimensão não apresentaram resultados satisfatórios, como observam Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), Pott-Pollenske et al. (2003) e Mendoza et al. (2002).

Essa dificuldade de isolar os mecanismos utilizando apenas medições experimentais impulsionou o uso de simulações numéricas. Em 2001 se iniciaram uma série de pesquisas no Laboratório Langley Research Center - NASA visando a investigar a relação entre a camada cisalhante proveniente da cúspide com o ruído do "slat". A ênfase dos dois primeiros artigos (Khorrami e Singer (2001) e Khorrami et al. (2002)) era estabelecer uma metodologia para simular o escoamento, visto que os modelos URANS² amorteciam as oscilações. Inicialmente, Khorrami e Singer (2001) impôs uma velocidade vertical flutuante, para verificar como a camada cisalhante modificava o espectro de ruído. Os autores obtiveram um espectro qualitativamente similar aos espectros experimentais, embora as simulações tenham amortecido o enrolamento contínuo da camada cisalhante. Tal discrepância foi atribuída à excessiva viscosidade do modelo de turbulência. Na continuação do artigo, realizou a mesma simulação Khorrami et al. (2002) com um modelo $k - \omega$ SST modificado: o termo de produção de energia cinética desligado na região da cova do "slat", para que a viscosidade turbulenta fosse mínima naquela região. Essa estratégia se mostrou muito eficaz, visto que o escoamento desenvolveu as instabilidades de Kelvin-Helmoltz continuamente, sem qualquer uso de termos forçantes. Os autores concluem que esse mecanismo é responsável pelas flutuações de baixa frequência, além de confirmar a redução das flutuações na cova com o aumento do ângulo de ataque, conforme observado nos trabalhos de Guo (2010) Takeda et al. (2001) e Paschal et al. (2000).

Os estudo de Khorrami et al. (2002) motivou estudos detalhados sobre a estrutura do escoamento do ruído do "slat". Em 2004, os pesquisadores do NASA Langley publicaram dois artigos relevantes, que serviram como "benchmark"de ruído de "slat": os artigos de Jenkins et al. (2004) e Khorrami et al. (2004). Os dois artigos foram muito usados como base para estudos nos anos posteriores, dentre os quais podem-se citar Knacke e Thiele (2008), Choudhari e Khorrami

²Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes.

(2007) e Lockard e Choudhari (2010).

O estudo experimental de Jenkins et al. (2004), proveu dados de PIV do escoamento na cova e confirmou a hipótese de que o escoamento ao redor do "slat"é dominado pela camada cisalhante desenvolvendo-se a partir da cúspide. Foi observado que parte dos vórtices formados no enrolamento da camada cisalhante ficam presos na recirculação, enquanto uma menor parcela é eliminada pelo gap. A dinâmica vortical observada nas imagens de PIV era bastante caótica, sendo praticamente impossível prever quando os vórtices seriam expulsos da região de recirculação. Os dados experimentais revelaram que o carregamento aerodinâmico no "slat"aumenta com o ângulo de ataque. Assim, a região de recirculação diminui com a diminuição do ângulo de ataque e o ponto de recolamento da camada cisalhante se afasta do bordo de fuga do "slat". Enquanto não se observaram mudanças significativas no perfil e evolução da camada cisalhante com as mudanças de ângulo de ataque, as características da região de recolamento mostraram-se especialmente sensíveis a essa variação. Foi demonstrado que tanto o nível de energia cinética turbulenta quanto a região de maiores flutuações aumentam com a diminuição do ângulo de ataque

Os dados experimentais de Jenkins et al. (2004) foram usados por Khorrami et al. (2004) para validar o modelo de turbulência zonal proposto em Khorrami et al. (2002). Embora as novas simulações tenham capturado a evolução inicial da camada cisalhante, foi observado que os vórtices ingeridos pela recirculação eram mais coerentes que os observados nos experimentos, provocando a separação da camada limite e o surgimento de estruturas com vorticidade negativa na recirculação próximas à cúspide. Quando essa vorticidade de sinal negativo encontrava a cúspide, cessava-se a alimentação da camada cisalhante e, a partir desse momento, as simulações se desviavam dos resultados experimentais significativamente. Segundo Khorrami et al. (2004), as diferenças em relação aos dados experimentais podem ser atribuídas ao fato das simulações serem bidimensionais.

Kaepernick et al. (2005) mediram o escoamento na cova do "slat"com técnicas de PIV simultaneamente à aquisição de sinal acústico a cerca de uma corda de distância. Os autores descrevem o escoamento da mesma forma que Jenkins et al. (2004): uma zona de recirculação delimitada por uma camada cisalhante desenvolvendo-se a partir da cúspide e recolando à superfície do "slat". Usando os campos obtidos com PIV para calcular as fontes sonoras da analogia acústica de Powell, foi observado que as do tipo quadrupolo são muito mais intensas no início da camada cisalhante do que no ponto de recolamento. Essa observação contrasta com o padrão de irradiação acústica obtido por Khorrami et al. (2004) e reproduzido na figura 2.3, no qual as ondas acústicas se originam claramente na região do bordo de fuga.



Figura 2.3: Contornos de flutuação de pressão mostrando que as ondas sonoras tem origem no bordo de fuga do "slat". Figura extraída deKhorrami et al. (2004).

Choudhari e Khorrami (2006) continuaram os estudos iniciados por Khorrami et al. (2004) através de simulações computacionais empregando condição de contorno periódica na envergadura. Apesar da pequena extensão na direção da envergadura, o escoamento desenvolveu tridimensionalidades logo após a separação da camada limite na cúspide, reduzindo a separação na camada limite na cova do "slat"observada nas simulação bidimensionais de Khorrami et al. (2004).

As tridimensionalidades se desenvolvem ao longo da camada cisalhante e ficam tanto mais intensas quanto maior a proximidade com o ponto de recolamento. Intensas flutuações de pressões foram localizadas no bordo de ataque do elemento principal e no ponto de recolamento. Análises espectrais das flutuações na região do recolamento da camada cisalhante revelaram elevadas densidades de potência nas baixas frequências, particularmente nas frequências de maiores taxas de amplificação de perturbações.

Para avaliar os efeitos do comprimento simulado na direção da envergadura, Lockard e Choudhari (2009) simularam o mesmo escoamento descrito em Choudhari e Khorrami (2006) aumentando em seis vezes o domínio computacional na direção da envergadura em relação ao trabalho de 2006. Os valores de taxa de espalhamento e níveis de flutuação na camada cisalhante obtidos nas novas simulações eram muito similares aos resultados de 2006. No entanto, foram descobertas diferenças significativas nos valores de correlação e coerência na direção da envergadura. Tais diferenças indicam que as condições de contorno periódicas induzem um comprimento de correlação artificial quando o domínio não é suficientemente longo.

Lockard e Choudhari (2009) avaliaram o conteúdo espectral das flutuações de pressão e velocidade na camada cisalhante e em seis pontos nas superfícies do "slat"e elemento principal. Em termos gerais, os pontos próximos à cúspide apresentam maior densidade de energia nas baixas frequências. À medida em que a camada cisalhante se desenvolve, os picos do espectro tornam-se mais espalhados e movem-se para as baixas frequências. As tridimensionalidades do escoamento foram caracterizadas através de análises de correlação e coerência na direção da envergadura. Em todos os pontos, observou-se que o maior comprimento de correlação era da ordem de 40% da corda do "slat", indicando que se deve utilizar ao menos 80% da corda do "slat"nas simulações com condição periódica na direção da envergadura.

Analisando os comprimentos de coerência da camada cisalhante, Lockard e Choudhari (2009) observaram múltiplos picos de banda estreita na região 1 < St < 10, particularmente nos pontos mais próximos ao ponto de recolamento. A análise de coerência das pressões nos pontos da superfície revelou picos em algumas das frequências salientes nos pontos da camada cisalhante. Nos pontos cuja resolução era insuficiente para resolver a hidrodinâmica foi observado que os comprimentos de coerência eram da ordem da corda do "slat", muito mais longos que os pontos associados a fenômenos hidrodinâmicos.

Numa tentativa de isolar os efeitos do enflechamento da asa no ruído, Lockard e Choudhari (2010) simularam o perfil 30P30N com condição periódica e imposição de escoamento ao longo da envergadura. Os autores inicialmente compararam os resultados obtidos em 2009 com os resultados de simulações realizadas com comprimento de envergadura sugerido pelas análises de correlações de 2009 e obtiveram excelente concordância. A dificuldade de se fazer correspondência direta entre a geometria bidimensional e as geometrias enflechadas levou a variações simultâneas de Mach e Reynolds e impediu que se isolasse os efeitos do escoamento na direção da envergadura. No entanto, os autores concluíram que o enflechamento pouco afetou o ruído, embora tenha alterado significativamente as estatísticas das propriedades hidrodinâmicas.

Imamura et al. (2008) simularam o escoamento ao redor do "slat"a fim de estudar os mecanismos de geração de ruído. Os autores utilizaram um modelo híbrido LES/RANS baseado num esquema compacto de sexta ordem espacial e integração temporal implícita. A sensibilidade dos resultados a parâmetros numéricos como número de iterações por passo temporal, resolução de malha e ordem do método numérico foi avaliada através de seis simulações. Boa concordância entre os resultados e os resultados experimentais foi obtida, tanto para dados médios quanto para dados transientes. Curiosamente, a simulação com maior diferença entre os resultados do escoamento médio apresentou a melhor aderência aos resultados experimentais quando os espectros das flutuações foram avaliados.

Comparando os espectros dos pontos localizados no bordo de ataque do elemento principal, dois pontos na região de recirculação e um ponto na região de recolamento da camada cisalhante, os autores relataram diferença de cerca de uma ordem de magnitude no ponto de recolamento em relação aos demais pontos. Além dos níveis de flutuação de energia cinética turbulenta serem mais elevados no ponto de recolamento, a distribuição instantânea das fontes da analogia de Powell também atingia seus maiores níveis na região do ponto de recolamento. Os autores investigaram em detalhes o campo de vorticidade e verificaram que os vórtices inicialmente orientados na direção da envergadura deformavam-se progressivamente ao longo da camada cisalhante até se alinharem com o escoamento local, o que provocaria flutuações de pressão mais intensas na direção normal à superfície. Imamura et al. (2008) propôs que tais estruturas seriam responsáveis pelo ruído de banda larga do "slat".

O artigo de König et al. (2009) confirma a mudança de orientação do vetor vorticidade relatada em Imamura et al. (2008) e revela que as flutuações de velocidade no ponto de recolamento são dominadas por componentes na direção da envergadura. Os autores usaram o método da equação de pertubação acústica (APE) para calcular o ruído gerado pelo perfil e observaram pulsos de pressão sendo gerados no bordo de fuga do "slat". A principal característica do espectro era o decaimento proporcional a f^{-2} e componentes tonais não-harmônicas. Utilizando técnicas de correlação cruzada entre os termos fontes do sistema APE e o sinal de ruído medido em um observador, os autores demonstraram que os máximos valores de correlação eram obtidos para as fontes de ruído presentes no gap do "slat". Os autores demonstram que o campo de pressão no gap é dominado por padrões de reflexões entre a superfície do "slat"e o elemento principal e atribuem a origem desses pulsos à flutuação do ponto de recolamento.

2.5 Conclusões

Graças à combinação entre medições experimentais e simulações numéricas na última década foi possível caracterizar o ruído de "slat"e isolar alguns dos principais mecanismos de geração. Medições experimentais foram utilizadas principalmente para medições do ruído de "slat"e possibilitaram testes paramétricos com o objetivo de revelar a dependência do ruído de "slat"em relação a variáveis de projeto, como ângulos de ataque, gap e overlap.

Simulações numéricas foram imprescindíveis para correta identificação dos mecanis-

mos de geração de ruído. Os primeiros artigos experimentais (Dobrzynski et al. (1998), Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), Mendoza et al. (2002),Pott-Pollenske et al. (2003) ePott-Pollenske et al. (2009)) afirmam que o ruído de banda larga gerado pelo "slat"pode ser representado por modelos de ruído de bordo de fuga porque ambas as fontes escalam com a quinta potência do número de Mach, além de diretividades similares. Em outras palavras, o mecanismo de geração foi proposto sem que se conhecesse a estrutura do escoamento na região da fonte. Como consequência, métodos baseados nessa hipótese, ou capturam parcialmente as tendências observadas nas medições (MENDOZA et al., 2002), ou são incapazes de estimar níveis absolutos de pressão sonora (POTT-POLLENSKE et al., 2009).

A estrutura do escoamento foi atacada principalmente com o uso de ferramentas numéricas, nas quais teoricamente é possível isolar e estudar as fontes sonoras. Os estudos se iniciaram com modelos simplificados baseados em escoamento potencial, evoluíram para simulações bidimensionais URANS e hoje o problema já é atacado através de simulações LES tridimensionais com condição periódica. Os estudos numéricos identificaram a fonte de alta frequência como sendo o desprendimento de vórtices no bordo de fuga do "slat"e apontaram as estruturas longitudinais formadas no recolamento da camada cisalhante como uma das principais regiões geradoras de ruído de banda larga.

Conforme foi visto nesse capítulo, uma grande lacuna relacionada às pesquisas utilizando simulações numéricas é a falta de validação das simulações com dados experimentais. As pesquisas numéricas da década de 2000 se concentraram principalmente em simular e estudar o escoamento nas vizinhanças das fontes. Apenas recentemente foram publicados trabalhos visando a estimativa do espectro do ruído de "slat"no observador, como exemplo o artigo de Lockard e Choudhari (2009). Ainda assim, esses trabalhos não visaram a comparação de níveis de ruído entre simulação e experimentos. Como já explicado na seção 1.2, o presente trabalho tenta preencher essa lacuna através do cálculo de ruído em túnel de vento de seção fechada e comparação com dados experimentais.

3 INTRODUÇÃO À ANALOGIA ACÚSTICA

Ondas sonoras são movimentos em formas de onda que se propagam num gás, caracterizadas por oscilações de baixa amplitude na massa específica, pressão, temperatura e posição de partículas de fluido que se propagam rapidamente em um meio elástico em equilíbrio (FAHY, 2001). No caso de ar em condições ambientes o modelo mais geral para descrição da dinâmica do movimento são as equações de Navier-Stokes (3.1) (SCHLIGHTING, 1979):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \right) = 0 \tag{3.1a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho u_i\right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_i u_j\right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{ij}\right) = 0$$
(3.1b)

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho e\right) + \frac{\partial}{\partial x_{i}}\left(u_{i}\rho e\right) + \frac{\partial}{\partial x_{i}}\left(u_{j}\sigma_{ij} + q_{i}\right) = 0$$
(3.1c)

Nas equações 3.1, p, ρ , u_i , e correspondem respectivamente à pressão estática, à massa específica, às componentes do vetor velocidade e energia interna. Em princípio, tais equações podem ser resolvidas numericamente para descrever tanto a geração de ruído devido ao escoamento quanto a sua propagação. Na prática, a diferença de energia entre a turbulência e as ondas sonoras dificulta a solução através de métodos numéricos. A grande disparidade de escalas induz o uso de escala logarítmica (dB) para se quantificar a densidade espectral de potência do ruído :

$$\Pi\left(\omega\right) = 10\log\left(\frac{p^2}{p_{ref}}\right) \tag{3.2}$$

Na equação 3.2, $p_{ref} = 20\mu Pa$ é a menor flutuação de pressão detectada pelo ouvido humano. Como pode ser visto, para simular a propagação das ondas acústicas em nível do mar é necessário um método numérico de alta resolução, que consiga resolver flutuações da ordem de 10 Pa em meio a flutuações hidrodinâmicas da ordem de 1000 Pa. Além disso, a razão entre os comprimentos de onda acústicos (λ) e a escala característica da fonte é inversamente proporcional ao número de Mach e Strouhal da fonte $\lambda/L_{fonte} \sim \mathcal{O}(St^{-1}M^{-1})$ (EWERT; SCHRÖDER, 2003).

Os problemas de propagação em escala real envolvem uma faixa relativamente larga de frequências, tipicamente entre entre 20 e 20000 Hz. Por isso, a propagação numérica envolve uma integração por longo período de tempo utilizando passos de tempo pequenos. Quando se acopla o problema da geração com o da propagação a situação se agrava, visto que a razão entre as escalas de tempo da propagação e da turbulência é proporcional ao número de Mach (CO-LONIUS; LELE, 2004). É evidente que a simulação da fonte acústica e da propagação das ondas através das equações de Navier-Stokes não é o método mais eficiente para tratar os fenômenos aeroacústicos.

3.1 Analogia de Lighthill

É possível estudar os mecanismos de geração de ruído através de expansões assintóticas como feito em Chu e Kovásznay (1958). Entretanto, tais abordagens são raras na literatura devido à dificuldade de manipulação algébrica das equações. Como a geração sonora apresenta características muito diferentes da propagação, a abordagem mais indicada para iniciar o estudo de problemas aero-acústicos é tratar os dois fenômenos de forma segregada.

Segundo (FAHY, 2001), as ondas acústicas se caracterizam pelas seguintes propriedades:

- 1. Durante a propagação, o tensor das tensões é dominado pela pressão.
- As flutuações de propriedades geradas pelas ondas acústicas possuem baixa amplitude e, por isso, são governadas por equações lineares.
- 3. A mudança de estado termodinâmico se processa de forma tão rápida que pode-se considerar o processo adiabático.

Essas propriedades podem ser utilizadas para especializar as equações de Navier-Stokes para o problema de propagação acústica. Diferenciando em relação ao tempo a equação da continuidade (3.1a) e dela subtraindo o divergente da equação (3.1b) resulta em:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} \left(p \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho v_i v_j \right)$$
(3.3)
A equação da onda pode ser obtida linearizando a equação 3.3 e desprezando os termos viscosos. Deve-se ressaltar num processo adiabático, a pressão e a massa específica estão relacionadas pela relação $p = \alpha \rho^{\gamma}$, em que α é uma constante e γ é a razão entre os calores específicos à pressão e volume constantes. Essa relação também deve ser linearizada em relação ao estado de equilíbrio (FAHY, 2001):

$$c_0^2 = \frac{p'}{\rho'} = \gamma R T_0 \tag{3.4}$$

Finalmente, aplicando as simplificações discutidas nos parágrafos anteriores, encontrase a equação da onda (3.5), que se distingue da equação (3.3) por ser uma equação linear de uma única variável. Pode ser demonstrado (FAHY, 2001) que todas as variáveis do movimento acústico satisfazem a equação da onda (3.5).

