REINALDO MARCONDES ORSELLI

**Investigação Numérica de Escoamento e Ruído Gerado em Corpos
Rombudos Prismáticos**

São Paulo

2012

REINALDO MARCONDES ORSELLI

**Investigação Numérica de Escoamento e Ruído Gerado em Corpos
Rombudos Prismáticos**

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

São Paulo

2012

REINALDO MARCONDES ORSELLI

**Investigação Numérica de Escoamento e Ruído Gerado em Corpos
Rombudos Prismáticos**

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

Área de Concentração:
Engenharia Mecânica de Energia e Fluidos

Orientador:
Prof. Dr. Julio Romano Meneghini

São Paulo

2012

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

São Paulo, 31 de julho de 2012.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Orselli, Reinaldo Marcondes

Investigação numérica de escoamento e ruído gerado em corpos rombudos prismáticos / R.M. Orselli. -- ed.rev. -- São Paulo, 2012.

191 p.

Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

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

DEDICATÓRIA

Dedico esta tese aos meus
pais que sempre acreditaram
em mim.

AGRADECIMENTOS

No ano de 2006, me apresentei à Escola Politécnica para a possibilidade de participar de um programa de doutoramento em engenharia. Devido à minha experiência em mecânica dos fluidos computacional, entrei em contato com o Prof. Julio R. Meneguini que me indicou o tema aeroacústica computacional no contexto do projeto Aeronave Silenciosa Fapesp/Embraer.

Primeiramente, gostaria muito de agradecer a oportunidade de participar do projeto Aeronave Silenciosa Fapesp/Embraer incluindo os colegas e engenheiros participantes do projeto. Em especial, aos engenheiros da Embraer e aos colegas das universidades participantes. Todos sempre muito prestativos, abertos a dúvidas e discussões que muito contribuíram para o aprendizado e crescimento na linha de pesquisa em aeroacústica no Brasil.

Nesses cinco anos de trabalho, convivi diariamente com os colegas do laboratório NDF da Escola Politécnica. Agradeço muito pela convivência cordial, prestativa e harmoniosa com todos. Não posso deixar de lembrar dos conselhos, discussões filosóficas e conceituais compartilhadas com os colegas que permitiram manter minha motivação e foco nessa longa caminhada.

Ainda, sou grato ao Prof. Fábio Saltara que muito me ajudou com sua experiência na área de mecânica dos fluidos computacional. Em especial, agradeço ao meu orientador Prof. Julio R. Meneguini pela oportunidade, incentivo, apoio e orientação em todo o desenvolvimento da tese de doutorado. Lembro das muitas etapas superadas, tais como a escolha do tema para a tese de doutorado e a implementação do *Cluster* para realização dos cálculos da propagação de ruído.

Por fim, agradeço a todos pela colaboração que de uma forma direta ou indireta contribuíram para a realização desta tese. Não deixando de lado também meus agradecimentos à CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pelo apoio financeiro e aos professores participantes da banca examinadora pelas sugestões dadas contribuindo com as correções finais realizadas na tese. A experiência e conhecimentos adquiridos no processo de desenvolvimento da tese de doutorado em conjunto com o projeto Aeronave Silenciosa foram muito gratificantes. Tenho certeza que todo esse esforço conjunto vale a pena em prol do desenvolvimento de aeronaves cada vez mais silenciosas.

“Não sei como pareço aos olhos do mundo, mas eu mesmo vejo-me como um pobre garoto que brincava na praia e se divertia em encontrar uma pedrinha mais lisa uma vez por outra, ou uma concha mais bonita do que de costume, enquanto o grande oceano da verdade se estendia totalmente inexplorado diante de mim.”

Isaac Newton

“A ciência permanecerá sempre a satisfação do desejo mais alto da nossa natureza, a curiosidade; fornecerá sempre ao homem o único meio que ele possui de melhorar a própria sorte.”

Ernest Renan

“A ciência de hoje é a tecnologia de amanhã.”

Edward Teller

“É menos mau inquietar-se na dúvida do que descansar no erro.”

Alessandro Manzoni

RESUMO

Muitos componentes de máquinas, equipamentos e meios de transporte podem ser representados na forma de corpos rombudos cujos deslocamentos em meio fluido podem gerar ruído. Nesse contexto, a tese tem como proposta o estudo da previsão numérica do ruído gerado oriundo do escoamento em torno de corpos rombudos. Como exemplo representativo de um corpo rombudo, o som gerado do escoamento ao redor de um cilindro é estudado. O escoamento em torno de um cilindro é considerado com esteira tridimensional e turbulenta na condição do regime subcrítico, que é caracterizado pela separação da camada limite no regime laminar.

O escoamento em torno de um cilindro é obtido através da simulação numérica não-estacionária considerando domínio computacional tridimensional. Para lidar com a turbulência e a tridimensionalidade, o escoamento é resolvido utilizando a metodologia de simulação de grandes escalas (LES). O domínio computacional é discretizado pelo método de volumes finitos. O ruído é calculado separadamente utilizando a analogia de Ffwoes Williams & Hawkings (FW-H), cuja equação de onda tem como termo fonte a solução do escoamento fornecida pela simulação numérica. Na analogia de FW-H, a flutuação de pressão acústica é obtida no campo afastado assumindo um meio quiescente entre a região das fontes sonoras (campo próximo) e o local considerado para o cálculo do ruído. Devido ao alto custo computacional da simulação tridimensional (3D), as simulações numéricas foram realizadas com comprimento de envergadura do cilindro limitado, possibilitando considerar parte dos efeitos tridimensionais da esteira. No cálculo final do ruído, os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo & Moon (2007) são empregados de forma a equiparar a geração sonora obtida com cilindro de menor comprimento de envergadura ao respectivo ruído obtido experimentalmente com cilindro de maior comprimento.

Esta tese contribuiu com uma investigação numérica da metodologia de cálculo de ruído utilizando a analogia de Ffwoes Williams & Hawkings para um escoamento tridimensional em torno de um cilindro considerando número de Reynolds elevado de $Re = 90.000$ e $Re = 22.000$. Os resultados mostram que a metodologia é capaz de prever o som no campo afastado nos casos simulados, visto que os espectros sonoros obtidos concordam com os respectivos dados experimentais. Além disso, os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo & Moon (2007) mostraram ser adequados para o cálculo do ruído adicional, que considera um ci-

lindro de comprimento maior, porém são dependentes da correta estimativa do comprimento de coerência do escoamento ao longo da envergadura do cilindro. Por fim, o espectro sonoro obtido no campo afastado é função do resultado fornecido pela simulação numérica do escoamento, principalmente quanto à coerência entre as flutuações de pressão ao longo do comprimento de envergadura do cilindro e à amplitude de flutuação de força na direção da sustentação exercida na parede do cilindro.

Palavras-chave: *Geometria e modelagem computacional, Dinâmica dos Fluidos, Acústica, Aerodinâmica de aeronaves.*

ABSTRACT

Many components of machines, equipments and means of transport can be represented as a bluff body whose motion through a fluid can generate noise. In this context, this thesis is focused on the study of numerical prediction of noise generated by the flow around bluff bodies. As an example of bluff body, the sound generated from flow around a circular cylinder is studied. The flow over a circular cylinder is investigated by considering the wake as tridimensional and turbulent in the subcritical regime, which is characterized by a laminar boundary layer separation.

The flow over a circular cylinder is obtained by time-dependent numerical simulation considering three-dimensional computational domain. In order to cope with turbulence and three-dimensionality, the flow is solved using the Large Eddy Simulation (LES) methodology. The computational domain is discretized by the finite volume method. The noise is calculated separately using the Ffowcs Williams & Hawkings (FW-H) analogy, whose wave equation has as a source term the flow solution provided by the numerical simulation. With regard to the FW-H analogy, the acoustic pressure fluctuation is obtained in the far-field by assuming a quiescent medium between the sound sources region (near-field) and the location considered for acoustic computation. Due to the high computational cost of three-dimensional (3D) simulation, the numerical simulations were conducted with a cylinder span length limited in size, which allows taking into account part of the wake three-dimensionality. Regarding the final acoustic computation, the acoustic correction methods of Kato et al. (1993) and Seo & Moon (2007) are used in order to match the sound obtained by the short cylinder span to the correspondent sound obtained experimentally for a long cylinder span.

This thesis contributed to investigate numerically the computational method of applying the Ffowcs Williams & Hawkings analogy for solving the noise generated from a three-dimensional flow over a circular cylinder with high Reynolds number, particularly, at $Re = 90,000$ and $Re = 22,000$. The results show that this computational method is able to predict the far-field sound for the simulated cases, since the noise spectra obtained are found to be in agreement with the corresponding experimental data. In addition, the acoustic correction method of Kato et al. (1993) and Seo & Moon (2007) provided good predictions with regard to the adding noise computation, however, its results are dependent on accurate estimation of the spanwise cohe-

rence length of the flow. Finally, the sound spectrum obtained in the far-field is tied to the flow behavior provided by the numerical simulation, especially regarding the coherence between the pressure fluctuations over the spanwise length of the cylinder and the lift force fluctuation amplitude exerted on the cylinder wall.

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

LISTA DE FIGURAS

Figura - 1.1	Histórico e tendência do nível de ruído de aeronaves comerciais. Fonte: Dowling e Hynes (2006)	2
Figura - 1.2	Distribuição do nível de ruído de uma aeronave típica com "turbofan high bypass". Escala em decibel (dB). Fonte: ESDU (2002). EPNL é o nível efetivo de ruído percebido, medida utilizada na certificação de aeronaves.	2
Figura - 1.3	Principais fontes de ruído da estrutura de uma aeronave convencional. Fonte: Hosder (2004).	3
Figura - 1.4	Típico espectro do nível de ruído (SPL) de alguns dispositivos pertencentes à estrutura de uma aeronave convencional na condição de pouso. Escala em decibel (dB). Fonte: ESDU (2002).	3
Figura - 2.1	Esquema resumindo os principais métodos de previsão de ruído utilizados em aeroacústica computacional. FW-H refere-se à analogia de Ffowcs Williams & Hawkings. Esquema adaptado de Wagner, Huttl e Sagaut (2007).	15
Figura - 3.1	Neste esquema ilustrativo o som é emitido na posição $\vec{y}$ até a posição do observador indicado por $\vec{x}$. A distância entre a fonte e o observador é indicada por $\vec{r}$. O volume local V_y representa a região das fontes sonoras.	22
Figura - 3.2	Exemplo de uma representação polar mostrando a directividade quadripolar da solução da equação de Lighthill simplificada para fonte compacta, som no campo afastado e baixo Mach. Extraído de Howe (2003).	23
Figura - 3.3	Esquema representando a superfície de controle S , considerada na equação integral de Kirchhoff.	25
Figura - 3.4	Exemplo de uma representação polar mostrando a directividade dipolar da solução da equação da analogia de Curle simplificada para fonte compacta, som no campo afastado e baixo Mach. Extraído de Howe (2003).	27
Figura - 3.5	Esquema representando a superfície de controle S , considerada na equação de FW-H.	29
Figura - 4.1	Variação da frequência de emissão de vórtices (St) com o número de Rey-	

nolds (Re) obtida de diversos experimentos e simulações numéricas compiladas neste gráfico por Norberg (2002).	41
Figura - 4.2 Esquemas mostrando os diferentes regimes do escoamento em torno de um cilindro em função do número de Reynolds. Extraído de Blevins (1990). . .	42
Figura - 4.3 Variação da flutuação da força de sustentação atuando no cilindro em função do número de Reynolds, dados obtidos de diversos experimentos e simulações numéricas, compiladas neste gráfico por Norberg (2002). $C_l' = F_l' / (0,5\rho U_\infty^2 D)$ representada o valor eficaz da flutuação do coeficiente de força de sustentação.	44
Figura - 4.4 Efeito do número de Reynolds na interação entre a camada cisalhante e o início da formação dos vórtices, na esteira a jusante do cilindro. Imagens obtidas experimentalmente dos isocontornos de vorticidade, iniciando com $Re = 1 \times 10^3$ e terminando com $Re = 1 \times 10^4$. Fonte Saelim e Rockwell (2004).	45
Figura - 4.5 Visualização do escoamento em torno do cilindro no regime subcrítico. a) $Re = 2000$; b) $Re = 8000$; c) $Re = 1,1 \times 10^5$. Imagens (a) e (c) extraídas de Van Dyke (1982) e (b) de Zdravkovich (1997).	46
Figura - 4.6 Coeficiente de arrasto, $C_d = F_d' / (0,5\rho U_\infty^2 D)$ em função do número de Reynolds. Extraído de Anderson Jr (2001).	47
Figura - 4.7 Posição do ponto de separação da camada limite em função do número de Reynolds para escoamento em torno de um cilindro. O ângulo, θ_s , que define o ponto de separação, tem como referência o ponto de estagnação a montante do cilindro. Gráfico extraído de Trichet (1975).	47
Figura - 4.8 Comprimento de correlação normalizado (Λ/D) obtido experimentalmente ao longo da envergadura do cilindro em função do número de Reynolds. O comprimento de correlação é calculado em função do coeficiente de correlação entre as flutuações da força de sustentação de cada seção transversal do cilindro. Fonte Norberg (2002).	48
Figura - 4.9 Esquema ilustrativo da geração sonora de directividade dipolar, associado às duas componentes de força aerodinâmica (sustentação e arrasto) aplicada no cilindro.	51
Figura - 4.10 Espectro do nível de pressão sonora em função da frequência (kHz), obtido experimentalmente em um microfone localizado a $128D$, na direção perpendicular ($\theta = 90^\circ$) ao sentido do escoamento principal. Cada espectro representa um número de Mach diferente. Para número de Mach 0,2, o número de Rey-	