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial^2 t} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = 0 \tag{3.5}$$

Conforme discutido em Dowling e Williams (1983), a solução da equação 3.5 para meio aberto é um campo de pressões identicamente nulo. A única forma de se obter um campo não-nulo é utilizar uma equação de onda não-homogênea:

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial^2 t} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = Q\left(x, t\right)$$
(3.6)

Como a equação de onda é linear, uma vez conhecida a distribuição de fontes, a distribuição de pressões pode ser calculada através do uso da técnica da função de Green (MORSE et al., 1954). Uma vez conhecida a distribuição de fontes Q, o campo acústico em espaço livre é definido através da integral de convolução:

$$p(x,t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} d^3 \mathbf{y}$$
(3.7)

A vantagem de se utilizar a equação de onda para descrição da propagação sonora é agora evidente : existe uma fórmula fechada (3.7) para a distribuição de pressões acústicas em função da distribuição de fontes *Q*. Determinar as fontes é, então, a única barreira para se conhecer o campo acústico na região do observador.

Uma das propriedades mais importantes da equação 3.6 é o fato de que duas distribuições de fontes diferentes Q_1 e Q_2 podem resultar no mesmo campo sonoro (DOWLING; WILLI-AMS, 1983). Para investigar o ruído aerodinâmico, é necessário estabelecer uma distribuição de fontes Q a partir das propriedades do escoamento.

A analogia acústica de Lighthill (LIGHTHILL, 1952; LIGHTHILL, 1954) se baseia na determinação de termos fontes Q a partir das equações exatas (3.1). Lighthill partiu do princípio de que as fontes sonoras seriam dadas por todos os termos da equação de Navier-Stokes que não compõem o operador de onda. Partindo da equação (3.3) e adicionando $1/c_*^2 \partial^2 p / \partial t^2 - \partial^2 \rho / \partial t^2$ aos dois lados da equação encontra-se a equação de Lighthill para a pressão (3.8):

$$\frac{1}{c_*^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\rho u_i u_j - \tau_{ij}\right) + \frac{1}{c_*^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(p - c_*^2\rho\right)$$
(3.8)

A equação 3.8 é exata e válida para qualquer valor da constante c_* . Fazendo $c_* = c_0$, sendo c_0 a velocidade do som na atmosfera homogênea e em repouso que engloba a região do escoamento, a equação 3.8 descreve a propagação da onda nessa atmosfera. Na região do escoamento, o lado direito da equação não se anula e pode ser interpretado como uma fonte sonora Q:

$$Q = \frac{1}{c_*^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(p - c_*^2 \rho \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\rho u_i u_j - \tau_{ij} \right) = \frac{1}{c_*^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(p - c_*^2 \rho \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(T_{ij} \right)$$
(3.9)

Embora Lighthill tenha obtido uma equação para fontes acústicas através das equações de Navier-Stokes, ela não define os mecanismos de conversão entre energia cinética e de pressão em energia acústica. As fontes definidas pela equação 3.9 são apenas fontes equivalentes, construídas para obter o campo acústico a partir das flutuações nas regiões das fontes. Em alguns casos, a extensão espacial das fontes de Lighthill pode ser maior do que a extensão da fonte real do escoamento, como advertem Wang et al. (2006).

3.2 Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings

A equação (3.8) só é válida no espaço infinito e na ausência de superfícies sólidas. Quando superfícies sólidas estão imersas no escoamento, elas podem:

- Refletir as ondas sonoras.
- Gerar ondas sonoras através da troca de forças entre sólido e fluido.

Curle (1955) demonstrou que é possível representar esses dois fenômenos introduzindo fontes na superfície sólida. Williams e Hawkings (1969) desenvolveram a equação de Lighthill

através do formalismo de funções generalizadas para obter a equação da analogia na presença de superfícies sólidas em movimento arbitrário. A equação 3.10 é conhecida como analogia de Ffowcs-Williams e Hawkings (FWH) :

$$\left(\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\right)(\rho - \rho_0) = \frac{\partial}{\partial t}\left[Q_n\delta\left(f\right)\right] - \frac{\partial}{\partial x_i}\left[L_i\delta\left(f\right)\right] + \frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j}\left[T_{ij}H\left(f\right)\right]$$
(3.10)

A superfície móvel fechada é descrita pela função f(x,t) = 0, com vetor normal orientado para o exterior do volume representado por $n_i = \partial f / \partial x_i$. A velocidade da superfície é dada por v_i , enquanto a velocidade do fluido atravessando a superfície é denotada por u_i . Quando a superfície é sólida impermeável, $u_i = v_i$. Assim, os termos da equação (3.10) são dados por:

$$Q_{n} = [\rho_{0}v_{i} + \rho(u_{i} - v_{i})]n_{i}$$
(3.11)

$$L_{i} = [(p - p_{0}) \,\delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho u_{i} \,(u_{j} - v_{j})] \,n_{j}$$
(3.12)

com T_{ij} dado pela equação (3.9). Usualmente, os termos associados a tensões viscosas são desprezados.

Segundo Dowling e Williams (1983), o operador divergente representa um cancelamento parcial das fontes. Assim, o operador está relacionado à eficiência de irradiação das fontes. O primeiro termo da equação (3.10) não apresenta cancelamento e é classificado como monopolo. Ele é conhecido na literatura como "thickness noise", e representa o ruído gerado pelo deslocamento de fluido devido ao movimento da superfície.

O segundo termo representa o ruído gerado pelo balanço da quantidade de movimento na superfície de controle e, por isso, é conhecido na literatura como "loading noise". Como esse termo apresenta uma única derivada parcial, ele é classificado como dipolo. Já o terceiro termo é a mesma fonte da equação 3.9 e representa a geração de ruído devido às flutuações de velocidade no fluido. é considerado quadrupolo porque possui duas derivadas espaciais.

As flutuações de pressão devido aos termos quadrupolares são proporcionais à $\mathcal{O}(M^8)$, enquanto a contribuição dos termos dipolares é proporcional à $\mathcal{O}(M^6)$ (DOWLING; WILLIAMS, 1983). Como nas aplicações de ruído de airframe o número de Mach em geral não excede 0,3 os termos relacionados aos quadrupolos podem ser desprezados (CRIGHTON, 1991).

A equação 3.10 pode ser resolvida formalmente através do teorema de Green para estabelecer uma equação para a pressão acústica gerada pelo escoamento ao redor de superfícies, resultando em (CRIGHTON, 1991):

$$4\pi p\left(x,t\right) = \int_{\tau} \int_{S(y)} p_{s}\left(y,\tau\right) \delta\left(f\right) \frac{\partial f}{\partial y_{i}} \frac{\partial}{\partial y_{i}} \frac{\delta\left(t-\tau-|x-y+U\left(t-\tau\right)|/c_{0}\right)}{|x-y+U\left(t-\tau\right)|} d^{3}y d\tau$$

$$= \int_{\tau} \int_{S(y)} p_{s}\left(y,\tau\right) n_{i} \frac{\partial}{\partial y_{i}} \frac{\delta\left(t-\tau-|x-y+U\left(t-\tau\right)|/c_{0}\right)}{|x-y+U\left(t-\tau\right)|} dS\left(y\right) d\tau$$
(3.13)

Na equação 3.13, as coordenadas $x \in y$ se referem ao referencial solidário à superfície S(y). As flutuações de pressão são descritas no tempo retardado τ , que se relaciona com o tempo no observador t e a distância entre observador e fonte r = |x - y| através da equação :

$$\tau - t + \frac{r}{c_0} = 0 \tag{3.14}$$

É possível simplificar a 3.13 de diversas formas, dependendo do problema que se deseja resolver. Na formulação 1A de Farassat e Succi (1982), a equação é manipulada de forma que o divergente seja substituído por uma derivada no tempo, resultando em:

$$4\pi p(x,t) = \int_{f=0} \left[\frac{\dot{Q}_n + Q_n}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\tau} dS + \int_{f=0} \left[\frac{Q_n \left(r\dot{M}_r + c_0 \left(M_r - M^2 \right) \right)}{r^2 \left(1 - M_r \right)^3} \right]_{\tau} dS$$
$$\frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\tau} dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2 \left(1 - M_r \right)^3} \right]_{\tau} dS$$
$$\frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{L_r \left(r\dot{M}_r + c_0 \left(M_r - M^2 \right) \right)}{r^2 \left(1 - M_r \right)^3} \right]_{\tau} dS$$
(3.15)

Na equação (3.15), o número de Mach é relativo ao movimento da fonte sonora, isto é, $M_i = v_i/c_0$. O índice r representa a projeção do integrando na direção definida por r = |x - y|, sendo x a posição do observador e y a posição da fonte, ambos definidos no momento da emissão da onda. O ponto indica derivada com respeito ao tempo da fonte, isto é, $\partial/\partial \tau$.

3.3 Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings na formulação GT

Embora a equação de Ffowcs-Williams e Hawkings (3.10) seja válida para fontes em movimento arbitrário, ela assume que as ondas sonoras se propagam num meio homogêneo em

repouso. Quando o meio acústico se movimenta com velocidade uniforme U, o operador de onda se modifica conforme equação 3.16.

$$\left[\frac{1}{c_0^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_i\frac{\partial}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\right]p = q$$
(3.16)

Como a definição das fontes sonoras segundo a analogia de Lighthill se baseia na diferença entre as equações exatas e o operador de onda, a equação de Lighthill, quando escrita para meios em movimento retilíneo uniforme com velocidade U_i se altera para:

$$\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_i \frac{\partial}{\partial x_i}\right)^2 p - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} p = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\rho u_i' u_j' - \tau_{ij}\right) + \dots - \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_i \frac{\partial}{\partial x_i}\right)^2 \left(\rho - \frac{p}{c_0^2}\right)$$
(3.17)

Na equação (3.17), as componentes da velocidade são as flutuações em relação ao escoamento médio, isto é, $u'_i = u_i - U_i$. Consequentemente, a equação de Ffowcs-Williams e Hawkings assume nova expressão quando quando o meio está em movimento (WECKMULLER et al., 2010).

Uma maneira equivalente de equacionar o movimento do meio acústico é utilizar um sistema de coordenadas em que o fluido esteja em repouso. Nesse caso, as hipóteses teóricas utilizadas na obtenção da equação (3.15) continuam válidas. No caso da geração de ruído em de túnel de vento, tanto o observador quanto a fonte se movem com velocidade $-U_i$ no novo sistema de coordenadas.

Considerando que a velocidade do meio seja U_1 , a equação para o tempo retardado tem solução única e dada pelo triângulo de Garrick:

$$R = \frac{-M_0 \left(x_1 - y_1\right) + R^*}{\beta^2} \tag{3.18a}$$

$$R^* = \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + \beta^2 \left[(x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2 \right]}$$
(3.18b)

$$\beta = \sqrt{1 - M_0^2} \tag{3.18c}$$

Nesse caso, a equação para o tempo de emissão deve ser corrigida segundo a distância acústica R entre observador e fonte, conforme equação 3.19.

$$\tau = t - \frac{R}{c_0} \tag{3.19}$$

No caso de ambiente em repouso, as fontes sonoras eram as componentes das flutuações em um ponto no fluido projetadas na direção geométrica apontando para o observador. No caso do meio em movimento, a direção entre fonte e observador é definida pela transformação de Prandtl-Glauert. Assim, as projeções indicadas pelos índices r na equação (3.15) serão substituídos pelo índices R na formulação para túneis de vento. A direção normal de propagação é definida pelo versor $\hat{R}_i = grad(R) / |grad(R)|$.

Nos problemas de túneis de vento, a velocidade v_i da superfície é constante e igual a -U. Assim, as derivadas temporais do vetor normal à superfície e do vetor de Mach são nulas, simplificando diversos termos da equação. Ao utilizar superfícies sólidas, as equações (3.11) e (3.12) simplificam-se para:

$$Q_n = -\rho_0 U_i n_i \tag{3.20}$$

$$L_i = (p - p_0) \,\delta_{ij} n_j \tag{3.21}$$

Como não há aceleração da superfície, o integrando (3.20) é uma constante no tempo. Nesse caso, não é necessário incluir o termo de ruído de espessura, pois ele apenas altera a média do sinal de pressão. Assim, a equação de FWH na formulação GT é dada por:

$$4\pi p(x,t) = \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L_R}}{R(1-M_R)^2} \right]_{\tau} dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_R - L_M}{R^2(1-M_R)^2} \right]_{\tau} dS$$

$$\frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L_r}}{r(1-M_r)^2} \right]_{\tau} dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_R(M_R - M^2)}{R^2(1-M_R)^3} \right]_{\tau} dS$$
(3.22)

Do ponto de vista de implementação numérica, o fato das integrais de (3.22) serem avaliadas no tempo de emissão, propiciam duas abordagens. Usualmente, o histórico de flutuações em cada ponto da superfície de integração são amostrados simultaneamente. Pela equação (3.19), a contribuição de cada elemento de superfície chega no observador em tempos diferentes e, assim, é necessário interpolar as contribuições de cada elemento para um intervalo comum. Do ponto de vista computacional, a grande vantagem desse algoritmo, denominado de fonte-dominante, é a necessidade de carregar na memória um único passo de tempo por vez. Na segunda abordagem, fixa-se o tempo de recepção das ondas em cada observador, resolve-se iterativamente a equação (3.19) para enfim interpolar as fontes nos novos tempos de emissão. A implementação de BRES et al. (2010), utilizada nesse trabalho, é baseada no algoritmo "fontedominante" com interpolação de quarta ordem nos termos-fonte.

4 INTRODUÇÃO AO MÉTODO LATTICE-BOLTZMANN

Nesse trabalho será utilizado um método numérico baseado da teoria cinética dos gases. O principal motivo para essa abordagem é a eficiência dos algoritmos baseados na equação Lattice-Boltzmann para simulações transientes de escoamentos em condição de número de Mach baixos. Além da velocidade de execução se comparado com outros algoritmos baseados nas equações de Navier-Stokes (CHEN et al., 1992), o algoritmo apresenta excelente escalabilidade em ambientes com processamento paralelo (SUCCI, 2001).

Nesse capítulo serão apresentados os fundamentos do Método Lattice-Boltzmann (LBM) e as principais equações implementadas no código comercial PowerFLOW, utilizado nesse trabalho. Esse capítulo se inicia com uma breve introdução à teoria cinética dos gases e sua relação com as equações de Navier-Stokes, conforme apresentado no artigo de Shan et al. (2006). Na sequência do capítulo, são apresentadas as aproximações necessárias para obtenção das equações fundamentais do LBM e as principais características do método são discutidas. Por fim, serão apresentados os algoritmos e modelos utilizados pelo código comercial Power-FLOW.

4.1 Descrição cinética da dinâmica dos gases

É possível tratar a dinâmica dos gases através de princípios de mecânica clássica considerando a dinâmica intramolecular como um efeito de segunda ordem quando comparada com a dinâmica intermolecular. Nessa aproximação, cada uma das moléculas pode ser tratada como um ponto material e a dinâmica do sistema composto por N moléculas ocupando um volume total V pode ser descrito através do conjunto composto por 3N coordenadas generalizadas e 3N quantidades de movimento generalizadas. Embora conceitualmente correta, essa abordagem conduz a um sistema de equações intratável tanto analítica quanto numericamente devido ao elevado número de graus de liberdade, da ordem de 10^{23} . Como o resultado desse sistema são trajetórias individuais de partículas idênticas, ainda é necessário um enorme trabalho para extrair os padrões de interação entre as partículas e descrever o fenômeno de forma concisa.

A física estatística contorna esse problema através da descrição dos padrões médios de interação entre as partículas através de equações para as densidades de probabilidade ao invés de tratar cada um dos graus de liberdade individualmente. Assim, a variável fundamental da teoria cinética dos gases é a função de probabilidade de distribuição de partículas, $f(\vec{x}, \vec{c}, t)$. Para interpretar o significado físico de f, deve-se ter em mente que a probabilidade de encontrar uma molécula no instante t com velocidade entre $\vec{c} \in \vec{c} + d\vec{c}$ é dada por $f(\vec{x}, \vec{c}, t)$.

Segundo Pope (2000), as propriedades macroscópicas utilizadas nos modelos de meio contínuo são definidas matematicamente como valores esperados das propriedades moleculares. Seja M a massa molecular do gás. Sua massa específica, $\rho(x)$, sua velocidade, $\vec{u}(x)$, e a energia cinética são obtidos respectivamente através de:

$$\rho = M \int f \, d\vec{c} \tag{4.1a}$$

$$\rho \vec{u} = M \int f \vec{c} \, d\vec{c} \tag{4.1b}$$

$$\rho e = \frac{1}{2}M \int f |\vec{c} - \vec{u}|^2 \, d\vec{c}$$
 (4.1c)

A temperatura do gás, θ , é definida através do nível médio de agitação molecular *e* e da constante fundamental de Boltzmann k_b . A definição de temperatura através da equação 4.2, só é válida no caso de gás monoatômico ideal.

$$\theta = \frac{2Me}{3k_b} \tag{4.2}$$

A equação de estado para o gás ideal 4.3, normalmente apresentada como uma lei empírica, pode ser demonstrada analiticamente (ver Huang (2001)) através dos princípios da física estatística quando se define a temperatura através da equação 4.2.

$$p = \frac{\rho k_b \theta}{M} \tag{4.3}$$

Embora existam infinitas integrais de f no espaço das velocidades, apenas um pequeno número é usualmente estudado no contexto da mecânica dos meios contínuos: o tensor das tensões e o vetor taxa de transferência de calor correspondem a momentos de segunda e terceira ordem da função de distribuição em relação à velocidade intrínseca $\vec{v} = \vec{c} - \vec{u}$, conforme equações 4.4 e 4.5.

$$\sigma_{ij} = M \int f v_i v_j d\vec{c} \tag{4.4}$$

$$q_i = M \int f v_i |v|^2 d\vec{c} \tag{4.5}$$

Na mecânica dos meios contínuos, as equações de conservação dependem do balanço de fluxo energia térmica e da taxa de transferência de quantidade de movimento (tensor das tensões) nas vizinhanças do elemento de fluido. Sem uma relação entre esses fluxos e as variáveis primitivas o sistema não pode ser resolvido. Esse é o papel da lei de Newton para a viscosidade e lei de Fourier para a taxa de transferência de calor.

Se na termodinâmica clássica essas leis são obtidas através de observações empíricas, nota-se que o tensor das tensões e o vetor fluxo de calor também são obtidos diretamente através da função de distribuição. Se for possível derivar as leis fenomenológicas diretamente a partir das equações da teoria cinética, estabelece-se a conexão entre a teoria cinética e a mecânica dos meios contínuos necessária para o desenvolvimento do LBM como algoritmo para simulação das equações de Navier-Stokes.

Para tanto, é necessário entender a dinâmica da função de distribuição, isto é, descrever suas variações no tempo e no espaço uma vez determinado um modelo para a interação entre as moléculas. No caso de sistemas diluídos as interações moleculares podem ser modeladas como choque de pontos materiais, nos quais o número de moléculas é conservado. Esse princípio é suficiente para demonstrar ¹ que a função de distribuição deve satisfazer à equação de transporte de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{F_i}{M} \frac{\partial f}{\partial c_i} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col} \tag{4.6}$$

4.1.1 O operador de colisão e o estado de equilíbrio

O lado esquerdo da (4.6) representa o transporte das moléculas sob a ação de um campo de forças \vec{F} . Já o lado direito descreve as interações moleculares na forma de colisões entre pontos materiais. Em realidade, sem um modelo apropriado para o operador de colisão, não é possível resolver a (4.6).

A probabilidade de ocorrência de colisões entre duas moléculas M1 e M2 é proporcio-

¹O desenvolvimento desse resultado pode ser encontrado em detalhes em Huang (2001)

nal à probabilidade de se encontrar tais moléculas com velocidades $\vec{v_1} e \vec{v_2}$ nas posições $\vec{x_1} e \vec{x_2}$ no mesmo instante de tempo, isto é, depende da função de probabilidade conjunta f_{12} . Embora seja possível encontrar uma equação para f_{12} tomando sucessivos momentos da equação de Boltzmann, ela depende da função de probabilidade conjunta de três moléculas f_{123} . Essa dificuldade é similar ao famoso problema de fechamento das equações de Navier-Stokes quando se aplicam as médias de Reynolds.

O termo de colisão pode ser modelado admitindo apenas colisões binárias e elásticas, que só acontecem quando duas moléculas estão suficientemente próximas. Em um gás diluído é razoável esperar que na maior parte do tempo as moléculas estão tão distante uma das outras que não existe correlação entre a velocidade e a posição das moléculas, exceto no instante de tempo imediatamente antes da colisão. Essa hipótese, conhecida como hipótese do caos molecular, é descrita matematicamente como $f_{12} = f_1 f_2$.

Para completar o modelo de colisão é necessário aplicar as leis de conservação de quantidade de movimento e quantidade de movimento angular levando em consideração a geometria diferencial da colisão através da sua área $\Sigma(\Omega)$ e a função potencial intermolecular, conforme proposto em Huang (2001). Demonstra-se que a forma mais geral do operador de colisão é dada por :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{collision} = \int d\vec{c_2} \int \Sigma\left(\Omega\right) |\vec{c_1} - \vec{c_2}| \left(f\left(\vec{c_1}\right) f\left(\vec{c_2}\right) - f\left(\vec{c_1}\right) f\left(\vec{c_2}\right)\right) d\Omega \qquad (4.7)$$

A equação geral (4.7) dificulta o trabalho de obtenção das equações de Navier-Stokes a partir da teoria cinética. Entretanto ela permite introduzir o conceito de equilíbrio termodinâmico e segunda lei da termodinâmica no âmbito da teoria cinética e, ultimamente, construir um modelo colisão simplificado que possibilite recuperar as equações de Navier-Stokes.

Do ponto de vista macroscópico, o equilíbrio termodinâmico é definido através da segunda lei da termodinâmica. Assim, os escoamentos devem seguir o princípio de máxima entropia, isto é, a entropia do sistema não decresce. O teorema H de Boltzmann, (4.8) atesta que o funcional apresentado na equação 4.8 decresce no tempo, exceto quando a função de distribuição assume o valor $f = f^{eq}$. A partir dessa propriedade, define-se entropia como sendo -H(t).

$$H(t) = -\int f(\vec{x}, \vec{c}, t) \ln [f(\vec{x}, \vec{c}, t)] \, d\vec{c} d\vec{x}$$
(4.8)

Dessa forma, o equilíbrio termodinâmico é definido como o estado de um gás no qual a função de distribuição e o funcional H(t) são independentes do tempo. Supondo que o gás

esteja no espaço livre, na ausência de forças externas a condição de equilíbrio impõe que o operador de colisão seja nulo. Para tanto, a função de distribuição no equilíbrio deve ser tal que $f^{eq}\left(\vec{c_1}\right)f^{eq}\left(\vec{c_2}\right) = f^{eq}\left(\vec{c_1}\right)f^{eq}\left(\vec{c_2}\right)$. É possível demonstrar que essa condição, aliada às condições de conservação de massa, energia e quantidade de movimento resultam na distribuição de Maxwell-Boltzmann:

$$f^{eq}(\vec{x}, \vec{c}, t) = \rho \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} exp\left[-\frac{M \left(\vec{u} - \vec{c}\right)^2}{2k_B T}\right]$$
(4.9)

Com a integral de colisão foi possível reconhecer duas propriedades fundamentais do sistema: a marcha em direção ao equilíbrio global e a função de distribuição no estado de equilíbrio global, no qual o operador de colisões se anula. Intuitivamente espera-se que o gás se aproxime do equilíbrio localmente no tempo e no espaço, como forma de minimizar o operador de colisão. Em função dos gradientes de velocidade e temperatura o sistema lentamente se ajusta em direção ao estado de equilíbrio global no qual o todo o fluido se move com uma única velocidade e possui uma única temperatura. A eliminação dos gradientes é vista como um processo fundamentalmente hidrodinâmico, enquanto o estabelecimento de equilíbrio local

A separação de escalas micro e macroscópica é medida através do número de Knudsen Kn, definido como a relação entre o o caminho livre médio das moléculas e o comprimento característico do escoamento:

$$Kn = \frac{l_{mol}}{l_{hid}} \tag{4.10}$$

Reconhecendo que o sistema tende ao equilíbrio, Bhatnagar et al. (1954) propuseram que o termo de colisão provoca a relaxação das partículas em direção ao equilíbrio local, através da expressão hoje conhecida como termo de colisão BGK:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{F_i}{M} \frac{\partial f}{\partial c_i} = -\frac{1}{\tau} \left(f - f^{eq} \right) \tag{4.11}$$

Evidentemente, se a constante de tempo τ descreve a dinâmica local de estabelecimento de equilíbrio, ela deve variar em função do estado local do gás, isto é, depende diretamente da distância entre o estado local do gás e o estado de equilíbrio correspondente à temperatura e velocidade locais $f - f^{eq}$. Quando o gás está ligeiramente fora de equilíbrio, é razoável aproximar a frequência de relaxação como uma constante, isto é, como se fosse uma propriedade intrínseca de todo o gás.

4.1.2 Expansão em múltiplas escalas e equações de Navier-Stokes

Embora o termo de colisão BGK não seja essencial para obtenção das equações de Navier-Stokes, seu uso como modelo facilita a compreensão das hipóteses fundamentais que conduzem a teoria cinética à mecânica do contínuo. Além disso, ele facilita a manipulação algébrica visto que ao tomar sucessivos momentos da equação de Boltzmann no espaço das velocidades, o operador BGK se anula, resultando no conjunto de equações:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \right) = 0 \tag{4.12a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho u_i\right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_i u_j\right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{ij}\right) = 0 \tag{4.12b}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho e\right) + \frac{\partial}{\partial x_{i}}\left(u_{i}\rho e\right) + \frac{\partial}{\partial x_{i}}\left(u_{j}\sigma_{ij} + q_{i}\right) = 0$$
(4.12c)

Evidentemente, o sistema não pode ser resolvido diretamente porque o tensor de tensões e o vetor de fluxo de calor ainda são incógnitas, isto é, não foram utilizadas a Lei de Newton para a viscosidade nem a Lei de Fourier para o fluxo de calor. Em realidade, obter essas relações a partir de primeiros princípios da teoria cinética é um dos objetivos da física estatística.

A noção de condição de quase-equilíbrio introduzida na subseção 4.1.1 é fundamental para atingir tais objetivos. Ela está ligada ao fato de que os movimentos macroscópicos possuem uma escala de tempo muito lenta se comparado com o intervalo de tempo entre as colisões. A razão entre a escala de tempo entre o choque de partículas e a escala de tempo hidrodinâmica pode ser estimada como sendo O(KnM). Para a maioria das aplicações, $KnM \ll 1$, indicando uma clara separação de escalas de tempo e espaço entre o movimento molecular e o movimento macroscópico.

Segundo o procedimento de Chapman-Enskog, a função de distribuição pode ser expandida assintoticamente em função da sua distância em relação à função de equilíbrio local:

$$f = f^{(eq)} + Knf^{(1)} + Kn^2f^{(2)} + O(Kn^3)$$
(4.13)

Substituindo a expansão 4.13 na equação de Boltzmann e construindo um sistema de equações ordem a ordem nas potências de Kn, sucessivas equações macroscópicas emergem. Em particular, pode ser demonstrado que as equações de ordem zero equivalem às equações de

Euler. A equação O(Kn) permite expandir o tensor das tensões e o fluxo de calor em função das variáveis termodinâmicas, recuperando, exceto por termos de ordem superior em Kn, as leis de Newton e Euler. O procedimento detalhado de derivação dessas equações é extenso e pode ser encontrado em livros-texto de física estatística como Huang (2001).

4.1.3 Discretização do espaço de velocidades

O objetivo dessa seção é demonstrar como os conceitos da física estatística podem ser utilizados para desenvolver um algoritmo para solução numérica das equações de Navier-Stokes. Em primeiro lugar, deve-se destacar que a simplicidade da equação de Boltzmann com operador BGK (BBGK) é apenas aparente, porque o o operador de colisão é uma exponencial de integrais de f no espaço das velocidades. Além disso, deve-se reconhecer que a equação BBGK é um "superconjunto de equações"que abrange as equações de Navier-Stokes e suas extensões para escoamentos rarefeitos. Esse fato se manifesta matematicamente na descrição de toda a densidade de probabilidade ao invés de se utilizar apenas as médias. Portanto, além de se recorrer aos métodos usuais de discretização de tempo e espaço, ainda se deve discretizar o espaço das velocidades, com o cuidado de manter os valores dos momentos de f inalterados no sistema discreto.

Numa série de dois artigos (GRAD, 1949a) e (GRAD, 1949b) propos expandir a função de distribuição f numa série infinita de polinômios de Hermite. O motivo da escolha dessa classe de funções ortogonais reside numa única propriedade : os coeficientes de cada ordem da expansão correspondem exatamente aos respectivos momentos da função de distribuição. Demonstrações formais dessa propriedade válidas para o espaço N-dimensional estão apresentadas em detalhes em Shan et al. (2006). Como o objetivo desse texto é de apenas apresentar os conceitos fundamentais de forma sucinta, a discussão que se segue versará sobre as propriedades dos polinômios de Hermite e da equação de Boltzmann para o caso particular de espaço de velocidades unidimensional.

Toda função f quadrado-integrável admite a expansão em série de Hermite:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n H_n(x)$$
(4.14)

Através da relação de ortogonalidade 4.15, demonstram-se a relações 4.16 e 4.17.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2/2}}{\sqrt{2\pi}} H_n(x) H_m(x) \, dx = \delta_{mn}$$
(4.15)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2/2}}{\sqrt{2\pi}} H_n(x) f(x) \, dx = a_n n! \tag{4.16}$$

$$f(x) = \frac{e^{-x^2/2}}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} a_n H_n(x)$$
(4.17)

A representação 4.17 é conveniente porque o trucamento de f até a ordem N, f^N , preserva os N primeiros momentos da função de distribuição, separando formalmente a informação relevante para a dinâmica do meio contínuo (os N primeiros momentos) da informação irrelevante para a maioria das aplicações aeronáuticas.

É um fato bem conhecido que a quadratura de Gauss fornece os valores exatos da integral de um polinômio de grau N conhecendo-se apenas os valores do polinômio em um número finito de pontos (HILDEBRAND, 1987). Como a expansão truncada da função de distribuição f^N contém exatamente os momentos de ordem N, fica evidente que as variáveis termohidrodinâmicas são igualmente representadas através dos valores $[f^N(x, v_a, t) : a = 1, ..., q]$. A equação dinâmica para cada uma dessas variáveis é obtida a partir da projeção da equação 4.11 no espaço dos polinômios de Hermite e avaliação das funções nas abscissas c_a :

$$\frac{\partial^a f}{\partial t} + c_{a,i} \frac{\partial f}{\partial x_i} = -\frac{1}{\tau} \left(f_a - f_a^{eq} \right) \tag{4.18}$$

Os procedimentos descritos nos parágrafos anteriores definem uma forma exata de se representar escoamentos através de equações da teoria cinética, tanto do ponto de vista do grau de truncamento desejado quanto na ordem da expansão de Chapman-Enskog (SHAN et al., 2006). Tal resultado já era conhecido desde a década de 50, quando da criação do sistema dos 13 primeiros momentos idealizados por Grad (GRAD, 1949a). No entanto, a aplicação da teoria de discretização do espaço de velocidades via polinômios de Hermite como forma de gerar os modelos LB é relativamente recente (ZHANG et al., 2006) e (SHAN, 2010).

4.2 Os modelos Lattice-Bolzmann

Nas seções anteriores foi demonstrado que é possível simplificar a equação BBGK e ainda manter representação do escoamento equivalente às equações de Navier-Stokes. Em linhas gerais, o procedimento exato para se desenvolver o modelo para simulação contém os seguintes procedimentos:

- Determinar o número de variáveis termo-hidrodinâmicas necessárias para representar o escoamento (n).
- 2. Determinar a ordem da expansão de Chapman-Enskog (k) característica do escoamento: ordem 0 para equações de Euler, primeira ordem para equações de Navier-Stokes, etc.
- Determinar o número mínimo de momentos da função de distribuição necessários para garantir dinâmica equivalente ao sistema macroscópico (k+n).
- Selecionar um conjunto de velocidades respeitando a preservação dos (k+n) momentos que seja o mais conveniente para solução numérica.
- 5. Discretizar o sistema de equações diferenciais parciais segundo um método de diferenças finitas, volumes finitos ou elementos finitos.

Embora a lista anterior defina uma forma geral para obtenção de modelos LB, tais modelos foram historicamente derivados a partir do algoritmo "gás em rede"proposto em Salem e Wolfram (1985). O algoritmo é obtido heuristicamente como forma de reproduzir a dinâmica das moléculas, isto é, cada passo de tempo da simulação compreende:

 A colisão das "moléculas"que ocupam o mesmo ponto da malha espalhando a energia para as direções, isto é,

$$f'_{a}(x,t) = f_{a}(x,t) - \frac{f_{a}(x,t) - f^{eq}_{a}(x,t)}{\tau}$$
(4.19)

2. A movimentação das "moléculas", de acordo com suas velocidades, isto é,

$$f_a\left(x + c_a\Delta t, t + \Delta t\right) = f'_a\left(x, t\right) \tag{4.20}$$

O nome do método, Lattice Boltzmann ou Boltzmann em retículos, faz menção ao fato de que o movimento das partículas está limitado aos pontos da malha computacional, isto é, se x_i e é ponto da malha computacional, o ponto $x_i + {}^a c \Delta t$ também é um ponto da malha.