nolds é 89.000. Extraído de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997).	53
Figura - 5.1 Malha computacional utilizada nas simulações 2D (69.699 células). (a) Domínio computacional; (b) Detalhe da distribuição de células em volta do cilindro.	63
Figura - 5.2 Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados com os respectivos dados experimentais: (a) Coeficiente de pressão (C_p); (b) Coeficiente de atrito (C_f). Os dados experimentais são de Cantwell e Coles (1983) e Achenbach (1968).	67
Figura - 5.3 Forças aerodinâmicas atuando no cilindro obtidas numericamente utilizando o modelo $k-\omega$ SST transition: (a) Valores de C_l e C_d ; (b) Densidade espectral de potência (PSD) de C_l e C_d .	68
Figura - 5.4 Isocontornos do campo de vorticidade (magnitude) obtidos numericamente utilizando o modelo $k-\omega$ SST transition.	69
Figura - 5.5 Visualização, obtida experimentalmente, de linhas de emissão na esteira de vórtices bidimensional e laminar gerada a jusante do cilindro a $Re = 140$. Extraído de Van Dyke (1982).	69
Figura - 5.6 Espectro de SPL para diferentes comprimentos de correlação comparado aos dados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Microfone localizado a $128D$ do centro do cilindro na direção perpendicular ao escoamento. Superfície de integração "on body". Ruído obtido da simulação 2D utilizando modelo $k-\omega$ SST transition.	72
Figura - 5.7 Comparação dos espectros de SPL para observadores situados a $17,5D$, $35,0D$ e $128D$ acima do cilindro ($\theta = 90^\circ$). Comprimento de correlação utilizado de $5,0D$ e superfície de integração "on body". Ruído obtido da simulação 2D utilizando modelo $k-\omega$ SST transition.	73
Figura - 5.8 Representação polar da directividade do som gerado para um observador a $128D$ do centro do cilindro: (a) OASPL; (b) SPL na frequência fundamental; (c) SPL no primeiro harmônico. Fonte sonora obtida das simulações 2D, modelo $k-\omega$ SST transition. Comprimento de correlação $5,0D$. Unidades em dB.	75
Figura - 5.9 Representação polar da flutuação de pressão fluido-dinâmica ao longo da parede do cilindro: (a) OASPL do nível de pressão; (b) Nível de pressão em SPL na frequência fundamental projetado na direção de C_l ; (c) Nível de pressão em	

SPL no primeiro harmônico projetado na direção de C_d . Resultados obtidos do modelo $k-\omega$ <i>SST transition</i> . Unidades em dB	75
Figura - 5.10 Domínio computacional 3D utilizado na simulação segundo a metodologia LES, malha estruturada com 5,3 milhões de células.	79
Figura - 5.11 Forças aerodinâmicas atuando no cilindro obtidas numericamente utilizando metodologia LES: (a) Valores de C_l e C_d ; (b) Densidade espectral de potência (PSD) de C_l	83
Figura - 5.12 Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados com os respectivos dados experimentais: (a) Coeficiente de pressão (C_p); (b) Coeficiente de atrito (C_f). Os dados experimentais são de Cantwell e Coles (1983) e Achenbach (1968).	85
Figura - 5.13 Visualização das estruturas vorticiais do escoamento na esteira do cilindro obtidas segundo a metodologia LES. Iso-superfícies do critério Q com valor de $2,6 \times 10^7$ [1/s]. Superfícies coloridas pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido (adimensionalizado pelo quadrado de U_∞). Número de Reynolds 90.000.	87
Figura - 5.14 Esquema que mostra a proporção entre o cilindro mais curto (L_s), utilizado na simulação numérica, e o cilindro mais longo (L), cuja geração sonora adicional se deseja estimar de forma a comparar com o ruído obtido experimentalmente.	88
Figura - 5.15 Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana.	90
Figura - 5.16 Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para os números de Strouhal de 0,38 e 0,76, aproximados por uma função laplaciana.	92
Figura - 5.17 Espectro de SPL corrigido pelo método de Kato et al. (1993) obtido segundo metodologia LES, comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. O número de Reynolds é de 90.000.	93
Figura - 5.18 Espectro de SPL sem correção acústica obtido segundo metodologia LES, comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Simulação do escoamento realizada considerando comprimento	

do cilindro de $2,5D$ com condição periódica. O número de Reynolds é de 90.000.	94
Figura - 5.19 Esquema representando as 48 subseções igualmente espaçadas ao longo do comprimento de envergadura do cilindro (L_s). O som gerado de cada subseção é calculado (analogia de Curle) para a posição do observador.	96
Figura - 5.20 Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências adimensionais (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $128D$ acima do cilindro, utilizando como fonte as flutuações de pressão aerodinâmicas em cada uma das 48 seções ao longo da superfícies do cilindro.	97
Figura - 5.21 Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências adimensionais (Strouhal) de 0,38 e 0,76, aproximados por uma função laplaciana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $128D$ acima do cilindro, utilizando como fonte as flutuações de pressão aerodinâmicas em cada uma das 48 seções ao longo da superfícies do cilindro.	98
Figura - 5.22 Espectro de SPL corrigido pelo método de Seo e Moon (2007) obtido segundo metodologia LES, comparado aos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. O número de Reynolds é de 90.000.	101
Figura - 5.23 Malha computacional utilizada nas simulações 3D considerando escoamento compressível (7.983.901 volumes). (a) Domínio computacional completo: altura $280D$, comprimento $1480D$, largura $2,5D$; (b) Detalhe parcial da distribuição de células em volta do cilindro; (c) Detalhe próximo em torno da parede do cilindro.	105
Figura - 5.24 Plano xy mostrando dois tipos de malha utilizado na malha híbrida. Na região cilíndrica (diâmetro externo $3,0D$) a malha é hexaédrica (1.534.813 volumes). Na região mais externa a malha é prismática (2.673.420 volumes). Em ambas regiões foram empregados 48 volumes ao longo da envergadura.	106
Figura - 5.25 Forças aerodinâmicas atuando no cilindro obtidas numericamente segundo a metodologia LES para escoamento compressível: (a) Valores de C_l e C_d ; (b) Densidade espectral de potência (PSD) de C_l	109
Figura - 5.26 Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias (temporal e espacial ao longo da envergadura) ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados aos respectivos dados experimentais e numéricos da simula-	