Apesar da diferença conceitual, o "algoritmo baseado na formulação heurística"nada mais é do que a integração do sistema de equações 4.18 ao longo de suas linhas características c_a conforme esquema Euler avançado implícito para o operador de advecção. Devido à estrutura reticular da malha, os incrementos Δt e Δx_a obedecem à relação $c_a = \Delta x_a / \Delta t$, e assim, tem-se

$$\frac{f_a\left(x,t+\Delta t\right) - f_a\left(x,t\right)}{\Delta t} + \frac{\Delta x_a}{\Delta t} \left[\frac{f_a\left(x+\Delta x_a,t+\Delta t\right) - f_a\left(x,t+\Delta t\right)}{\Delta x_a}\right] + O\left(\Delta t^2\right)$$
(4.21)

Como o sistema agora só depende de Δt , ele pode ser integrado tratando o termo de colisão com esquema explícito, isto é, dependente apenas do valor da função de distribuição no passo anterior:

$$f_a \left(x + c_a \Delta t, t + \Delta t \right) - f_a \left(x, t \right) = -\frac{1}{\tau} \int_0^{\Delta t} \left[f_a \left(x + c_a s, t + s \right) - f_a^{(eq)} \left(x + c_a s, t + s \right) \right] dx$$
(4.22)

Marié (2008) sugere utilizar a regra dos trapézios para calcular a integral em 4.21 como forma de melhorar a precisão numérica. No entanto, é necessário realizar uma mudança de coordenadas para obter a equação LB tal como apresentada no método heurístico. Uma forma mais simples é utilizar o esquema de primeira ordem para a integral, isto é, $f_a(x,t) - f_a^{(eq)}(x,t)$ é aproximado como uma constante ao longo do intervalo de integração, resultando em:

$$f_{a}(x + c_{a}\Delta t, t + \Delta t) - f_{a}(x, t) = -\frac{\Delta t}{\tau} \left[f_{a}(x, t) - f_{a}^{(eq)}(x, t) \right]$$
(4.23)

Finalmente, o sistema de equações deve ser integrado no espaço das velocidades de forma a obter um sistema consistente com o modelo macroscópico. Em particular, deve-se aproximar as integrais :

$$\int \psi(v) f^{eq}(x, v, t) \, \mathrm{d}v \approx \sum_{a} w_a \psi(v_a) f_a^{eq}(x, v, t)$$
(4.24)

nas quais $\psi(v)$ são polinômios. Os valores das funções $\psi(v)$ para que o sistema macroscópico obedeça às leis de conservação de massa,quantidade de movimento e energia são dados pelas equações 4.25a, 4.25b e 4.25c.

$$\psi\left(\vec{v}\right) = 1; v_i; v_i v_j \tag{4.25a}$$

$$\psi\left(\vec{v}\right) = 1; v_i; v_i v_j; v_i v_j v_k \tag{4.25b}$$

$$\psi\left(\vec{v}\right) = 1; v_i; v_i v_j; v_i v_j v_k; v_i v_j v_k v_l \tag{4.25c}$$

A estrutura reticular do espaço (x, v, t) é fundamental para o algoritmo heurístico da advecção-colisão. Como a escolha das velocidades discretas é baseada na geometria do retículo ao invés de ser determinada pelo critério da projeção no espaço dos polinômios de Hermite, os modelos LB mais comuns não reproduzem as equações de Navier-Stokes compressíveis de forma exata.

4.2.1 Propriedades do modelo D3Q19

O modelo D3Q19 (lattice em 3 dimensões composto por 19 velocidades) foi proposto pela primeira vez em Qian et al. (1992). Trata-se de um modelo no qual as moléculas só podem se movimentar para nós adjacentes em um passo de tempo. Considere uma malha cartesiana regular num espaço tridimensional. Os pontos localizados no interior da malha possuem 18 vizinhos, como pode ser visto na figura 4.1.



Figura 4.1: Lattice D3Q19.

Devido ao conjunto limitado de velocidades, as equações de conservação 4.25 só podem ser impostas até a expansão de segunda ordem da função de distribuição, resultando em 4.26:

$$f^{eq} \approx \rho w_a \left[1 + \frac{c_{a,i} u_i}{RT} + \frac{u_i u_j}{2RT} \left(\frac{c_{a,i} c_{a,j}}{RT} - \delta_{ij} \right) \right]$$
(4.26)

Convém ressaltar que os pesos w_a da quadratura apresentados na tabela 4.1 são obtidos através da expansão isotérmica 4.26 da função de equilíbrio exata 4.9. Segundo Shan et al. (2006), a base de 19 velocidades só permite integração exata dos dois primeiros momentos da função de distribuição de equilíbrio. Porque as equações de Navier-Stokes para escoamento isotérmico necessitam do terceiro momento, a falta de número suficiente de velocidades resulta em erro no cálculo do tensor das tensões, da ordem $O(\tau u^2 \partial u_i / \partial x_i)$. Evidentemente, como a própria ordem de quadratura não permite descrever a equação da energia, a aplicação do método se restringe a escoamentos isotérmicos e baixos números de Mach.

w_a	Velocidades (figura 4.1)
1/18	0 a 5
1/36	6 a 17
1/3	estado de repouso 18

Tabela 4.1: Pesos w_a da quadratura da distribuição de equilíbrio.

Todas as velocidades c_a são múltiplas de uma velocidade característica do retículo, a que se costuma definir como velocidade do som. Como o fator RT normaliza a velocidade local do fluido na distribuição de equilíbrio, a velocidade do som do lattice é definida através da expressão 4.27. Como pode ser visto, essa expressão não coincide com a definição de velocidade de propagação de pulsos de pressão em processos adiabáticos $c = \sqrt{\gamma RT}$.

$$c_s = \sqrt{RT} \tag{4.27}$$

Tendo em vista que o modelo heurístico D3Q19 introduz um erro proporcional ao quadrado da velocidade no cálculo da viscosidade, é natural questionar porque esse trabalho usa um modelo aproximado em detrimento de algoritmos tradicionais para solução das equações exatas de Navier-Stokes. Em primeiro lugar, deve-se ressaltar que tais aproximações não afetam de forma significativa os escoamentos em que o número de Mach é baixo $M \leq 0, 2$ e não há troca de calor significativa entre a superfície da asa e o fluido, porque nesses casos os efeitos térmicos e de compressibilidade são pouco significativos. Além disso, a pequena diferença na velocidade do som terá efeitos desprezíveis nesse trabalho, visto que a propagação sonora até o observador será calculada através da analogia acústica.

Essas aproximações são superadas pelo excelente desempenho computacional do método, especialmente em arquiteturas paralelas. Segundo (SUCCI, 2001), quando o modelo D3Q19 é integrado no tempo com método explícito, as operações aritméticas em ponto flutuante utilizam apenas valores locais, porque se restringem à etapa de colisão. Já a etapa de advecção envolve apenas a comunicação dos valores da etapa pós-colisão para os nós vizinhos.

A integração por método explícito não resulta em custo computacional excessivo para os problemas aeroacústicos, visto que as frequências de interesse já impõem um passo de tempo pequeno. Além disso, o critério de estabilidade do modelo D3Q19 não impõe um passo de tempo tão restritivo que os métodos baseados nas equações de Navier-Stokes porque o critério de estabilidade do método LB é baseado na convecção, isto é, $\Delta t \approx \Delta x$. Por outro lado, na discretização das equações de Navier-Stokes, o critério de estabilidade é o mais restritivo entre critérios de convecção e difusão viscosa $\Delta t \approx (\Delta x)^2$, sendo que o critério de difusão último é, em geral, o mais restritivo. Tal vantagem é particularmente significativa nas simulações de escoamentos com alto número de Reynolds.

Para finalizar a discussão sobre desempenho computacional, é conveniente citar a comparação de desempenho entre os métodos LB e métodos de alta ordem para as equações de Navier-Stokes apresentada em Marié (2008). Embora o método D3Q19 seja um método de segunda ordem e, por isso, necessite de maior número de pontos por comprimento de onda que os algoritmos de ordem elevada, o modelo D3Q19 realiza menor número de operações em ponto flutuante dada uma precisão fixa. Embora o autor tenha considerado apenas propagação de ondas acústicas planas na comparação, maior eficiência dos algoritmos LB já foi reportada mesmo quando o método foi comparado ao método pseudo-espectral para simulações DNS (CHEN et al., 1992). É essa eficiência computacional que justifica o uso do método apesar da introdução de aproximações.

4.2.2 Condições de contorno

No método LB, a condição de contorno é uma equação que relaciona as funções de distribuição que chegam à borda do domínio com as funções de distribuição conhecidas que deixam a borda. No caso de condições de entrada de escoamento, as propriedades hidrodinâmicas são impostas calculando-se a função de distribuição de equilíbrio referente ao estado do fluido na borda do domínio. A mesma técnica pode ser utilizada para as condições de saída. No entanto, como a técnica assume gradiente nulo após a fronteira computacional, esta precisa ser afastada das esteiras para não gerar flutuações devido à variação brusca do perfil de velocidades (SUCCI, 2001).

A condição de impenetrabilidade nas superfícies é obtida forçando reflexão especular das partículas, como mostrado na figura 4.2(a). A condição de escorregamento é obtida invertendo o sentido da velocidade das partículas que se chocam contra as paredes, conhecido na literatura como condição "bounce-back". No algoritmo convencional, para que ocorra o choque entre as partículas e a superfície os nós da superfície devem corresponder a nós da malha reticular.

O código PowerFLOW contorna esse problema baseado na discretização em volumes finitos da (4.18), permitindo distribuição contínua de partículas no domínio de cálculo em função da ordem de interpolação do método (SUCCI, 2001), (CHEN et al., 2006) e (CHEN et al., 1998).A superfície sólida, aproximada por planos conforme figura 4.3, altera a quantidade de movimento das partículas e as injeta no escoamento através dos termos de fluxo (LI et al., 2004).



Figura 4.2: Implementação das condições de contorno no método Lattice-Boltzmann. a) Reflexão especular das partículas, resultando na condição de impermeabilidade. b) Reflexão das partículas para a mesma direção de origem (bounce-back) resultando na condição de aderência completa. Figuras adaptadas de Li et al. (2004).

Assim, para cada face sólida, o seguinte algoritmo deve ser aplicado (CHEN et al., 1998):

- 1. Identificar as populações F^j , associadas às velocidades c^j , que colidirão com a superfície durante o passo de tempo. É relativamente simples demonstrar que as populações estão contidas nos prismas de base A^s e altura $|c_i^j n_i^s| \Delta t$, sendo A^s e n^s a área e a normal unitária orientada para o fluido da face que representa localmente a superfície.
- 2. Determinar a área $A^{X,j}$ de cada célula X que intercepta o prisma indicado no item anterior. Inverter a direção das populações e redistribuí-las para as células vizinhas à face sólida ponderando seu valor pela área de intersecção. Tal passo assume que as partículas serão espalhadas de maneira uniforme ao longo do prisma, correspondendo à esquema de primeira ordem quando a fronteira não está alinhada com a malha.

Para aumentar a ordem da condição de contorno, é necessário aumentar a ordem da distribuição de populações no prisma. Em Li et al. (2004) propõe-se a seguinte correção para obter precisão de segunda ordem:

$$\delta\Gamma^{X,j} = A^{X,j}\delta f^j \left(y^{(X)} - \overline{Y} \right)$$
(4.28a)

$$\delta f^{j} = \rho w_{j} \frac{1}{T} c_{i}^{j} \frac{\partial u_{il}}{\partial x_{l}}$$
(4.28b)

na qual \overline{Y} é média ponderada pelas áreas das distâncias das células X à face em questão.

A condição de aderência completa é obtida invertendo-se a velocidade das partículas que colidem com a superfície. No caso geral, como no caso de incorporação de modelos de

turbulência ou condição de escorregamento, é possível especificar a força na parede e calcular as populações espalhadas para o fluido através do balanço da quantidade de movimento das populações (CHEN et al., 1998).



Figura 4.3: Esquema representado a aplicação da condição de contorno em geometrias orientadas arbitrariamente

4.3 Modelo de turbulência do código PowerFLOW

Como o método LB é inerentemente transiente, os modelos de turbulência que melhor se adequam para os códigos LB são os modelos LES e híbridos LES/RANS. Em tais modelos, inicialmente é aplicado um filtro passa-baixa às equações de Navier-Stokes. As variáveis hidrodinâmicas filtradas são denominadas de grandes escalas e as parcelas de frequência maior do que a frequência de corte do filtro são denominadas pequenas escalas.

Na abordagem LES, o método numérico resolve as equações dinâmicas das grandes escalas que, devido à natureza não-linear das equações de Navier-Stokes, contém um termo equivalente a um tensor de tensões das pequenas escalas. Usualmente esse termo extrai energia das grandes escalas como forma de simular a cascata de energia da turbulência. O efeito resultante é equivalente ao aumento da viscosidade do fluido.

Nos modelos RANS, são resolvidas equações de transporte que definem as tensões de Reynolds em todo o domínio. Conforme justifica Khorrami e Singer (2001), esses modelos amortecem as flutuações do escoamento e, por isso, são utilizados para acelerar o estabelecimento de escoamento estatisticamente estacionário. Nos modelos híbridos RANS/LES, as tensões de Reynolds são diminuídas em regiões de alta resolução da malha para permitir a formação de vórtices. Nesse locais o método pode ser interpretado como LES, tendo em vista que o filtro espacial é determinado pela frequência de corte da malha e as tensões de sub-malha são dadas pelas tensões de Reynolds limitadas.

No código PowerFLOW, as tensões de Reynolds são determinadas pelo modelo $k - \epsilon$ RNG conforme equações 4.29:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{\sigma_k} + \frac{\mu_T}{\sigma_{kT}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \tau_{ij} S_{ij} - \rho \epsilon$$

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{\sigma_\epsilon} + \frac{\mu_T}{\sigma_{\epsilon T}} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} S_{ij} - \left[C_{\epsilon 2} + C_{\mu} \frac{\tilde{\eta}^3 \left(1 - \tilde{\eta} / \eta_0 \right)}{1 + \beta \tilde{\eta}^3} \right] \rho \frac{\epsilon^2}{k} \qquad (4.29)$$

$$\mu_T = C_{\mu} \frac{k^2}{\epsilon} \frac{1}{1 + \tilde{\eta}}$$

A variável $\tilde{\eta}$ na (4.29) controla a dissipação causada pelo modelo de turbulência, diminuindo-a em regiões com alta vorticidade e helicidade conforme (4.30). A função $f(\Delta x)$ controla a viscosidade turbulenta, impedindo a instabilidade numérica. Como o modelo de turbulência é proprietário, os valores das constantes e da função f na equação 4.29 não serão apresentados.

$$\widetilde{\eta} = A\frac{k}{\epsilon}|S| + B\frac{k}{\epsilon}|\omega| + C\frac{k}{\epsilon}\frac{|u_i\omega_i|}{|u|} + f\left(\Delta x\right)$$
(4.30)

Segundo Teixeira (1998), o modelo RNG é complementado pelo conjunto de condições de contorno 4.31 e integrado conforme esquema modificado de Lax-Wendroff.

$$k^{+} = \frac{k}{u_{*}^{2}} = \frac{1}{\sqrt{C_{\mu}}} - e^{0.01y^{+}} \left(\frac{1}{\sqrt{C_{\mu}}} + 0.29y^{+}\right)$$

$$\epsilon^{+} = \frac{\epsilon\nu}{u_{*}^{2}} = 0.04y^{+} - 0.0033y^{+2} + \frac{1.04y^{+3}}{10^{4}} - \frac{1.04y^{+4}}{10^{6}}$$

$$(4.31)$$

Devido às malhas cúbicas, não é possível refinar a camada limite na direção normal à parede sem aumentar demasiadamente o custo computacional. No código PowerFLOW, o efeito das estruturas turbulentas próximas à parede é modelado através de funções de ligação, ou funções de parede. Embora tais funções sejam correlações extraídas de escoamentos sem separação, plenamente desenvolvidos em superfícies planas, o modelo implementado no código PowerFLOW re-escala a espessura da camada limite conforme o conjunto de equações 4.32. Visto que o modelo é proprietário, a função g também é fechada.

$$\frac{u_t}{u_*} = \frac{1}{\kappa} ln\left(\frac{y^+}{\xi}\right) + B$$

$$\xi = 1 + g\left(L_{char}, \frac{\partial p}{\partial x_t}\right)$$
(4.32)

A tensão de cisalhamento na parede, estimada através da (4.32), é utilizada no balanço de quantidade de movimento das partículas que se chocam com a parede através do algoritmo de controle de fluxo tangencial de partículas proposto em Chen et al. (1998).

5 SIMULAÇÃO DO RUÍDO DE "SLAT"EM TÚNEL DE SEÇÃO FECHADA

O perfil bidimensional utilizado em todo o trabalho e mostrado na figura 5.1 é o perfil da antiga McDonnell Douglas Corporation - hoje Boeing - na configuração conhecida na literatura como 30P30N, devido aos ângulos de deflexão de flap e "slat". Esse perfil tem sido estudado extensivamente desde a década de 90 através de uma série de workshops sobre modelos de turbulência organizados pela NASA (KLAUSMEYER et al., 1997), além de ter sido utilizado por Jenkins et al. (2004) para visualização do escoamento na cova do "slat".



Figura 5.1: Perfil 30P30N utilizado nos benchmarks organizados na década de 90 para análise de modelos de turbulência Klausmeyer et al. (1997)

Os resultados experimentais disponíveis para validação das simulações foram obtidos no túnel LAE-1 da EESC-USP em campanha de ensaios realizada entre Dezembro de 2010 e Abril de 2011 (JAMAGUIVA, 2012). O ventilador do túnel possui 8 pás de material composto, 7 estatores e é movido por um motor elétrico de 110 HP, controlado através de um inversor de frequência. O ventilador tem 2,4 m de diâmetro entre as pontas das pás enquanto seu núcleo carenado possui 1,1 m de diâmetro. A câmara de testes possui aproximadamente 3 m de comprimento por 1,3 m de altura e 1,70 de largura, com paredes construídas em madeira naval. Anteriormente à campanha de ensaios, o túnel foi submetido a modificações para reduzir o ruído de fundo e permitir ensaios acústicos (SANTANA, 2010).

O perfil 30P30N com corda recolhida de 0,500 m e envergadura de 1,3 m foi ensaiado em vários valores de velocidade e ângulos de ataque. Estimativas dos níveis de ruído no ponto (-0, 1; -0, 85; 0), gerados apenas pela seção central de envergadura 0,9 m do "slat"e bordo de ataque do elemento principal foram obtidas através da técnica de beamforming, resultando em incertezas de 4,5 dB. Para validação das simulações serão utilizadas as medições nas seguintes condições:

- Velocidade do escoamento igual a 35 m/s.
- Ângulos de ataque : 4, 6 e 8 $^{\circ}$.
- Número de Reynolds em torno de 10^6 e número de Mach $\approx 0, 1$.
- Sucção nas paredes laterais para diminuir o efeito de ponta.

Para as discussões que se seguem, será adotado o seguinte sistema de coordenadas :

- Origem no centro geométrico da seção de testes.
- Eixo X na direção e sentidos do escoamento
- Direção Y apontando para o extradorso do perfil
- Direção Z obtida pela regra da mão direita.
- Centro de rotação do perfil se localiza à distância de 0,250 m do bordo de fuga do elemento principal e coincide com a origem do centro da seção de testes.

5.1 Metodologia de simulação

5.1.1 Dimensões do domínio computacional

Como o objetivo das simulações era ser o mais próximo das condições do túnel de vento, boa parte da geometria do túnel está representada nas simulações. A figura 5.2 apresenta uma vista no plano do aerofólio do modelo computacional, na qual a região delimitada em vermelho possui altura e comprimento iguais aos valores da seção de testes do túnel de vento LAE-1. Assim, as simulações representam a razão de bloqueio do escoamento no túnel e podem capturar as ondas sonoras refletidas nas paredes do túnel.

O código PowerFLOW 4.3a, cuja formulação está descrita no capítulo 4, foi utilizado em todas simulações apresentadas nesse trabalho. Conforme discutido no capítulo 4, as condições de contorno de entrada e saída de escoamento disponíveis no código PowerFLOW impõem o valor das propriedades hidrodinâmicas. Evidentemente tal condição não representa fielmente



Figura 5.2: Esquema do modelo computacional utilizado nesse capítulo. A região cinza clara possui a mesma altura e comprimento da seção de testes do túnel LAE-1. As regiões azuis possuem a metade do comprimento da seção de testes e são empregadas para amortecer as flutuações que incidem nas condições de contorno. Figura não está em escala.

o campo de velocidades do túnel de vento, de circuito fechado. Além das flutuações acústicas, no túnel de vento o perfil de velocidades a montante provavelmente não deve ser uniforme devido à esteira gerada pelo perfil.

Para minimizar as flutuações nas proximidades das condições de entrada e saída, foram utilizadas zonas de amortecimento de flutuações, destacadas na figura 5.2. Em tais regiões a viscosidade do fluido é 100 vezes maior do que na região correspondente à seção de testes do túnel e a resolução de malha é um nível menor do que o nível mais grosseiro da seção de testes, dissipando a esteira e minimizando a geração e reflexão de ondas acústicas nas seções de entrada e saída do túnel.

Se no plano do aerofólio foi possível reproduzir as dimensões do túnel de vento, não é possível simular a envergadura de 1,3 m, tampouco as paredes laterais do túnel. Como o método LBM utiliza malhas cúbicas, o número total de elementos na malha é função direta das escalas do escoamento e da resolução de malha necessária para capturar o fenômeno. Visualizações do escoamento ao redor do "slat"demonstraram que as estruturas do escoamento se originam da camada limite na cúspide do elemento (JENKINS et al., 2004). Utilizar uma malha refinada o suficiente para capturar a dinâmica vortical em 1,3 m de envergadura inviabilizaria as simulações devido ao alto custo computacional ¹.

Como nos experimentos a sucção é utilizada para minimizar os efeitos tridimensionais de ponta, o escoamento pode ser modelado através de condições de contorno periódicas na envergadura, desde que o domínio periódico seja longo o suficiente para que o escoamento

¹Cada uma das simulações desse trabalho utilizou 128 núcleos de processadores Intel Quad-Core Xeon, com duração média de 3 dias.

desenvolva as tridimensionalidades. Do contrário, o escoamento será afetado artificialmente pela condição de contorno e se afastará da condição do experimento.

Neste trabalho todas as simulações apresentam envergadura de 80% da corda do "slat", valor mínimo para o perfil MD30P30N nas condições Reynolds de $1,7 \times 10^6$ e Mach $\approx 0,17$, segundo as simulações de Lockard e Choudhari (2009) e Lockard e Choudhari (2010). Como a faixa de Reynolds e Mach desse trabalho é similar, foi adotado o mesmo valor.

5.1.2 Condições de contorno

Na direção da envergadura serão aplicadas condições de contorno periódicas, assumindo a hipótese de invariância das propriedades estatísticas ao longo da envergadura. Na condição de entrada do túnel foram impostas as seguintes propriedades: velocidade de 35m/s, intensidade de turbulência de 0.25% e valor da escala integral da turbulência de 1mm e pressão atmosférica de 1atm. No caso da condição de saída, apenas a pressão de 1atm é imposta, enquanto a direção do vetor velocidade é livre.

Para limitar o custo computacional, condições de impermeabilidade e de transferência de calor nula foram aplicadas nas paredes do túnel. Não é necessário resolver a camada limite do túnel porque o aerofólio está relativamente distante das paredes do túnel e a influência das paredes limita-se à razão de bloqueio e reflexões de ondas sonoras.

Embora ainda não exista uma conclusão definitiva sobre o papel das tensões viscosas na analogia de FWH (WANG et al., 2006), a formulação GT de BRES et al. (2010), assim como na maioria das aplicações da analogia de FWH na literatura, será alimentada apenas com as flutuações de pressão. Deve-se ter em mente que essa abordagem apenas indica que as tensões viscosas não resultam em fontes equivalentes significantes, mas ainda tem papel fundamental no desenvolvimento do escoamento, como na região da cova do "slat".

Devido ao potencial de redução do custo computacional quando se usam condições de escorregamento na superfície do aerofólio, convém estudar sua aplicação para simulação do ruído de "slat". As primeiras tentativas de calcular o ruído de "slat"desprezam toda influência de tensões viscosas no ruído (GUO, 1997) e (GUO, 2001). Recentemente, Simoes et al. (2011) sugeriram utilizar uma abordagem híbrida, na qual o flap, a cúspide e a cova do "slat"seriam tratadas com condições de aderência completa, enquanto condições de impermeabilidade seriam aplicadas ao extradorso do "slat"e à superfície do elemento principal.

Nesse capítulo, a estratégia híbrida será investigada em três ângulos de ataque. Para isolar o tratamento das condições de contorno das variações induzidas pelas malhas, para cada

refinamento de malha descrito na seção 5.1.6 serão realizadas simulações comparando a condição de aderência completa contra a condição híbrida.

As figuras 5.3(a) e 5.3(b) destacam as regiões em que serão aplicadas as condições de aderência completa e de impermeabilidade na abordagem híbrida. O elemento principal é o primeiro candidato para aplicação das condições de impermeabilidade pois é o elemento de maior perímetro. Nas simulações de Lockard e Choudhari (2009), que se aproximam das condições estudadas nesse trabalho, a separação da camada limite no flap limitou-se a uma pequena região próximo do bordo de fuga do flap. Dessa forma, o conjunto de condições de contorno denominado híbrido contempla condições de escorregamento na superfície do elemento principal e condições de aderência completa.

No caso da superfície do "slat", a geração de ruído está associada à bolha de recirculação da cova e à interação das estruturas vorticais com o bordo de fuga do "slat", locais em que as tensões viscosas têm papel fundamental. Assim, nessas regiões, foram aplicadas condições de aderência completa, enquanto nas demais, foram aplicadas apenas condição de impermeabilidade, conforme figura 5.3

Em todo esse trabalho, as condições de aderência completa assumem camada limite turbulenta e utilizam as funções de parede descritas na seção 4.3.

5.1.3 Condições iniciais e critério de convergência temporal

Partindo de condição inicial uniforme, com todos os valores das variáveis do escoamento iguais aos valores da condição de entrada, é realizada uma marcha no tempo de 0, 329 segundos. Apenas os últimos 0, 20 s são utilizados na etapa de propagação acústica, para garantir que o escoamento atinja estado estatisticamente estacionário.

Como não existe um critério prático para se determinar o tempo mínimo de simulação para que o escoamento se estabilize e a convergência da simulação deve ser verificada *a posteriori* inspecionando a solução numérica. Baseado no histórico do coeficiente de sustentação de simulações preliminares, mostrado na fig. 5.4, o valor de 0, 12 segundos foi considerado o melhor compromisso entre descarte de transiente inicial e tempo total de amostragem, obtendo-se 16384 amostras do campo de pressões na superfície da asa segundo a taxa de 81797, 6Hz.



Figura 5.3: Descrição da condição de contorno híbrida. Condição de aderência aplicada nas superfícies de cor vermelha, enquanto às superfícies em cinza serão impostas condições de impermeabilidade. a) Vista geral das condições de contorno. b) Detalhes das condições de contorno no "slat".



Figura 5.4: Histórico do coeficiente de sustentação mostrando convergência a partir de 0,12 segundos.

5.1.4 Irradiação acústica

O sinal acústico gerado pelo "slat"será calculado através da equação de FWH na formulação GT, equação 3.22. Para evitar interferência da condição de contorno periódica nas fontes, será utilizada apenas metade do comprimento de envergadura simulado.

A figura 5.5 mostra as regiões do perfil utilizadas para propagação de ruído, destacando em azul o uso do "slat"e parte da superfície do elemento principal. Essa última superfície foi incluída porque o escoamento ao redor do "slat"induz flutuações de pressão no elemento principal através de interação potencial e confluência entre as camadas limite dos dois perfis (SMITH, 1975).

A formulação já incorpora alguns aspectos da geração em túnel de vento como o movimento do fluido, mas desconsidera os efeitos de reverberação por não incluir as reflexões nas paredes do túnel. Como as distâncias envolvidas são da ordem de 2 m, não será considerada a atenuação atmosférica.



Figura 5.5: Fontes de ruído utilizadas na equação de Ffowcs-Williams e Hawkings destacadas em azul.

5.1.5 Correção devido à diferença do comprimento de envergadura

O objetivo dessa seção é encontrar uma expressão teórica para a densidade espectral de potência do ruído de "slat". A discussão apresentada nessa seção é baseada no artigo de Guo (2010).

O ponto de partida para a análise é a solução formal da equação de FWH 3.13. A densidade espectral de potência $\Pi(x, \omega)$, é calculada através de médias dos coeficientes da transformada de Fourier do sinal 3.13, isto é:

$$2\pi\delta\left(\omega-\omega'\right)\Pi\left(\omega\right) = \left\langle \left(P\left(x,\omega\right)P^{*}\left(x,\omega'\right)\right\rangle\right)$$
(5.1)

$$P(x,\omega) = \int_{t} p(x,t) e^{i\omega} dt$$
(5.2)

Aplicando a definição 5.2 em 3.13, resulta em :

$$P(x,\omega) = \int_{\tau} \int_{S(y)} p_s(y,\tau) n_i \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\int_t \frac{\delta(t-\tau-|x-y+U(t-\tau)|/c_0)}{|x-y+U(t-\tau)|} e^{i\omega t} dt \right) dS(y) d\tau$$
(5.3)

A integral em t na equação 5.3 é facilmente resolvida utilizando o fato de que a integral de qualquer função multiplicada pela função δ depende apenas do valor da função no ponto de singularidade da distribuição. No caso da equação 5.3, os zeros nada mais são do que a relação entre o tempo do observador e o tempo da fonte :

$$t = \tau + \frac{R + M_i \left(x_i - y_i \right)}{c_0 \beta^2}$$
(5.4)

Nessa equação, $\beta^2 = 1 - M_i M_i$, com $M_i = U_i/c_0$, e $R^2 = \beta^2 (x_i - y_i) (x_i - y_i) + ((x_i - y_i) M_i)^2$. A integral em t resulta em :

$$\int_{t} \frac{\delta\left(t - \tau - |x - y + U\left(t - \tau\right)|/c_{0}\right)}{|x - y + U\left(t - \tau\right)|} e^{i\omega t} dt = \frac{1}{R} e^{i\kappa(R + M_{i}(x_{i} - y_{i}))} e^{i\omega \tau}$$
(5.5)

com $\kappa = \omega / (c_0 \beta^2)$. Reconhecendo a função de Green de propagação em meios abertos:

$$G_0(x-y) = \frac{1}{4\pi R} e^{i\kappa(R+M_i(x_i-y_i))}$$
(5.6)

a transformada de Fourier da pressão acústica pode ser finalmente expressa por:

$$P(x,\omega) = \int_{S(y)} \left(\int_{\tau} p_s(y,\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \right) \frac{\partial G_0(x-y)}{\partial y_i} dS(y)$$

=
$$\int_{S(y)} P(y,\omega_s) \frac{\partial G_0(x-y)}{\partial y_i} dS(y)$$
(5.7)

Por fim, aplica-se a definição 5.1 multiplicando pelo complexo conjugado, resultando

em :

$$\Pi(x,\omega) = \int \Pi_s(y,y',\omega) n_i \frac{\partial G_0}{\partial y_i} (x-y) \frac{\partial G_0^*}{\partial y_i'} (x-y') \, dl dz dl' dz'$$
(5.8)

A equação 5.8 permite calcular a densidade espectral de potência no observador conhecendo os espectros das flutuações de pressão na superfície da asa. A integral em dS(y')representa a interferência entre as fontes nos pontos $y \in y'$, indicando que a radiação acústica só é possível quando as fontes apresentam algum grau de coerência. Quando as fontes são independentes, $\Pi_s(y, y', \omega)$ é igual a zero.

Como as flutuações de pressão tendem a se tornar independentes à medida em que os pontos se afastam (MICHEL, 2009), só é necessário realizar a integração em uma pequena região ao redor da fonte localizada em y. Essa região é denominada superfície de coerência do ponto y, segundo (MICHEL, 2009).

A hipótese de invariância das propriedades estatísticas ao longo da envergadura implica que tanto o espectro das flutuações quanto a superfície de coerência associados ao ponto ysejam independentes da posição na envergadura. Desprezando as variações devido à função de Green, conclui-se que o nível de energia no observador varia linearmente com o comprimento da envergadura. Em escala dB, a correção pode ser escrita como :

$$\Delta \Pi \left(dB \right) = 10 \log \left(L_{sim} / L_{exp} \right) \tag{5.9}$$

Embora a expressão 5.9 seja a mesma utilizada em Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), a forma utilizada para encontrar a relação é diferente. Em Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), os autores utilizam o modelo de Howe (1978) para encontrar a mesma expressão, implicitamente postulando que o mecanismo de geração de ruído no "slat"seja de bordo de fuga. Nessa discussão, a única hipótese utilizada é da invariância da fonte de ruído de "slat"em relação à posição da envergadura. Portanto, o resultado apresentado aqui é geral e independe do conhecimento preciso do mecanismo de geração de ruído.

5.1.6 Descrição das malhas

O código PowerFLOW impõe que o domínio computacional seja divido por um número par de células em cada direção, visto que o comprimento das células dobra ao atravessar as superfícies de refinamento, indicadas em vermelho na figura 5.6. Para satisfazer essa condição no nível mais grosseiro da malha e facilitar a construção similares segundo a recomendação de Roache (1997), o número de células na direção da envergadura da região mais refinada da malha deve ser uma potência de dois. Essa particularidade do código sugere associar o refinamento da malha através do número de células na direção da envergadura. Assim, as malhas serão indicadas pelo número de células na cova do "slat"e no gap do flap, por serem as regiões de maior refinamento.



(a)



Figura 5.6: Visão geral da topologia das malhas

Exemplificando o padrão de nomenclatura, a malha denominada COVA256CUSP512 possui 128 células na envergadura na região da cova "slat", e 256 células na envergadura na região denominada "Flap Gap". Esse padrão de refinamento resulta na malha apresentada na figura 5.7.

A tabela 5.1 apresenta todas as simulações utilizadas nesse capítulo, ilustrando que os dois conjuntos de condições de contorno foram testados nas mesmas malhas para isolar os



Figura 5.7: Refinamento da malha "COVA256CUSP512": a) Interfaces das zonas de refinamento. b) Malha na região da cova do "slat". c) Malha na região do flap.
efeitos. Todas as análises serão realizadas tomando como referência as malhas mais refinadas.

Ângulo de ataque	Condição de contorno	Malha		$\Delta t(s)$
		Cova	Gap Flap	
	Aderência Completa	128	128	7.641e-07
		128	256	3.82e-07
		256	256	3.82e-07
4 °		512	256	1.91e-07
	Híbrida	128	128	7.641e-07
		128	256	7.641e-07
		256	256	3.82e-07
6 °	Aderência Completa	128	128	7.641e-07
		128	256	3.82e-07
		256	256	3.82e-07
		512	256	1.91e-07
	Híbrida	128	128	7.641e-07
		128	256	7.641e-07
		256	256	3.82e-07
8 °	Aderência Completa	128	128	7.641e-07
		128	256	3.82e-07
		256	256	3.82e-07
		512	256	1.91e-07
	Híbrida	128	128	7.641e-07
		128	256	7.641e-07
		256	256	3.82e-07

Tabela 5.1: Condições e malhas utilizadas para verificação de convergência e comparação das condições de contorno.

5.1.7 Resultados

Para uniformizar a comparação de resultados, em todas as simulações descritas na seção 5.1.6, a superfície de FWH foi amostrada segundo a taxa de 81797, 6 Hz durante 0,2 s, totalizando 16384 amostras. O tempo de amostragem, muito pequeno quando comparado aos 30 s de amostras no caso experimental, foi determinado pelo compromisso entre a convergência estatística do escoamento e o custo computacional. Para referência, as simulações com as malhas COVA256FLAPGAP256 custam pouco mais de 9200 CPU.h, ou seja, 3 dias em 128 processadores, sendo que a escalabilidade da simulação é aproximadamente linear.

Todos os espectros foram estimados utilizando a técnica do periodograma modificado

proposto por Welch (1967) e utilizam o mesmo número de amostras por janela. Serão consideradas as densidades espectrais de potência do ponto (-0, 1; -0, 85; 0) na forma dimensional para facilitar a interpretação dos resultados quando comparados com os resultados experimentais.

Comum ângulos de aos três ataque é 0 fato de que a malha "COVA128FLAPGAP128" apresenta uma frequência de corte $f_c \approx 1700 Hz$, enquanto nas demais malhas esse valor é de $f_c \approx 8000 Hz$, como pode ser visto nas figuras 5.8, 5.9 e 5.10. As malhas com 128 células na região da cova, particularmente as malhas "COVA128FLAPGAP128", capturam os tons em frequências ligeiramente inferiores das frequências observadas nas malhas mais refinadas. Como essa malha produz um espectro fundamentalmente diferente dos demais, nas discussões que se seguem, ela será desconsiderada.

Analisando as simulações com ângulo de ataque 4° e refinamento na cova maiores que 128, apresentadas na figura 5.8, verifica-se uma diferença entre os espectros de até 1,5 dB acima de 2300Hz. Quando se analisam os tons em 800, 1200 e 1600Hz, nota-se uma diferença maior, tipicamente de 2 dB.