ção realizada considerando escoamento incompressível: (a) Coeficiente de pressão (C_p); (b) Coeficiente de atrito (C_f). Os dados experimentais são de Cantwell e Coles (1983) e Achenbach (1968).	110
Figura - 5.27 Densidade espectral de energia associada à flutuação de velocidade na direção do escoamento nas posições $x/D = 1,25$, $x/D = 2,0$ e $x/D = 3,0$ (referência centro do cilindro, $y = 0$). $k_z = 2\pi/\lambda_z$ é o número de onda (adimensionalizado em relação ao seu valor mínimo) associado à distância ao longo da envergadura.	112
Figura - 5.28 Vista superior (plano xz em $y = 0$) de isocontornos do campo de vorticidade na direção vertical em relação ao sentido do escoamento. A seta indica o sentido do escoamento. Número de Reynolds de 90.000. Unidade $[1/s]$	113
Figura - 5.29 Visualização das estruturas vorticais do escoamento na esteira do cilindro obtidas segundo a metodologia LES. Iso-superfície segundo critério Q com valor normalizado de 0,025. Superfície colorida pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido (adimensionalizado pelo quadrado de U_∞). Número de Reynolds de 90.000.	114
Figura - 5.30 Campo instantâneo da flutuação da pressão, p_{fluct} (pressão instantânea subtraída de sua média temporal). Unidade Pascal. Número de Reynolds de 90.000. (a) Região abrangendo todo o domínio computacional, exceto fronteira de saída; (b) Região próxima em volta do cilindro.	115
Figura - 5.31 Campo do valor eficaz da flutuação de pressão (p_{rms}). Unidade Pascal. Número de Reynolds de 90.000. (a) Região abrangendo todo o domínio computacional ; (b) Região próxima em volta do cilindro.	116
Figura - 5.32 Espectro de SPL sem correção acústica obtido segundo a metodologia LES comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Superfície de integração "on-body".	118
Figura - 5.33 Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana.	120
Figura - 5.34 Espectro de SPL corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido segundo metodologia LES, comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body".	121

- Figura - 5.35 Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $128D$ acima do cilindro, utilizando como fonte as flutuações de pressão aerodinâmicas em cada uma das 48 subseções ao longo da superfícies do cilindro. 123
- Figura - 5.36 Espectro de SPL corrigido pelo método de Seo e Moon (2007), obtido segundo metodologia LES, comparado aos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". 124
- Figura - 5.37 Esquema ilustrativo mostrando a localização das três superfícies de integração "off-body", S1 (a um $1D$ da parede do cilindro), S2 e S3 utilizadas no cálculo do ruído. A superfície "on-body" coincidente com a parede do cilindro é indicada como superfície S0. 125
- Figura - 5.38 Espectro de SPL, corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido utilizando superfície de integração FW-H "off-body" S1 comparado ao espectro obtido utilizando a superfície de integração "on-body" S0. Os dados experimentais foram obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. 126
- Figura - 5.39 Espectro de SPL, corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido utilizando superfície de integração FW-H "off-body" S2 comparado ao espectro obtido utilizando a superfície de integração "on-body" S0. Os dados experimentais foram obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. 127
- Figura - 5.40 Espectro de SPL, corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido utilizando superfície de integração FW-H "off-body" S3 comparado ao espectro obtido utilizando a superfície de integração "on-body" S0. Os dados experimentais foram obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. 128
- Figura - 5.41 Visualização do domínio computacional mostrando as 62 interfaces não conformes utilizadas para a construção da malha computacional. 132
- Figura - 5.42 Malha computacional não conforme utilizada nas simulações 3D com número de Reynolds 22.000. O número total de blocos é 55. A resolução da malha mostrada é do tipo Mxy. (a) Domínio computacional completo; (b) Detalhe

parcial da distribuição de células em volta do cilindro; (c) Detalhe próximo no entorno da parede do cilindro.	133
Figura - 5.43 Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados com os respectivos dados experimentais. Número de Reynolds 22.000: (a) Coeficiente de pressão (C_p), dados experimentais de Thom (1933), apud Zdravkovich (1997); (b) Coeficiente de atrito (C_f), dados experimentais de Achenbach (1968).	138
Figura - 5.44 Valores obtidos do valor eficaz da flutuação do coeficiente de pressão, C_p' , médio ao longo da parede do cilindro. Dados experimentais de West e Apelt (1993).	139
Figura - 5.45 Densidade espectral de energia associada à flutuação da velocidade na direção do escoamento nas posições $x/D = 1,25$, $x/D = 2,0$ e $x/D = 3,0$ na esteira do cilindro (referência centro do cilindro, $y = 0$). k_z é o número de onda (adimensionalizado em relação ao seu valor mínimo) associado à direção ao longo da envergadura do cilindro. (a) F_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (b) M_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (c) M_{xyz} , $L_s/D = 9,0$	142
Figura - 5.46 Vista superior (plano xz em $y = 0$) de isocontornos de vorticidade na direção vertical (y), em relação ao sentido do escoamento. O sentido do escoamento é da direita para a esquerda. Número de Reynolds 22.000. Unidade $[1/s]$. (a) F_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (b) M_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (c) M_{xyz} , $L_s/D = 9,0$	143
Figura - 5.47 Visualização das estruturas vorticais do escoamento na esteira do cilindro obtidas segundo a metodologia LES. Iso-superfícies do critério Q com valor normalizado de 0,1. Superfícies coloridas pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido (adimensionalizado pelo quadrado de U_∞). Número de Reynolds 22.000. (a) F_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (b) M_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (c) M_{xyz} , $L_s/D = 9,0$	144
Figura - 5.48 Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) sem correção acústica comparado aos respectivos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração "on-body". Simulação do escoamento com malha F_{xyz} e $L_s/D = 3,0$	146
Figura - 5.49 Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) sem correção acústica comparado aos respectivos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície	

cie de integração "on-body". Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D=9,0$	146
Figura - 5.50 Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para as frequências (Strouhal) de 0,20, 0,40 e 0,80, aproximados por uma função gaussiana. Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D=9,0$	149
Figura - 5.51 Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Kato et al. (1993), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Fxyz e $L_s/D=3,0$	150
Figura - 5.52 Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Kato et al. (1993), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D=6,0$	150
Figura - 5.53 Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências (Strouhal) de 0, 19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função Gaussiana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $86,26D$ acima do cilindro. Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D=9,0$	153
Figura - 5.54 Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Seo e Moon (2007), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Fxyz e $L_s/D=3,0$	155
Figura - 5.55 Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Seo e Moon (2007), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D=6,0$	155
Figura - 5.56 Valores do coeficiente de correlação (ρ_{ij}), obtidos ao longo do comprimento de envergadura do cilindro, da flutuação de pressão aerodinâmica ($\theta = 90^\circ$). Valores experimentais de Casalino e Jacob (2003). Número de Reynolds 22.000.	158

Figura - 5.57 Valores da função de coerência (C_{ij}) na frequência fundamental, obtidos ao longo do comprimento de envergadura do cilindro, da flutuação de pressão aerodinâmica ($\theta = 90^\circ$). Valores experimentais de Casalino e Jacob (2003). Número de Reynolds 22.000.	159
Figura - B.1 Diagrama representando resumidamente os algoritmos dos esquemas ITA e NITA. Extraído da documentação do Fluent (2011).	189

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1	Referências com dados experimentais de geração de ruído do escoamento em torno de um cilindro.	53
Tabela 5.1	Resultados numéricos da simulação 2D comparado aos dados experimentais.	64
Tabela 5.2	Valores de OASPL obtidos com diferentes comprimentos de correlação, comparados aos respectivos valores experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997), para microfones posicionados a $35,0D$ e $128D$ acima do cilindro. Ruído obtido da simulação 2D utilizando modelo $k-\omega$ <i>SST transition</i>	72
Tabela 5.3	Resultados numéricos da simulação numérica 2D (modelos URANS) e 3D (metodologia LES) comparados a dados experimentais.	81
Tabela 5.4	Valores calculados do comprimento de coerência equivalente, $L_c(\omega)$, segundo a função gaussiana ou laplaciana, utilizadas para extrapolar ou aproximar os dados de Γ_{ij}	92
Tabela 5.5	Valores calculados do comprimento de coerência equivalente acústico, segundo a função gaussiana ($L'_c(\omega)$) ou laplaciana ($L_l(\omega)$), utilizados para extrapolar ou aproximar os dados de γ_{ij}	98
Tabela 5.6	Parâmetros fluido-dinâmicos obtidos numericamente da simulação numérica 3D para escoamento compressível e incompressível comparados aos dados experimentais correspondentes.	108
Tabela 5.7	Valores calculados do comprimento de coerência equivalente, $L_c(\omega)$, determinado segundo a função de coerência cujo valor é 0,5 (critério de Kato et al. (1993)).	120
Tabela 5.8	Valores calculados do comprimento de coerência equivalente acústico ($L'_c(\omega)$). Comprimento de coerência determinado pela curva gaussiana que melhor aproxima os valores da função de coerência acústica.	123
Tabela 5.9	Valores de OASPL obtidos utilizando diferentes superfícies de integração FW-H, S0, S1, S2 e S3. Microfone localizado a $128D$ do cilindro na direção	

$\theta = 90^\circ$. Dado experimental de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Os valores de OASPL são corrigidos de acordo com os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007).	129
Tabela 5.10 Malhas não-conforme geradas para a simulação do escoamento 3D. O bloco 1 indica a primeira região conforme mais próxima em volta do cilindro (diâmetro externo de $1,5D$).	134
Tabela 5.11 Parâmetros fluido-dinâmicos do escoamento obtidos pela simulação numérica 3D. Os valores são comparados aos dados experimentais correspondentes. Número de Reynolds 22.000.	135
Tabela 5.12 Valores obtidos do comprimento de formação dos vórtices, ℓ_f , e comprimento de recirculação, ℓ_r , número de Reynolds 22.000. Dados experimentais de Cantwell e Coles (1983), número de Reynolds 140.000.	136
Tabela 5.13 Valores calculados do comprimento de coerência equivalente, $L_c(\omega)$, segundo critério de Kato et al. (1993), $\Gamma_{ij} = 0,5$. Coerência calculada em função da pressão aerodinâmica ao longo da envergadura do cilindro ($\theta = 90^\circ$).	148
Tabela 5.14 Valores de correção acústica segundo a formulação de Kato et al. (1993) a serem adicionados ao espectro sonoro nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico.	149
Tabela 5.15 Valores calculados do comprimento de coerência equivalente acústico ($L'_c(\omega)$). Valores a serem aplicados no cálculo da correção acústica de Seo e Moon (2007).	151
Tabela 5.16 Valores de correção acústica, segundo a formulação de Seo & Moon, a serem adicionados ao espectro sonoro, nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico.	153
Tabela 5.17 Valores de OASPL obtidos segundo as formulações de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007). Os valores são comparados ao correspondente dado experimental de Casalino e Jacob (2003). Os valores de OASPL obtidos sem correção acústica também são apresentados.	156
Tabela 5.18 Diferença entre os valores de OASPL obtidos, segundo as formulações de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007), em relação ao correspondente dado experimental de Casalino e Jacob (2003), 78,1 dB. . .	157

LISTA DE SIGLAS

2D	Domínio computacional bidimensional
3D	Domínio computacional tridimensional
APE	Método de cálculo da propagação sonora baseado nas equações filtradas de Euler Linearizada (<i><u>A</u>coustic <u>P</u>erturbation <u>E</u>quation</i>)
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (<i><u>C</u>omputational <u>F</u>luid <u>D</u>ynamics</i>)
CFL	Número de <u>C</u> ourant- <u>F</u> riedrich- <u>L</u> ewis
DES	Modelo híbrido que faz uso das metodologias LES e RANS (<i><u>D</u>etached <u>E</u>ddy <u>S</u>imulation</i>)
DNS	Simulação numérica direta (<i><u>D</u>irect <u>N</u>umerical <u>S</u>imulation</i>)
DNC	Simulação numérica direta da propagação acústica (<i><u>D</u>irect <u>N</u>oise <u>C</u>omputation</i>)
FFT	Transformada de Fourier rápida (<i><u>F</u>ast <u>F</u>ourier <u>T</u>ransform</i>)
FW-H	Analogia de <u>F</u> fowcs <u>W</u> illiams & <u>H</u> awkings
LES	Simulação de grandes escalas (<i><u>L</u>arge <u>E</u>ddy <u>S</u>imulation</i>)
N-S	Equações de Navier-Stokes
OASPL	Nível de pressão sonora total (<i><u>O</u>ver<u>A</u>ll <u>S</u>ound <u>P</u>ressure <u>L</u>evel</i>)
PSD	Densidade espectral de potência (<i><u>P</u>ower <u>S</u>pectral <u>D</u>ensity</i>)
S-A	Modelo RANS <u>S</u> palart- <u>A</u> llamaras
SPL	Nível de pressão sonora (<i><u>S</u>ound <u>P</u>ressure <u>L</u>evel</i>)
RANS	Metodologia baseada nas equações N-S com média de Reynolds (<i><u>R</u>eynolds <u>A</u>verage <u>N</u>avier <u>S</u>tokes</i>)
RMS	Média quadrática ou valor eficaz (<i><u>R</u>oot <u>M</u>ean <u>S</u>quare</i>)
URANS	Metodologia baseada nas equações N-S transiente com média de Reynolds (<i><u>U</u>nsteady <u>R</u>eynolds <u>A</u>verage <u>N</u>avier <u>S</u>tokes</i>)
EPNL	Nível efetivo de ruído percebido (<i><u>E</u>ffective <u>P</u>erceived <u>N</u>oise <u>L</u>evel</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