Figura 5.8: Espectros das simulações para condição 4 °

Tais características são semelhantes aos resultados para o ângulo de 6°, apresentados na figura 5.9. Para esse ângulo de ataque, as principais diferenças entre as simulações podem



ser encontradas nos tons, especialmente o primeiro tom em 800Hz.

Figura 5.9: Espectros das simulações para condição 6 °

Já os resultados obtidos para a condição de 8°, figura 5.10, são os que apresentam pior característica de convergência. Quando se comparam os níveis dos tons, por exemplo, nota-se que existem diferenças de até 6 dB em 1000 e 1300Hz. Para valores 2000Hz, o espectro obtido com a malha mais refinada excede os demais em 2 dB. Esse fato pode indicar que as escalas das fonte de ruído do "slat"diminuem com o aumento do ângulo de ataque.

As figuras 5.8,5.9 e 5.10 demonstram que a condição híbrida produz resultados equivalentes aos obtidos utilizando condição de aderência completa, com precisão de 2 dB. Poderse-ia pensar que essa equivalência só existe porque se usa apenas a superfície do "slat"e o bordo de ataque do elemento principal. Contudo, os resultados obtidos com as malhas "COVA128FLAP128"mostram que até mesmo diferenças no escoamento do flap são capturadas pelas superfícies da figura 5.5. Dessa forma, existe segurança em afirmar que as condições híbridas podem ser utilizadas nos casos em que não existe separação no elemento principal, sem exigir elevado refinamento para capturar a camada limite na superfície do perfil.



Figura 5.10: Espectros das simulações para condição 8 °

5.2 Comparação com resultados experimentais

As tabelas 5.2 e 5.3 comparam simulações e experimentos através da integração da curva de nível de pressão sonora até a banda de 10000Hz. Conforme já era esperado pelas análises apresentadas na seção 5.1.7, as diferenças de níveis entre as simulações com condição de contorno híbrida e condição de aderência completa são mínimas. As malhas com refinamento igual ou superior à malha "COVA128FLAPGAP256" diferem dos resultados experimentais no máximo 2.5 dB. Para referência, métodos que apresentam diferenças de até 10 dB nas comparações já são considerados úteis nos ciclos de projeto de hipersustentadores se puderem capturar as variações nos níveis de ruído com o ângulo de ataque (POTT-POLLENSKE et al., 2009).

Uma análise mais detalhada dos resultados apresentados na tabela 5.2 pode ser feita comparando-se os espectros de simulação e experimentos, figuras 5.11, 5.12 e 5.13. Como o nível total de energia é influenciado pela banda mais pronunciada, são esperadas diferenças maiores quando se comparam cada uma das bandas do espectro. No caso do ângulo de ataque 4°, a energia se concentra entre 500 e 2000 Hz. Por isso, a diferença de 4 dB a partir de 3000 Hz não influencia significativamente os níveis globais apresentados na tabela 5.2.

Em todos os ângulos de ataque, o espectro experimental apresenta uma elevação a



Figura 5.11: Comparação entre simulações e experimentos para condição 4 °. Espectro em 1/12 de oitava.



Figura 5.12: Comparação entre simulações e experimentos para condição 6 °. Espectro em 1/12 de oitava.

Condição	Valor medido	Malha	Resultado	Diferença
		COVA128FLAPGAP256	88.97	2.59
4 °	91.56	COVA256FLAPGAP256	89.74	1.82
		COVA512FLAPGAP256	89.78	1.78
		COVA128FLAPGAP256	88.57	0.33
6 °	88.90	COVA256FLAPGAP256	88.97	-0.07
		COVA512FLAPGAP256	88.25	0.65
8 °	86.54	COVA128FLAPGAP256	85.28	1.26
		COVA256FLAPGAP256	85.49	1.05
		COVA512FLAPGAP256	86.23	0.31

Tabela 5.2: Comparação dos níveis de ruído integrados até 10 000 Hz. Condição de aderência completa.

Tabela 5.3: Comparação dos níveis de ruído integrados até 10 000 Hz. Condição híbrida.

Condição	Valor medido	Malha	Resultado	Diferença
		COVA128FLAPGAP128	88.45	3.11
4 °	91.56	COVA128FLAPGAP256	89.07	2,49
		COVA256FLAPGAP256	89.82	1.74
		COVA128FLAPGAP128	83.76	5.14
6 °	88.90	COVA128FLAPGAP256	87.72	1.18
		COVA256FLAPGAP256	87.49	1.41
		COVA128FLAPGAP128	79.59	6.95
8 °	86.54	COVA128FLAPGAP256	84.55	1.99
		COVA256FLAPGAP256	84.01	2.53

partir de $f \approx 7000$ Hz, isto é, $St \approx 15$. Nessa faixa de número de Strouhal, predomina o ruído devido ao desprendimento de vórtices no bordo de fuga, fenômeno característico de modelos em escala (DOBRZYNSKI, 2010). Como o objetivo desse trabalho é investigar as fontes de ruído até $St \approx 10$, não houve qualquer tentativa de capturar esse fenômeno através do refinamento da região do bordo de fuga do "slat".

As figuras 5.11, 5.12 e 5.13 mostram que as simulações concentram o ruído tonal em um número reduzido de bandas de frequência, quando comparado com os resultados experimentais. Dessa forma, as simulações capturam tons mais pronunciados, em detrimento de um nível de ruído banda larga menor, resultando no espectro com aparência "serrilhada". Também se nota que em todas as simulações os tons são capturados em frequências ligeiramente menores que as frequências medidas no túnel.

Embora os resultados para o ângulo de ataque 4° apresentem as melhores características de convergência nas altas frequências, eles apresentam os níveis menores que os níveis



Figura 5.13: Comparação entre simulações e experimentos para condição 8 °. Espectro em 1/12 de oitava.

observados experimentalmente nas frequências $f \ge 3000$ Hz. No caso do ângulo de 6°, a concordância nessa região do espectro é excelente, como mostra a figura 5.12.

Analisando ainda as frequências $f \ge 3000$ Hz, percebe-se que as simulações para o ângulo 8°se aproximam das medições com o refinamento de malha. No entanto, nas demais regiões do espectro a diferença é muito significativa. Os tons estão visivelmente em frequências diferentes dos resultados experimentais. Além disso, os níveis de ruído de banda larga na base dos tons foi subestimado pelas simulações.

Embora os resultados tenham apresentado boa concordância com os dados experimentais, Guo et al. (2003) ressaltam que existe uma grande dificuldade de se obter níveis absolutos em ensaios de beamforming. Para que a comparação seja completa, é necessário estimar as incertezas introduzidas pela técnica de beamforming.

5.2.1 Introdução à técnica de beamforming

A analogia acústica permite isolar o ruído gerado pelo "slat" das demais fontes do escoamento porque nas simulações numéricas os campos de velocidade e pressão são conhecidos na fonte. Nos experimentos, os microfones apenas mapeiam o campo acústico resultante. Como nos túneis de seção fechada os microfones estão imersos no escoamento, os sinais nos microfones p(t) são uma combinação de flutuações de pressão acústica s(t) e hidrodinâmica e(t), conforme equação 5.10.

$$p(t) = s(t) + e(t)$$
 (5.10)

O objetivo da técnica de beamforming é filtrar o sinal acústico das demais flutuações e estimar a localização e o nível das fontes acústicas através de um conjunto de microfones com posição conhecida. O fato das flutuações acústicas obedecerem à equação de onda impõe características importantes no conjunto de sinais nos microfones. Em particular, o espectro cruzado entre os sinais de dois microfones possui um valor bem definido em função posição relativa entre fonte e microfones. Na técnica de beamforming, toda a parcela do sinal que não corresponde à estrutura imposta pela equação de onda é considerada parcela de erro, como mostra a equação 5.10. Esse é o princípio que possibilita separar as flutuações hidrodinâmicas das flutuações acústicas.

A transformada de fourier de cada um dos sinais nos microfones $P^T = [P_1(\omega), P_2(\omega), ..., P_m(\omega)]$ se relaciona com a transformada do sinal através da equação 5.11, na qual a matriz H representa a matriz de transferência entre fonte e microfones.

$$P = QH + E \tag{5.11}$$

A densidade espectral de potência da fonte Q, Π_q , é calculada minimizando a norma do vetor de erro E. Segundo Fenech (2009), a melhor estimativa para a equação 5.11 pode ser expressa através da matriz de correlação cruzada ($\Pi_{p_1p_2}$) entre cada par de microfones através da expressão 5.12, na qual a barra indica o complexo conjugado.

$$\Pi_{q} = \frac{\bar{H}^{T} \Pi_{p_{1}p_{2}} H}{\left(\bar{H}^{T} H\right)^{2}}$$
(5.12)

A estrutura imposta pela equação de onda, isto é, condições de contorno e natureza da fonte, se manifesta através da matriz H. Usualmente se utilizam funções de Green de campo aberto, mesmo que as medições sejam feitas em ambientes reverberantes, tal como no caso de túnel de seção fechada. Além disso, a matriz de transferência depende da posição e natureza da fonte. Por simplicidade, assume-se que a fonte Q irradie de forma omnidirecional, isto é, que a fonte seja um monopolo. Outra dificuldade é o fato de que a matriz H depende da posição da fonte, incógnita do problema.

Segundo Fenech (2009), a forma mais usual de se contornar o problema da posição da

fonte consiste em assumir um número de monopolos independentes e impor sua posição através de uma malha num plano imaginário. Embora essa técnica dispense conhecimento prévio sobre a distribuição espacial das fontes, na prática ela dificulta a estimativa da intensidade das fontes reais ao distribuir a energia em função da malha do plano de pesquisa.

Esse espalhamento das fontes pode ser quantificado através da resposta da antena a um monopolo unitário, conhecida na literatura de beamforming como "Point-Spread-Function". Assim, os mapas de beamforming são o resultado da convolução entre o valor das fontes equivalentes q com a resposta da antena (FENECH, 2009). Para minimizar esse efeito, deve-se escolher a geometria da antena criteriosamente e aplicar algoritmos de deconvolução Dougherty (2005).

De posse do mapa de localização de fontes, é possível isolar a contribuição de uma determinada fonte de ruído através da integração dos níveis de uma região em torno da fonte. Essa é a técnica utilizada nos ensaios de beamforming para isolar as contribuições do "slat"das demais regiões da asa.

5.2.2 Estimativa das incertezas devido ao processamento de beamforming

Em resumo, as principais hipóteses utilizadas na obtenção dos algoritmos de beamforming são :

- 1. As fontes se comportam como monopolos.
- Como o número de monopolos é desconhecido, adota-se um plano de pesquisa e faz-se a discretização do plano em uma malha de pontos.
- 3. Ao utilizar a equação 5.11 para a malha de pontos, implicitamente se faz a hipótese que os monopolos sejam independentes (descorrelacionados).
- 4. Assume-se propagação em campo aberto.

Enquanto o ruído do "slat"é representado na técnica de beamforming através de uma série de monopolos independentes, a analogia acústica o descreve como um dipolo uniformemente distribuído, no qual fontes adjacentes possuem correlação. Além de erros nos mapas de localização de fontes, esse conjunto de hipóteses pode pode provocar erros quantitativos nas estimativas (FENECH, 2009).

Tendo em vista que os dados experimentais já utilizam essas hipóteses e que desenvolver técnicas de beamforming adaptadas às particularidades do ruído de "slat"não faz parte do escopo desse trabalho, será realizada uma estimativa dos potenciais erros da técnica de beamforming utilizando para tanto dados de simulações. Para tanto, o sinal de pressão acústica em cada um dos microfones mostrados na figura 5.14 será calculado através da analogia acústica. Esse conjunto de sinais será utilizado para alimentar o mesmo algoritmo de beamforming utilizado para processamento dos dados experimentais em Jamaguiva (2012). Deve-se ressaltar que o objetivo aqui não é gerar mapas de localização das fontes como em Adam et al. (2009), mas quantificar erros nas estimativas de nível devido às hipóteses de natureza e localização de fontes.



Figura 5.14: Geometria da antena de beamforming e ponto de referência para cálculo dos espectros.

A diferença entre a estimativa de beamforming no centro da antena e o espectro propagado diretamente para aquele ponto será utilizada para corrigir os dados das simulações antes de compará-los com os resultados experimentais. Nesse procedimento está implícita a hipótese de que as simulações capturam os dipolos distribuídos na superfície do "slat"tal como nos experimentos.

Utilizando toda a envergadura das simulações (80% da corda do "slat") como domínio de pesquisa, obtém-se mapas como mostrado na figura 5.15. O mapa das altas frequências,

figura 5.15(b), mostra que a técnica localizou apenas a metade da envergadura utilizada como fonte da equação de FWH. Já nas baixas frequências, figura 5.15(a), a técnica espalha as fontes por todo o plano de pesquisa, incluindo a metade da envergadura que não foi utilizada para propagação acústica. Esse comportamento ilustra a baixa resolução da técnica de beamforming para frequências mais baixas, conforme detalhado em Fenech (2009).



Figura 5.15: Mapas de localização de fonte obtidos através de beamforming de simulações computacionais. Na baixa frequência a), o algoritmo localiza a região do "slat"como fonte de ruído, mas não captura que apenas metade da envergadura foi utilizada. Na alta frequência b), o algoritmo localiza as fontes apenas na metade da envergadura utilizada para propagação.

A partir de mapas como os apresentados na figura 5.15, calcula-se a contribuição de cada monopolo para o ruído no centro da antena. Como é utilizada a hipótese de monopolos independentes, o nível no ponto central da antena é calculado através da soma da energia de cada um dos monopolos. A figura 5.16, demonstra que o algoritmo de beamforming utilizado nos experimentos subestima o espectro no centro da antena em até 3 dB. A diferença entre esses valores será adicionada aos espectros das simulações para contabilizar a mesma perda de energia a que estão submetidos os dados experimentais.

A análise de beamforming com os dados numéricos indica que o algoritmo de beamforming é especialmente afetado por fontes correlacionadas, como mencionam as referências Fenech (2009). A principal consequência desse fato é a perda de resolução em ambientes rever-



Figura 5.16: Efeito do algoritmo de beamforming no espectro em um terço de oitava.

berantes, como no túnel de seção fechada.

Para entender como as paredes afetam o algoritmo de beamforming, considere o problema de uma fonte pontual na presença de um plano rígido, conforme figura 5.17. Como a velocidade de partícula deve ser nula na parede, o campo sonoro na presença da parede pode ser descrito como a soma do campo sonoro da fonte original F com o de uma fonte virtual I de mesmo nível da fonte original e em fase, posicionada simetricamente em relação à parede. A fonte virtual cancela a velocidade acústica ao longo da parede e dobra a amplitude dos sinais de pressão naquela localidade. Em escala dB, o efeito da parede é a adição do fator 20log (2) = 6.02 dB ao espectro. Esse exemplo mostra conceitualmente que a presença de paredes viola as hipóteses básicas dos algoritmos de beamforming ao adicionar fontes perfeitamente correlacionadas com a fonte original e posicionadas fora do plano de pesquisa. No caso do túnel de seção fechada, a condição se agrava porque são necessárias múltiplas imagens para satisfazer a condição de reflexão em todas as paredes.



Figura 5.17: Fonte equivalente gerada pela presença de paredes.

Segundo Kröber e Koop (2011), esse efeito de reverberação pode contaminar as baixas frequências em até 4,5 dB, quando se comparam as medições realizadas em túneis de seção aberta contra túneis de seção fechada. Como as paredes laterais do túnel de São Carlos são confeccionadas em madeira naval, não se esperam significativos efeitos de reverberação. Ainda assim, deve-se ter em mente o valor de 4,5 dB, visto que as dimensões do túnel utilizado por Kröber e Koop (2011) são similares às dimensões do túnel de LAE-1, as reflexões das paredes laterais.

Para finalizar o capítulo, as figuras 5.18, 5.19 e 5.20 apresentam uma comparação entre simulações e experimentos considerando a correção de beamforming discutida na seção 5.2.2. Como pode ser visto, ocorre uma diminuição do nível de ruído nas simulações, o que afasta os resultados das medições experimentais.

A correção atinge particularmente as baixas frequências, nas quais já eram esperados desvios de 4.5 dB devido aos efeitos de reverberação não incluídos nas simulações (KRÖBER; KOOP, 2011). Não é possível atribuir as diferenças nas baixas frequências apenas à reverberação, porque o fato do espectro apresentar grandes oscilações entre os tons e vales prejudica a comparação quantitativa. Simulações mais longas, que permitiriam o obter maior número de médias no espectro, permitiriam conclusões definitivas sobre o papel da reverberação nas diferenças em baixas frequências.



Figura 5.18: Comparação entre simulações utilizando correção de beamforming e experimentos para condição 4 °. Espectro em 1/12 de oitava.



Figura 5.19: Comparação entre simulações utilizando correção de beamforming e experimentos para condição 6 °. Espectro em 1/12 de oitava.



Figura 5.20: Comparação entre simulações utilizando correção de beamforming e experimentos para condição 8 °. Espectro em 1/12 de oitava.

6 CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO AO REDOR DO "SLAT"E IDENTIFICAÇÃO DAS FONTES DE RUÍDO

O objetivo desse capítulo é investigar em detalhes a estrutura do escoamento ao redor do "slat"e estudar a sua relação com a geração de ruído. As simulações serão validadas através de comparações qualitativas entre os campos de velocidade e vorticidade obtidos nas simulações e medições experimentais publicados por Jenkins et al. (2004). Em todo o capítulo serão utilizadas as simulações com condição de aderência completa descritas no capítulo 5. Convém ressaltar que as simulações representam condições diferentes das medidas no experimento do túnel BART, conforme apresentado na tabela 6.1.