C_d	Coeficiente de arrasto
C'_d	Valor eficaz da flutuação temporal do coeficiente de arrasto
$\overline{C_d}$	Média temporal do coeficiente de arrasto
C_f	Coeficiente de atrito
C_l	Coeficiente de sustentação
C'_l	Valor eficaz da flutuação temporal do coeficiente de sustentação
$\overline{C_l}$	Média temporal do coeficiente de sustentação
C_p	Coeficiente de pressão
C'_p	Valor eficaz da flutuação temporal do coeficiente de pressão
c_∞	Velocidade do som do escoamento não perturbado
D	Diâmetro do cilindro
δ_{ij}	Delta de dirac
Δt	Passo de tempo
dB	Decibel (unidade de medida de nível sonoro)
f	Frequência de propagação sonora
$f(x, t)$	Função que define a superfície de controle S que engloba as fontes sonoras
$H(f)$	Função Heaviside
k	Energia cinética turbulenta, número de onda
k_z	Número de onda segundo a coordenada z ($k = 2\pi/\lambda$)
L	Comprimento do cilindro utilizado no experimento
L_s	Comprimento do cilindro considerado na simulação numérica
λ	Comprimento de onda
M	Número de Mach
μ	Viscosidade dinâmica do fluido

n_i	Direção normal à superfície de controle S
ν	Viscosidade cinemática do fluido
ω	Frequência do espectro sonoro
ω_o	Frequência fundamental (emissão de vórtices) do espectro sonoro
p	Pressão relativa com referência na pressão atmosférica local
p_∞	Pressão do escoamento não perturbado
p'	Pressão em relação ao escoamento não perturbado, $p' = p - p_\infty$
p_{fluct}	Flutuação temporal da pressão em relação a sua média
p_{rms}	Valor eficaz da flutuação da pressão (p_{fluct})
Re	Número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro, $Re = \rho D U_\infty / \mu$
r	Distância entre a fonte sonora e o observador
ρ	Massa específica
ρ'	Massa específica em relação ao escoamento não perturbado, $\rho' = \rho - \rho_\infty$
ρ_∞	Massa específica do escoamento não perturbado
S	Superfície de controle que engloba as fontes sonoras, $f(x, t) = 0$
St	Número de Strouhal, frequência adimensional segundo a expressão $St = fD/U_\infty$
t	Tempo
T	Período de emissão de vórtices
T_{ij}	Tensor de Lighthill
τ	Tempo atrasado ¹ , tempo relativo ao instante em que o som foi emitido na posição da fonte ($= t - r/c_\infty$)
τ_{ij}	Tensor das tensões viscosas
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede
θ	Ângulo que indica a posição do microfone ou observador (relativo ao ponto de estagnação no sentido horário)
θ_s	Ponto de separação da camada limite do escoamento em torno do cilindro (relativo ao ponto de estagnação)
u_i	Velocidade local do escoamento segundo a direção correspondente do eixo de co-

	ordenadas cartesiano i
u_τ	Velocidade de atrito ($= \tau_w / \rho$)
U_∞	Velocidade do escoamento não perturbado
V	Volume que considera as fontes sonoras limitado pela superfície de controle S
v_i	Velocidade da superfície de controle S englobando as fontes sonoras
x, y, z	Coordenadas cartesianas segundo as direções dos eixos x , y e z
x_i	Coordenada cartesiana segundo a direção do eixo i
y^+	Distância (y) adimensional à parede segundo a relação $y^+ = u_\tau y / \nu$

¹Tradução do termo em inglês "retarded time".

SUMÁRIO

1	Introdução	1
1.1	Importância e contexto industrial do ruído aerodinâmico	1
1.2	Ruído de esteira de vórtices	3
1.3	Cálculo do som gerado pelo escoamento em torno do cilindro	4
1.4	Objetivo	5
1.5	Organização da Tese	6
2	Revisão bibliográfica	8
2.1	Métodos de cálculo em Aeroacústica	8
3	Metodologia de Cálculo do Ruído Aplicado a Corpos Rombudos.....	16
3.1	Método híbrido baseado em analogia acústica	18
3.1.1	Analogia de Lighthill	19
3.1.2	Analogia de Curle	24
3.1.3	Analogia de Ffwoes Williams & Hawkings	28
3.2	Método de cálculo para simulação do campo fluido-dinâmico.....	35
3.2.1	Equações governantes.....	36
4	Caracterização do ruído e escoamento em torno do cilindro.....	40
4.1	Escoamento em torno de um cilindro	40
4.2	Ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro	48
4.2.1	Descrição de algumas referências relativas ao ruído gerado do escoamento em torno do cilindro	52

5	Estimativa do ruído propagado devido ao escoamento ao redor de um cilindro.....	60
5.1	Ruído e escoamento considerando domínio bidimensional - $Re = 90.000$	61
5.1.1	Campo fluido-dinâmico	61
5.1.2	Estimativa do ruído	70
5.1.3	Conclusões	76
5.2	Ruído e escoamento considerando domínio tridimensional - $Re = 90.000$ - escoamento incompressível	77
5.2.1	Campo fluido-dinâmico	77
5.2.2	Estimativa do ruído	87
5.2.3	Conclusões	101
5.3	Ruído e escoamento considerando domínio tridimensional - $Re = 90.000$ - escoamento compressível	103
5.3.1	Campo fluido-dinâmico	103
5.3.2	Estimativa do ruído	117
5.3.3	Conclusões	129
5.4	Ruído e escoamento considerando domínio tridimensional - $Re = 22.000$	130
5.4.1	Campo fluido-dinâmico	130
5.4.2	Estimativa do ruído	145
5.4.3	Conclusões	160
6	Conclusão	163
7	Futuros Trabalhos	166
	Referências	167
	Apêndice A - Modelagem de turbulência.....	176
A.1	Metodologia RANS	176

A.1.1	Considerações para uso da metodologia URANS	179
A.1.2	Ajustes e modelos específicos para considerar o efeito da parede	180
A.2	Metodologia LES	181
Apêndice B – Método Numérico		186
B.1	Método Numérico para escoamento incompressível	186
B.2	Método Numérico para escoamento compressível	190

1 INTRODUÇÃO

1.1 Importância e contexto industrial do ruído aerodinâmico

O uso de meios de transporte, tais como automóveis, trens e aviões, tem causado desconforto acústico à população próxima e aos próprios usuários. Diversas medidas têm sido tomadas pelas autoridades estabelecendo limites máximos de ruído cada vez mais restritivos. Dentre as diversas fontes de ruído (motor, vibração, entre outros), esta tese aborda o problema do ruído oriundo do escoamento não estacionário e sua interação com superfícies móveis. Fenômeno conhecido por ruído aerodinâmico ou aeroacústica.

Mais especificamente, o ruído gerado por aeronaves comerciais tem sido um incômodo à população que habita ou transita em volta de aeroportos assim como aos próprios passageiros. Nos últimos anos, a quantidade de aviões em operação nos aeroportos cresceu substancialmente, o que torna o ruído gerado pelos mesmos ainda mais crítico. Normas internacionais de certificação de aeronaves (tais como FAA, "Federal Aviation Administration" e ICAO, "International Civil Aviation Organization") tornaram-se ainda mais restritivas ao nível de ruído em aeroportos e devem entrar em vigor nos próximos anos, tal como descrito, por exemplo, em ICAO (2001).

Devido ao significativo progresso na redução do ruído de motores de aeronaves ("high bypass turbofan") nos últimos 50 anos (vide Fig. 1.1), o ruído associado ao motor é atualmente comparável ao ruído gerado por dispositivos da estrutura avião, tais como hiper-sustentadores e trens de pouso (maiores detalhes em Casalino e Jacob (2008), Dowling e Hynes (2006)). A Fig. 1.2 mostra uma comparação do ruído gerado pelos componentes do motor com o ruído gerado pela estrutura de um típico avião comercial. Note na Fig. 1.2 que na condição de pouso o ruído da estrutura é menor que o ruído gerado pelo motor e sua contribuição é ainda pequena em relação ao total de ruído gerado. Porém, como mostra a Fig. 1.1, nos últimos anos a queda do ruído gerado pelo motor tem sido cada vez menos significativa fazendo com que maiores avanços na redução do ruído da aeronave sejam também obtidos minimizando a geração de ruído da estrutura da aeronave.

Conforme mostra a Fig. 1.3, as principais fontes de ruído da estrutura de um avião convencional são usualmente o trem de pouso principal, a bequilha, os "flaps", os "slats", a asa e os estabilizadores vertical e horizontal. Uma comparação entre o ruído gerado pelos diferentes componentes da estrutura de um típico avião comercial é mostrado na Fig. 1.4 para diferentes faixas de frequência sonora. Note na Fig. 1.4 que o ruído gerado pelos dispositivos hiper-sustentadores ("slat" e "flap") e trem de pouso compõem as fontes sonoras que mais contribuem com o ruído da estrutura do avião. Os sistemas de trens de pouso e hiper-sustentadores são formados por geometrias bastante complexas e, por consequência, o entendimento e a previsão da geração sonora ainda é um grande desafio para os fabricantes de aeronaves.

Figura 1.1: Histórico e tendência do nível de ruído de aeronaves comerciais. Fonte: Dowling e Hynes (2006)

Figura 1.2: Distribuição do nível de ruído de uma aeronave típica com "turbofan high bypass". Escala em decibel (dB). Fonte: ESDU (2002). EPNL é o nível efetivo de ruído percebido, medida utilizada na certificação de aeronaves.

Figura 1.3: Principais fontes de ruído da estrutura de uma aeronave convencional. Fonte: Hosder (2004).

Figura 1.4: Típico espectro do nível de ruído (SPL) de alguns dispositivos pertencentes à estrutura de uma aeronave convencional na condição de pouso. Escala em decibel (dB). Fonte: ESDU (2002).

Diante da complexidade tecnológica e científica do estudo e previsão do ruído gerado de aeronaves comerciais, a empresa fabricante de aeronaves Embraer iniciou o projeto Aeronave Silenciosa em parceria com a Fapesp (nº 2006/52568-7) com objetivo de investigar e desenvolver soluções relacionadas ao problema do ruído gerado pela estrutura de aeronaves e sua interação com o ruído do motor.

1.2 Ruído de esteira de vórtices

Os sistemas de trens de pouso e hiper-sustentadores são formados por geometrias bastante complexas em que diversos mecanismos de geração sonoras estão presentes. Muitos desses mecanismos podem ser associados ao ruído gerado de geometrias mais simples, tal como a abordagem descrita em Casalino e Jacob (2008). Assim, o estudo da geração sonora dessas geome-

trias clássicas ou mais simples é parte fundamental na compreensão do fenômeno da geração de ruído de geometrias complexas que compõem a estrutura do avião. Diferentes geometrias clássicas ("benchmark") ou fundamentais têm sido estudadas na literatura, tais como cilindro circular simples, dois cilindros em tandem, cavidade, aerofólio simples e fólio truncado. Neste contexto, destaca-se o ruído gerado do escoamento em torno de corpos rombudos que se caracteriza pela presença de uma esteira de vórtices a jusante. Neste caso, a maior parte do ruído é gerada pela interação da esteira de vórtices e a superfície do corpo. Este mecanismo de geração sonora é conhecido na literatura como ruído de esteira de vórtices ou "vortex shedding noise". O ruído de esteira de vórtices pode ser observado em diferentes aplicações de engenharia, tais como em espelho de carros, sistemas de trem de pouso e hastes ou antenas de uma aeronave, na ponta superior do slat e na esteira do flap defletido, estes sendo parte dos dispositivos hipersustentadores de uma aeronave. Diante da sua importância e aplicação, o estudo da geração de ruído de esteira de vórtice é geralmente parte fundamental no desenvolvimento de novos dispositivos com tecnologia de baixo ruído. Desta forma, esta tese tem como foco central a investigação e previsão do ponto de vista numérico da geração sonora oriunda do escoamento em torno de corpos rombudos que se caracteriza pela presença de uma esteira de vórtices a jusante. Mais especificamente, o som gerado do escoamento em torno de corpos rombudos, como o cilindro, pode ser utilizado como exemplo clássico ou fundamental para o estudo do ruído de esteira de vórtices.