Parâmetro	Condição		
	Simulações	Experimentos NASA (BART)	
Número de Mach	0,1	0,17	
Número de Reynolds	10^{6}	$1,710^{6}$	
Altura da seção de testes (m)	1,7	0,7	
Corda do aerofólio (m)	0,5	0,457	

Tabela 6.1: Diferenças entre as condições simuladas e medidas no experimento de Jenkins et al. (2004)

6.1 Variação do escoamento com o ângulo de ataque

As figuras 6.1 a 6.4 apresentam contornos de velocidade na direção do escoamento (u)e na direção da força de sustentação (v) para os ângulos de ataque $\alpha = 4 \text{ e 8}^\circ$. As principais sensibilidades do escoamento ao ângulo de ataque, como a desaceleração no escoamento próximo à cúspide, a aceleração do escoamento no gap e a diminuição da bolha de recirculação com o aumento do ângulo de ataque foram capturadas nas simulações. Os campos de velocidade média também foram bem capturados nas simulações, embora elas indiquem as componentes horizontal e vertical do vetor velocidade mais negativas na região mais próxima das paredes.



Figura 6.1: Campo médio de velocidade na direção do escoamento (*u*) para $\alpha = 4^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).

Conforme observado nas figuras 6.5e 6.6, a camada cisalhante obtida através de simulações é muito mais espessa do que a medida experimentalmente. Dentre os fatores relacionados às medições experimentais que poderiam causar essa diferença, pode-se citar que a resolução do PIV era inadequada para medição dos gradientes concentrados na região da cúspide, conforme explicado em Choudhari e Khorrami (2007).

Do ponto de vista computacional, possíveis motivos para a maior espessura da camada cisalhante são o uso de funções de parede e a falta de refinamento de malha na região da cúspide. As simulações empregam funções de parede calibradas para camadas-limite turbulentas, enquanto a camada limite na cúspide do "slat"é subcrítica, apresentando $Re_{\theta} \approx 131$ mesmo para a condição mais crítica de gradiente de pressão nulo entre o ponto de estagnação no bordo de ataque do "slat"e a cúspide (CHOUDHARI; KHORRAMI, 2007). Ao comparar os resultados apresentados nesse capítulo com simulações numéricas disponíveis na literatura¹, nas quais o próprio modelo de turbulência calcula o ponto de transição, verifica-se que a camada limite apresentada nesse trabalho é mais espessa. Os comprimento dos elementos na direção normal à parede também é muito menor se comparado ao comprimento utilizado nas simulações apresentadas na literatura, o que já seria suficiente para obter uma camada limite mais espessa. Por último, deve-se lembrar que o número de Reynolds utilizado nas simulações é menor que o número de Reynolds dos experimentos de Jenkins et al. (2004).

¹Podem-se citar as seguintes referências : Khorrami et al. (2004), Choudhari e Khorrami (2007), Knacke e Thiele (2008) e Lockard e Choudhari (2009)



Figura 6.2: Campo médio de velocidade na direção vertical ao escoamento (v) para $\alpha = 4^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).



Figura 6.3: Campo médio de velocidade na direção do escoamento (*u*) para $\alpha = 8^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).



Figura 6.4: Campo médio de velocidade na direção vertical ao escoamento (v) para $\alpha = 8^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).



Figura 6.5: Campo médio de vorticidade (ω_z) para $\alpha = 4^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).



Figura 6.6: Campo médio de vorticidade (ω_z) para $\alpha = 8^{\circ}(a)$ Simulações (b) Medições experimentais de Jenkins et al. (2004).

Uma inspeção ainda mais cuidadosa dos contornos médios de vorticidade experimentais revela uma região muito pequena próxima ao bordo de fuga do "slat"com níveis de vorticidade comparáveis ao início da camada cisalhante. Devido à proximidade do bordo de fuga não se pode descartar tal região como uma importante fonte de ruído. Visto que a metodologia de simulação não é adequada para capturar flutuações de camada limite, pode-se atribuir a ausência dessa região nos resultados numéricos à resolução espacial da malha e às funções de parede.

6.2 Dinâmica dos vórtices na região da cova

O escoamento ao redor do "slat"é dominado por estruturas tridimensionais, como pode ser observado comparando-se os campos de vorticidade instantânea calculados através de simulações bidimensionais (figura 6.7(b)) com os campos obtidos através de simulações com condição periódica (figura 6.7(a)). As escalas características dos vórtices são afetadas significativamente pelas tridimensionalidades. Enquanto na simulação bidimensional as estruturas geradas no enrolamento da camada cisalhante permanecem aproximadamente com o mesmo diâmetro ao longo da trajetória até o ponto de recolamento, na simulação tridimensional as estruturas deformam-se continuamente, reduzindo seu comprimento característico. Quando essas estruturas circulam próximo à superfície do "slat"ocorre a separação da camada limite e a injeção de pequenas estruturas com vorticidade negativa. A ausência de um grande número de estruturas coerentes na simulação tridimensional já indica porquê as simulações bidimensionais viscosas não capturam a dinâmica da vorticidade corretamente: tais estruturas induzem acentuada separação da camada limite na superfície da cova. Na figura 6.7(a), apenas estruturas pequenas se comparadas com o comprimento dos vórtices iniciais penetram a região de recirculação.

Próximo do ponto de recolamento, as estruturas vorticais observadas nas simulações tridimensionais possuem escalas de comprimento menores quando comparadas com as simulações bidimensionais. Entretanto, imediatamente após a separação na cúspide os vórtices são muito maiores do que no caso bidimensional, o que provoca o enrolamento tardio da camada cisalhante. Essa diferença não é crítica porque o comprimento médio da trajetória da camada cisalhante² é suficiente para o desenvolvimento de estruturas turbulentas antes do ponto de recolamento. Essa hipótese é confirmada pelas estruturas tridimensionais apresentadas na figura 6.8.



Figura 6.7: Contornos de ω_z (a) Simulações tridimensionais com condição periódica (b) Simulações bidimensionais de Bonatto et al. (2010).

Ao atingir a superfície sólida, os vórtices sofrem compressão e são acelerados em direção ao bordo de fuga. Nessas condições, os vórtices se alinham com a direção principal do escoamento, como pode ser visto na figura 6.8. Pela lei de Biot-Savart (ANDERSON, 2001), os vórtices alinhados com a direção longitudinal provocam ondas de compressão das partículas de fluido contra a superfície do "slat", o que intensifica a flutuação de pressões.

Em seguida, serão analisados os contornos instantâneos de vorticidade. Segundo Jen-

²Segundo Choudhari e Khorrami (2007), o comprimento médio da camada cisalhante é aproximadamente 1600 vezes a sua espessura de quantidade de movimento.



Figura 6.8: Estruturas vorticais ao redor do "slat". Isosuperfícies $|\omega| = 350$.

kins et al. (2004), a bolha de recirculação do "slat"é caracterizada por dois estados. No chamado estado 1 da cova, mostrado na figura 6.9, a camada cisalhante enrola-se em direção ao centro da recirculação, afastando-se do bordo de fuga. Nessa situação, observam-se poucas estruturas coerentes porque ocorre grande deformação das estruturas vorticais à medida que elas se aproximam do recolamento. As estruturas deformadas penetram a região de recirculação e induzem separação da camada limite na cova, como pode ser observado através dos vórtices de sinal negativo próximos à superfície do "slat". Eles são eventualmente capturados pela zona de recirculação e levados em direção à camada cisalhante. Como tais vórtices são essencialmente tridimensionais e de pequena escala, eles não interrompem o fluxo de vorticidade proveniente da cúspide.

No estado 2, apresentado na figura 6.10, o ponto de recolamento está mais próximo do bordo de fuga do "slat". Além de se observar mais estruturas coerentes ao longo da camada cisalhante do que no estado 1, nota-se que nessa condição há maior possibilidade dos vórtices escaparem da recirculação e serem emitidos através do gap.

Embora os dois estados da cova possam ser identificados nos dois ângulos de ataque analisados, eles são mais distintos no ângulo de 4°. Nesse caso a trajetória da camada cisalhante é maior e curvada em direção ao elemento principal. Como nesse caso a camada cisalhante incide na superfície do "slat"num ponto mais afastado do bordo de fuga, o ângulo formado entre a normal da superfície e o ângulo da trajetória é próximo de 90°, o que facilita a entrada dos vórtices na zona de recirculação.



Figura 6.9: Comparação entre os contornos instantâneos de vorticidade ilustrando o estado 1 da cova. (a) Simulações (b) Experimentos $\alpha = 4^{\circ}$. (c) Simulações (d) Experimentos $\alpha = 8^{\circ}$.



Figura 6.10: Comparação entre os contornos instantâneos de vorticidade ilustrando o estado 2 da cova. (a) Simulações (b) Experimentos $\alpha = 4^{\circ}$. (c) Simulações (d) Experimentos $\alpha = 8^{\circ}$.

Para demonstrar que nos ângulos mais baixos maior parte da vorticidade é capturada pela zona de recirculação, as figuras 6.12(a) e 6.12(b) apresentam respectivamente o perfil médio de vorticidade na cúspide e no bordo de fuga do "slat". As simulações indicaram que o perfil inicial da camada cisalhante é pouco sensível ao ângulo do ataque, fato também observado nos experimentos de Jenkins et al. (2004). Ao contrário da cúspide, a figura 6.12(b) mostra que o perfil de vorticidade nas vizinhanças do bordo de fuga é significativamente afetado pelo ângulo de ataque. Como nos ângulos mais elevados a esteira é mais espessa e apresenta maior valor de vorticidade máxima, conclui-se que grande parte da camada cisalhante consegue escapar da zona de recirculação e é acelerada em direção ao gap.



Figura 6.11: Regiões utilizadas para extração de perfis. Análise do perfil de velocidades realizada nos eixos y.

6.3 O mecanismo de geração de ruído

Segundo a equação de Ffowcs-Williams e Hawkings (5.8), os mecanismos de geração de ruído são as estruturas do escoamento que imprimem elevadas flutuações de pressão na superfície sólida. No caso da superfície do "slat", as simulações indicaram que a fonte de ruído dominante está associada ao recolamento da camada cisalhante, como mostra a figura 6.13. Esse mecanismo já havia sido proposto por Imamura et al. (2008), embora não tenha sido discutido



Figura 6.12: Perfis de vorticidade adimensional, $\omega_z c_s/U_{\infty}$, nos perfis apresentados na figura 6.11. (a) Variação do perfil de vorticidade na cúspide com o ângulo de ataque (b) Variação do perfil de vorticidade no gap com o ângulo de ataque.

em detalhes.

Se a geração de ruído está diretamente associada às flutuações de pressão na camada cisalhante resta entender porque o ruído do "slat"diminui com o aumento do ângulo de ataque se o perfil inicial da camada cisalhante é invariante na faixa analisada. A variação dos perfis da esteira no bordo de fuga apresentada na figura 6.12(b) sugere que, enquanto nos ângulos de ataque maiores grande parte da energia gerada na camada cisalhante é retirada do escoamento nas vizinhanças do "slat", nos ângulos menores uma fração maior dessa energia é injetada no-vamente na camada cisalhante através da zona de recirculação.

Para demonstrar a existência desse mecanismo serão analisados espectros de flutuações de propriedades ao longo da camada cisalhante, mais especificamente nos pontos apresentados na figura 6.14. Para aumentar o número de amostras utilizados na análise estatística, para cada estação na envergadura foi calculado um espectro e, em seguida, tomou-se a média desses espectros. Em toda a discussão que se segue, o número de Strouhal é definido através da corda do "slat" c_s e da velocidade do escoamento livre U como sendo $St = fc_s/U$.

O desenvolvimento da camada cisalhante é significativamente afetado pelo ângulo de ataque, como mostram os espectros de velocidade vertical apresentados nas figuras 6.15(a) e 6.15(b). Comum às duas condições simuladas é o fato de que a energia das flutuações é maior nas proximidades do ponto de recolamento e compreende aproximadamente três décadas na frequência, entre $0.1 \leq St \leq 100$. Entretanto, esse mecanismo é muito mais evidente na condição 8 °, indicando que na condição 4 °os níveis de energia são regulados por outro mecanismo dominante.

Na condição 8°, a camada cisalhante ganha energia gradativamente ao longo da trajetória. O enrolamento da camada cisalhante e a geração de vórtices discretos se apresenta na forma de elevações no espectro na faixa de frequências $7 \le St \le 20$. Nos pontos 3 e 4, a elevação se extende para as baixas frequências $2 \le St \le 20$. Nessa região também se observam múltiplos picos tonais. Finalmente, na região do recolamento, o espectro não apresentam mais a elevação.

Na condição 4° também se observa a migração de energia para as baixas frequências e o aumento dos níveis à medida que se caminha em direção ao ponto de recolamento. No entanto, a figura 6.15(a) mostra que a diferença de energia ao longo da trajetória da camada cisalhante é significativamente menor.

Embora os perfis iniciais da camada cisalhante nos ângulos de ataque 4°e 8°sejam similares, os níveis de energia logo após a separação já apresentam diferenças, como mostra





Figura 6.13: Contornos de C_p^{RMS} identificando a região de recolamento da camada cisalhante como fonte de ruído.



Figura 6.14: Pontos utilizados para cálculo do espectro da camada cisalhante.







Figura 6.15: Evolução dos espectros da velocidade vertical da camada cisalhante, ao longo dos pontos apresentados na figura 6.14. Ângulo de ataque (a) 4 $^{\circ}$ (b) 8 $^{\circ}$.

a figura 6.16. As figuras 6.17 e 6.18 mostram que as diferenças entre os níveis de flutuações das duas condições se intensificam nos pontos 2 e 3. Também se nota que nesses pontos os espectros das componentes u e v apresentam elevações mais pronunciadas na condição 8°. No entanto, a componente w, que representa a tridimensionalidade, é significativamente maior na condição 4°.

Nos pontos 4 e 5, mais próximos do ponto de recolamento, as figuras 6.19 e 6.20 mostram que a diferença de energia devido ao ângulo de ataque diminui. No entanto, o nível de energia nas vizinhanças do recolamento foi ditado pelo nível de energia desenvolvido ao longo da camada cisalhante e, por isso, o ângulo de ataque 4 °apresenta as maiores flutuações nas proximidades do ponto de recolamento e consequentemente o maior ruído.

Como o perfil inicial da camada cisalhante é o mesmo para os dois ângulos de ataque e a principal diferença entre essas condições é a espessura da esteira que deixa o bordo de fuga do "slat", pode-se afirmar que o mecanismo de intensificação das flutuações da camada cisalhante é a recirculação.



Figura 6.16: Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 1 da figura 6.14.



Figura 6.17: Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 2 da figura 6.14.



Figura 6.18: Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 3 da figura 6.14.



Figura 6.19: Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 4 da figura 6.14.



Figura 6.20: Comparação dos espectros de flutuações de velocidades da camada cisalhante no ponto 5 da figura 6.14.

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

7.1 Conclusões

Nesse trabalho foram apresentados resultados de simulações computacionais do escoamento ao redor do "slat"em condição de túnel de vento com objetivo de estudar os mecanismos de geração de ruído de "slat". O trabalho foi dividido em duas partes independentes, correspondentes aos capítulos 5 e 6. A primeira delas tinha como objetivo propor uma forma de se comparar os espectros obtidos através de simulações com medições experimentais. A segunda parte do trabalho tinha como objetivo explicar a dependência do ruído em relação ao ângulo de ataque observada na primeira parte através de análise qualitativa e quantitativa dos campos de velocidade nas vizinhanças do "slat". As principais conclusões do estudo serão apresentadas a seguir.

No capítulo 5 foi apresentado o modelo utilizado para representar a geração de ruído de "slat"no túnel LAE-1. Foi demonstrado que o método Lattice-Boltzmann em conjunto com a equação de Ffowcs-Williams e Hawkings capturam a diminuição dos níveis de ruído com o aumento do ângulo de ataque, embora superestime a diferença em 0.8 dB. Para referência, os melhores métodos para comparação relativa de configurações disponíveis na literatura apresentam diferenças de até 3 dB.

Foi desenvolvida uma equação geral para corrigir a diferença de níveis absolutos devido à diferença entre o comprimento de envergadura ensaiado no túnel e o comprimento simulado. Embora a correção já fosse conhecida há dez anos, a única hipótese utilizada no equacionamento apresentado no capítulo 5 é a de que a geração de ruído no "slat"não varie ao longo da sua envergadura.

As simulações corrigidas para a mesma envergadura subestimam o ruído medido em túnel em até 2,5 dB no nível total de energia quando se comparam os resultados utilizando a malha mais refinada com os experimentos. Na revisão bibliográfica realizada nesse trabalho não foram encontradas comparações entre simulações e experimentos em que a diferença fosse

menor que 5 dB, mesmo quando as foram realizadas em túneis de seção aberta. Além disso, estima-se que as incertezas dos dados experimentais sejam de até 4,5 dB devido à reverberação.

Tendo sido reproduzidas as observações experimentais, o capítulo 6 se concentrou em estudar os mecanismos de geração de ruído no "slat". Examinando as flutuações de pressão na superfície do "slat"concluiu-se que o ruído é gerado na região do recolamento da camada cisalhante.

Para explicar a dependência do ruído do "slat"com o ângulo de ataque, foi proposto que as flutuações incidentes no recolamento resultam de mecanismo de realimentação da camada cisalhante pelos vórtices capturados pela recirculação. Essa hipótese foi motivada pelo fato de que a espessura da esteira a jusante do bordo de fuga aumenta significativamente com o aumento do ângulo de ataque , indicando que nos ângulos menores as estruturas vorticais geradas pelo desenvolvimento da camada cisalhante permanecem na cova do "slat"e intensificam as flutuações de velocidade e pressão nas vizinhanças do ponto de recolamento.

Verificou-se que existe uma relação inversa entre o tamanho da bolha de recirculação do "slat"e o ângulo de ataque. Como nos ângulos de ataque mais baixos a bolha de recirculação é maior, a camada cisalhante incide praticamente na direção normal à superfície. Essa condição facilitaria a captura dos vórtices pela zona de recirculação e intensificaria as flutuações na camada cisalhante.

Para testar a existência desse mecanismo, foram comparados os perfis de velocidade e vorticidade na cúspide e espectros de flutuação de velocidade em cinco pontos ao longo da trajetória da camada cisalhante. Dentro da faixa de ângulos de ataque analisada foi observado que o perfil inicial da camada cisalhante é invariante, enquanto os espectros das flutuações de velocidade indicaram níveis de flutuações muito maiores no caso 4°. Esse resultado é consistente com o fato de que o ruído de "slat"é mais intenso nos ângulos mais baixos.

7.2 Sugestões para trabalhos futuros

Embora o modelo numérico tenha capturado as tendências e níveis absolutos observados nas medições experimentais com considerável precisão, ainda existem aspectos da modelagem que não puderam ser atacados por limitações de custo computacional. Por exemplo, a técnica proposta nesse trabalho desconsidera efeitos da reverberação nos resultados acústicos, enquanto as recentes pesquisas experimentais tem caminhado na direção de quantificar tais efeitos nos resultados de beamforming, como pode ser visto em Fenech (2009) e Kröber e Koop (2011). Claramente, incorporar esses fenômenos nos modelos numéricos auxiliaria no desenvolvimento das técnicas experimentais ao mesmo tempo em que permitiria conclusões mais precisas sobre as técnicas de simulação.

Em relação ao mecanismo de geração de ruído identificado no trabalho, surgem novas questões a serem respondidas, como a sensibilidade desse mecanismo aos seguintes parâmetros:

- Geometria bidimensional : ângulo de deflexão do "slat", gap e overlap
- Geometria tridimensional : enflechamento, afilamento, torção e presença de suportes.
- Números de Reynolds e Mach.

Também se pode investigar a validade do mecanismo proposto através da concepção de perfis visando a minimizar a realimentação na cova. Além de confirmar ou eventualmente invalidar esse mecanismo, essa frente contribuiria diretamente na concepção de soluções visando baixa emissão de ruído.
REFERÊNCIAS

ADAM, J.; RICOT, D.; MENORET, A. *Direct aeroacoustic source identification based on Lattice Boltzmann simulation and beamforming technique*. [S.l.]: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1801 Alexander Bell Dr., Suite 500 Reston VA 20191-4344 USA,, 2009.

AGARWAL, A. *The Prediction Of Tonal And Broadband Slat Noise*. Tese (Doutorado) — The Pennsylvania State University -The Graduate School, 2004.

ANDERSON, J. Fundamentals of aerodynamics. [S.l.]: McGraw-Hill New York, 2001.

BHATNAGAR, P.; GROSS, E.; KROOK, M. A model for collision processes in gases. i. small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical Review*, APS, v. 94, n. 3, p. 511, 1954.

BONATTO, A. S.; LOPES, V. M. L.; MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F. Comparative analysis of turbulence models for slat noise sources calculations employing structured meshes. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2010. Paper number 3834.

BRES, G. A.; PÉROT, F.; FREED, D. A ffowcs williams-hawkings solver for lattice-boltzmann based computational aeroacoustics. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2010. Paper number 2010-3711.

CHEN, H.; FILIPPOVA, O.; HOCH, J.; MOLVIG, K.; SHOCK, R.; TEIXEIRA, C.; ZHANG, R. Grid refinement in lattice boltzmann methods based on volumetric formulation. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Elsevier, v. 362, n. 1, p. 158–167, 2006.

CHEN, H.; TEIXEIRA, C.; MOLVIG, K. Realization of fluid boundary conditions via discrete boltzmann dynamics. *International Journal of Modern Physics C-Physics and Computer*, Singapore; Teaneck, NJ: World Scientific, c1990-, v. 9, n. 8, p. 1281–1292, 1998.

CHEN, S.; WANG, Z.; SHAN, X.; DOOLEN, G. Lattice boltzmann computational fluid dynamics in three dimensions. *Journal of Statistical Physics*, Springer, v. 68, n. 3, p. 379–400, 1992.

CHOUDHARI, M. M.; KHORRAMI, M. R. Slat cove unsteadiness effect of 3D flow structures. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2006. Paper number 0211.

CHOUDHARI, M. M.; KHORRAMI, M. R. Effect of three-dimensional shear-layer structures on slat cove unsteadiness. *AIAA Journal*, v. 45, n. 9, p. 2174–2186, 2007.

CHOUDHARI, M. M.; LOCKARD, D. P.; MACARAEG, M. G.; SINGER, B. A.; STREETT, C. L.; NEUBERT, G. R.; STOKER, R. W.; UNDERBRINK, J. R.; BERKMAN, M. E.; KHORRAMI, M. R.; SADOWSKI, S. S. *Aeroacoustic Experiments in the Langley Low Turbulence Pressure Tunnel.* [S.1.], 2002.

CHU, B.; KOVÁSZNAY, L. Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 3, n. 05, p. 494–514, 1958.

COLONIUS, T.; LELE, S. Computational aeroacoustics: progress on nonlinear problems of sound generation. *Progress in Aerospace sciences*, Elsevier, v. 40, n. 6, p. 345–416, 2004.

CRIGHTON, D. G. Aeroacoustics of Flight Vehicles, Theory and Practice: Noise Sources. [S.l.]: Acoustical Society of America, 1991. 391–447 p.

CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, The Royal Society, v. 231, n. 1187, p. 505–514, 1955.

DAM, C. van. The aerodynamic design of multi-element high-lift systems for transport airplanes. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 38, p. 101–144, 2002.

DOBRZYNSKI, W. Almost 40 years of airframe noise research: What did we achieve? *AIAA Journal*, v. 407 - nº 2, p. 353–367, 2010.

DOBRZYNSKI, W.; NAGAKURA, K.; GEHLHAR, B.; ; BUSCHBAUM, A. Airframe noise studies on wings with deployed high-lift devices. In: *AIAA/Confederation of European Aerospace Societies Paper*. [S.I.: s.n.], 1998.

DOBRZYNSKI, W.; POTT-POLLENSKE, M. Slat noise source studies for farfield noise prediction. In: *AIAA/Confederation of European AerospaceSocieties Paper 2001-2158*. [S.l.: s.n.], 2001.

DOUGHERTY, R. P. Extensions of DAMAS and Benefits and Limitations of Deconvolution in Beamforming. In: 11TH AIAA/CEAS AEROACOUSTICS CONFERENCE (26TH AIAA AEROACOUSTICS CONFERENCE). Monterey, California, 2005.

DOWLING, A.; WILLIAMS, J. Sound and sources of sound. JOHN WILEY & SONS, INC., 605 THIRD AVE., NEW YORK, NY 10158, USA, 1983, 321, 1983.

ESDU. An introduction to aircraft noise. [S.l.], 2002.

EWERT, R.; SCHRÖDER, W. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 188, n. 2, p. 365–398, 2003.

FAHY, F. Foundations of engineering acoustics. [S.l.]: Academic Press, 2001.

FARASSAT, F.; SUCCI, G. The prediction of helicopter rotor discrete frequency noise. In: *In: American Helicopter Society, Annual Forum, 38th, Anaheim, CA, May 4-7, 1982, Proceedings.*(A82-40505 20-01) Washington, DC, American Helicopter Society, 1982, p. 497-507. [S.l.: s.n.], 1982. v. 1, p. 497–507.

FENECH, B. Accurate aeroacoustic measurements in closed-section hard-walled wind tunnels. Tese (Doutorado) — University of Southampton - Faculty of Engineering, Science and Mathematics - School of Engineering Sciences, 2009.

FINK, M. R. Airframe Noise Prediction Method. [S.I.], 1979.

GRAD, H. Note on n-dimensional hermite polynomials. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, Wiley Online Library, v. 2, n. 4, p. 325–330, 1949.

GRAD, H. On the kinetic theory of rarefied gases. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, Wiley Online Library, v. 2, n. 4, p. 331–407, 1949.

GUO, Y. A model for slat noise generation. In: *AIAA Paper 97-1647*. [S.l.: s.n.], 1997. Paper number 1647.

GUO, Y. A discrete vortex method for slat noise generation. In: AIAA/Confederation of European AerospaceSocieties Paper 2001-2157. [S.l.: s.n.], 2001.

GUO, Y. Aircraft slat noise modeling and prediction. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Paper 2010-3837*. [S.l.: s.n.], 2010.

GUO, Y. P. Application of the ffowcs williams/hawkings equation to two-dimensional problems. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 403, p. 201–221, 2000. Disponível em: http://dx.doi.org/10.1017/S0022112099006989.

GUO, Y. P.; YAMAMOTO, K. J.; STOKER, R. W. Component-based empirical model for high-lift system noise prediction. *Journal of Aircraft*, v. 40, n. 5, p. 914–922, 2003.

HEIN, S.; HOHAGE, T.; SCHÖBERL, W. K. J. Acoustic resonances in a high-lift configuration. *Journal Fluid Mechanics*, v. 582, p. 179–202, 2007.

HILDEBRAND, F. Introduction to numerical analysis. [S.l.]: Dover Pubns, 1987.

HORNE, C. F.; HAYES, J. A.; ROSS, J. C. Measurements of unsteady pressure fluctuations on the surface of an unswept multi-element airfoil. In: *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 1997. Paper number 1645.

HOWE, M. A review of the theory of trailing edge noise. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 61, n. 3, p. 437–465, 1978.

HUANG, K. Introduction to statistical physics. [S.l.]: CRC, 2001.

IMAMURA, T.; ENOMOTO, S.; YOKOKAWA, Y.; YAMAMOTO, K. Three-dimensional unteady flow computational around a conventional slat of high-lift devices. *AIAA journal*, v. 46, n. 5, p. 1045–1053, 2008.

IMAMURA, T.; URA, H.; YOKOKAWA, Y.; YAMAMOTO, K. A far-field noise and near-field unsteadiness of a simplified high-lift-configuration model (slat). In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. [S.l.: s.n.], 2009. Paper number 1239.

JAMAGUIVA, J. *Identificação de Fontes Aeroacústicas usando a Técnica de Beamforming*. Dissertação (Mestrado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2012.

JENKINS, L. N.; KHORRAMI, M. R.; CHOUDHARI, M. Characterization of unsteady flow structures near leading-edge slat: Part I: PIV measurements. In: *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. [S.I.: s.n.], 2004. Paper number 2801.

KAEPERNICK, K.; KOOP, L.; EHRENFRIED, K. Investigation of the unsteady flow field inside a leading edge slat cove. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Paper number 2813.

KHORRAMI, M. R.; BERKMAN, M. E.; CHOUDHARI, M. Unsteady flow computations of a slat with a blunt trailing edge. *AIAA Journal*, v. 38, n. 11, p. 2050–2058, 2000.

KHORRAMI, M. R.; CHOUDHARI, M.; JENKINS, L. N. Characterization of unsteady flow structures near leading-edge slat: Part II: 2D computations. In: *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2004. Paper number 2802.

KHORRAMI, M. R.; SINGER, B. A. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free-shear-layer. In: *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2001. Paper number 2155.

KHORRAMI, M. R.; SINGER, B. A.; LOCKARD, D. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free-shear-layer: Part II. In: *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2002. Paper number 2579.

KLAUSMEYER, S.; LIN, J.; CENTER, L. R. Comparative results from a CFD challenge over a 2D three-element high-lift airfoil. Langley Research Center, October 1997.

KNACKE, T.; THIELE, F. Slat noise reduction using steady suction. In: *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2008.

KOLB, A.; FAULHABER, P.; DROBIETZ, R.; GRÜNEWALD, M. Aeroacoustic wind tunnel measurements on a 2d high-lift configuration. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (28th AIAA Aeroacoustics Conference). [S.1.: s.n.], 2007. Paper number 3447.

KÖNIG, D.; KOH, S. R.; SCHRÖDER, W.; MEINKE, M. Slat noise source identification. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2009.

KRÖBER, S.; KOOP, L. Comparison of microphone array measurements of an airfoil with high-lift devices in open and closed wind tunnels. In: *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*). [S.l.: s.n.], 2011.

LI, Y.; SHOCK, R.; ZHANG, R.; CHEN, H. Numerical study of flow past an impulsively started cylinder by the lattice-boltzmann method. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 519, p. 273–300, 2004.

LIGHTHILL, M. On sound generated aerodynamically. i. general theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, The Royal Society, v. 211, n. 1107, p. 564, 1952.

LIGHTHILL, M. On sound generated aerodynamically. ii. turbulence as a source of sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, The Royal Society, v. 222, n. 1148, p. 1, 1954.

LOCKARD, D. P.; CHOUDHARI, M. Noise radiation from a leading edge slat. In: *15th* AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. [S.l.: s.n.], 2009. Paper number 3101.

LOCKARD, D. P.; CHOUDHARI, M. The effect of cross flow on slat noise. In: *16th* AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. [S.l.: s.n.], 2010. Paper number 3835.

MARIÉ, S. Etude de la méthode boltzmann sur réseau pour les simulations en aéroacoustique. 2008.

MENDOZA, J. M.; BROOKS, T. F.; HUMPHREYS Jr., W. M. An aeroacoustic study of a leading edge slat configuration. *Int. Journal of Aeroacoustics*, v. 1, n. 3, p. 241–274, 2002.

MICHEL, U. The role of source interference in jet noise. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2009. Paper number 3377.

MORSE, P.; FESHBACH, H.; HILL, E. Methods of theoretical physics. *American Journal of Physics*, v. 22, p. 410, 1954.

PASCHAL, K.; JENKINS, L.; YAO, C. Unsteady slat wake characteristics of a 2-d high-lift configuration. In: *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2000. Paper number 139.

POPE, S. Turbulent flows. [S.l.]: Cambridge Univ Pr, 2000.

POTT-POLLENSKE, M.; ALVAREZ-GONZALEZ, J.; DOBRZYNSKI, W. Effect of slat gap on farfield radiated noise and correlation with local flow characteristics. In: *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Hilton Head, South Carolina: [s.n.], 2003.

POTT-POLLENSKE, M.; WILD, J. J.; DELFS, J. Development of a fast rans-based noise estimation method for high-lift system design. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (30th AIAA Aeroacoustics Conference). [S.l.: s.n.], 2009.

QIAN, Y.; D'HUMIERES, D.; LALLEMAND, P. Lattice bgk models for navier-stokes equation. *EPL (Europhysics Letters)*, IOP Publishing, v. 17, p. 479, 1992.

ROACHE, P. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual Review* of Fluid Mechanics, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 29, n. 1, p. 123–160, 1997.

ROSSITER, J.; BRITAIN, G. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. [S.1.], 1964.

SALEM, J.; WOLFRAM, S. Thermodynamics and hydrodynamics with cellular automata. *Thinking Machines Corporation, Cambridge*, 1985.

SANTANA, L. D. d. *Capacitação do tunel de vento da EESC-USP a realização de ensaios aeroacusticos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo - Escola de Engenharia de São Carlos, São Carlos, 2010.

SANTOS, G. A Methodology for Noise Prediction of Turbofan Engines. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2006.

SCHLIGHTING, H. Boundary-layer theory. McGraw-Hill, 1979.

SHAN, X. General solution of lattices for cartesian lattice bhatanagar-gross-krook models. *Phys. Rev. E*, American Physical Society, v. 81, p. 036702, Mar 2010. Disponível em: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.81.036702.

SHAN, X.; YUAN, X.; CHEN, H. Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the navier–stokes equation. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 550, n. -1, p. 413–441, 2006.

SIMOES, L. G. C.; SOUZA, D. S.; MEDEIROS, M. A. F. On the small effect of boundary layer thicknesses on slat noise. In: *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. [S.l.: s.n.], 2011. Paper number 2906.

SMITH, A. High-lift aerodynamics. Journal of Aircraft, v. 12, n. 6, p. 501–530, 1975.

STORMS, B. L.; ROSS, J. C.; HORNE, W. C.; HAYES, J. A.; DOUGHERTY, R. P.; UNDERBRINK, J. R.; SCHARPF, D. F.; MORIARTY, P. J. An Aeroacoustic Study of an Unswept Wing with a three-dimensional high lift system. [S.1.], 1998.

SUCCI, S. *The lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond*. [S.l.]: Oxford University Press, USA, 2001.

TAKEDA, K.; ASHCROFT, G. B.; ZHANG, X.; NELSON, P. A. Unsteady aerodynamics of slat cove flow in a high-lift device configuration. In: *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2001. Paper number 0706.

TAKEDA, K.; ZHANG, X.; NELSON, P. A. Computational aeroacoustic simulations of leading-edge slat flow. *Journal of Sound and Vibration*, v. 270, n. 3, p. 559 – 572, 2004. ISSN 0022-460X. 2002 I.M.A. Conference on Computational Aeroacoustics. Disponível em: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X03012100.

TAM, C. K. W.; PASTOUCHENKO, N. Gap tones. *AIAA Journal*, v. 39 no. 8, n. 8, p. 1442–1448, 2001.

TEIXEIRA, C. Incorporating turbulence models into the lattice-boltzmann method. *International Journal of Modern Physics C-Physics and Computer*, Singapore; Teaneck, NJ: World Scientific, c1990-, v. 9, n. 8, p. 1159–1176, 1998.

WANG, M.; FREUND, J. B.; LELE, S. K. Computational prediction of flow-generated sound. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, v. 38, p. 483–512, 2006.

WECKMULLER, C.; GUERIN, S.; WELLNER, J.; MICHEL, U. Ffowcs williams & hawkings formulation for the convective wave equation and permeable data surface. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Paper 2010-3710*. [S.l.: s.n.], 2010.

WELCH, P. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. *Audio and Electroacoustics, IEEE Transactions on*, IEEE, v. 15, n. 2, p. 70–73, 1967.

WILLIAMS, J.; HAWKINGS, D. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, The Royal Society, v. 264, n. 1151, p. 321, 1969.

ZHANG, R.; SHAN, X.; CHEN, H. Efficient kinetic method for fluid simulation beyond the navier-stokes equation. *Physical Review E*, APS, v. 74, n. 4, p. 046703, 2006.