1.3 Cálculo do som gerado pelo escoamento em torno do cilindro

Nesta tese, como exemplo fundamental de ruído de esteira de vórtices, optou-se pelo estudo do som gerado pelo escoamento em torno de um cilindro circular. A solução não estacionária do escoamento, obtida da simulação numérica, é utilizada como fonte sonora para o cálculo da propagação do ruído. Com o recente avanço dos recursos computacionais e modelos numéricos, para maior generalidade, propõe-se que a esteira não estacionária seja tridimensional e turbulenta. Neste estudo, considera-se que o escoamento em torno do cilindro está no regime subcrítico (faixa de número de Reynolds $350 < Re < 3 \times 10^5$, maiores detalhes na seção 4.1) que se caracteriza por uma esteira de vórtices turbulenta e tridimensional, além da camada limite que separa-se ainda no regime laminar. Em particular, no escoamento em torno de um cilindro, o termo tridimensionalidade está relacionada à instabilidade ao longo da envergadura inerente à dinâmica do desprendimento alternado de vórtices a jusante do cilindro e não necessariamente relacionado à tridimensionalidade de pequena escala associado à turbulência. De fato, a partir

de $Re \sim 180$, instabilidades ao longo da envergadura na esteira de vórtice a jusante cilindro são observadas cujo comprimento de onda é da ordem de $4D$ (WILLIAMSON, 1996). Já a partir de $Re \sim 230$, instabilidades com comprimento da ordem do diâmetro do cilindro são observadas, ou seja, é uma tridimensionalidade de grande escala. Neste contexto, deve-se realizar um estudo da viabilidade dos modelos e métodos numéricos em prever o ruído gerado em torno de um cilindro, considerando a esteira tridimensional e turbulenta dentro do regime subcrítico. Desta forma, um estudo criterioso é feito na escolha do método numérico e dos modelos tanto para a simulação numérica do escoamento quanto para o cálculo do ruído, maiores detalhes são apresentados no capítulo 3. Devido à complexidade tanto do ponto de vista físico quanto numérico e do alto custo computacional, poucos trabalhos foram publicados abordando a simulação numérica do escoamento tridimensional e cálculo do ruído em uma faixa de número de Reynolds mais elevado dentro do regime subcrítico (alguns trabalhos já publicados são mostrados mais adiante no capítulo 4, seção 4.2). Desta forma, uma avaliação dos métodos de cálculo do ruído oriundo da solução numérica do escoamento considerado tridimensional em torno de um cilindro ainda não foi devidamente explorada na literatura. Diante deste contexto, esta tese tem como objetivo contribuir com essa investigação, avaliando a capacidade da simulação numérica em resolver o escoamento tridimensional em torno de um cilindro, assim como do cálculo do ruído. Além disso, os efeitos da tridimensionalidade e da resolução de malha computacional tanto no cálculo do escoamento (em torno de um cilindro) quanto do ruído gerado são analisados.

1.4 Objetivo

Esta tese tem como objetivo principal investigar numericamente a geração de ruído do escoamento em torno de um cilindro na condição em que a esteira de vórtices é tridimensional e turbulenta, particularmente no regime subcrítico, isto é, quando a separação da camada limite ocorre com ela ainda laminar. O escoamento é considerado não-estacionário, tridimensional e com número de Mach baixo ($0,01 < M < 0,3$). Os métodos e os modelos numéricos considerados são avaliados quanto à sua capacidade de resolver tanto o escoamento quanto o ruído gerado. A influência de parâmetros numéricos e físicos, tais como resolução de malha computacional, tridimensionalidade e turbulência, na solução do escoamento e na propagação do ruído é investigada. Em suma, esta tese contribui elucidando algumas questões do ponto de vista numérico e físico associados às metodologias numéricas utilizados ainda não devidamente exploradas na literatura. De forma sucinta, os objetivos se resumem à:

- Comparar os resultados numéricos com dados experimentais de forma a avaliar a capacidade e/ou deficiências dos métodos e modelos numéricos considerados (capítulo 3)

em prever o ruído gerado do escoamento em torno de um corpo rombudo (cilindro) na presença de uma esteira de vórtices tridimensional e turbulenta;

- Investigar a influência de parâmetros físicos e numéricos relevantes tais como da resolução da malha computacional, dimensão do domínio computacional ao longo da envergadura, tridimensionalidade e turbulência tanto na solução do escoamento quanto no cálculo ruído;

1.5 Organização da Tese

Esta tese apresenta, além do capítulo introdutório, uma breve revisão bibliográfica sobre os diferentes métodos utilizados tradicionalmente em aeroacústica computacional (capítulo 2). Em seguida, o método de cálculo de ruído baseado em analogia acústica, utilizado nesta tese, é descrito detalhadamente no capítulo 3, incluindo, de forma resumida, o equacionamento e metodologias aplicadas ao cálculo do campo fluido-dinâmico. Na seção 3.2, os métodos de cálculo do campo fluido-dinâmico, utilizados como fontes sonoras, são brevemente descritos. Antes de apresentar os resultados, uma breve revisão descrevendo o comportamento do escoamento em torno de um cilindro e da geração de ruído é apresentada no capítulo 4. No capítulo 5, os resultados da simulação numérica do escoamento em torno de um cilindro assim como da estimativa do ruído gerado são apresentados. A apresentação dos resultados é dividida em seções separadas para cada número de Reynolds considerado, escoamento com número de Reynolds de 90.000 e 22.000. Para número de Reynolds 90.000, simulações numéricas com domínio bidimensional e tridimensional foram realizadas. Além disso, o escoamento com número de Reynolds 90.000 foi resolvido considerando tanto as formulações para escoamento incompressível quanto compressível. Na seção 5.1, os resultados obtidos da simulação numérica para número de Reynolds 90.000 considerando domínio computacional bidimensional e seu ruído gerado são mostrados. Subsequentemente, na seção 5.2, apresenta-se os resultados do cálculo do escoamento com número de Reynolds 90.000 e do ruído gerado considerando domínio tridimensional. Em seguida, na seção 5.3, são apresentados tanto os resultados da simulação numérica quanto da estimativa do ruído gerado considerando o escoamento compressível. Por último, devido ao alto custo computacional das simulações numéricas associado ao elevado número de Reynolds de 90.000, a investigação do efeito da resolução de malha e da variação do comprimento ao longo da envergadura, no comportamento do escoamento e ruído gerado, foi realizada considerando um número de Reynolds de 22.000. Foram considerados cinco casos (duas resoluções de malha e três comprimentos ao longo da envergadura) de simulação numérica (escoamento incompressível), cujos resultados tanto da parcela fluido-dinâmica quanto do ruído gerado são apresentados

na seção 5.4.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Métodos de cálculo em Aeroacústica

No que tange a simulação numérica em aeroacústica (conhecido na literatura como CAA, "Computational AeroAcoustics"), diversas metodologias têm sido propostas na literatura com diferentes graus e níveis de sofisticação, aplicação e custo computacional. Os métodos podem ser classificados em diferentes categorias geralmente associados ao seu custo computacional e grau de precisão.

Antes de descrever mais abaixo sucintamente alguns dos principais métodos utilizados na aeroacústica computacional, é preciso definir e diferenciar os conceitos de flutuação de pressão aerodinâmica e flutuação de pressão acústica no contexto de um escoamento subsônico com número de Mach baixo, da ordem de $0,01 \lesssim M \lesssim 0,3$. A flutuação de pressão aerodinâmica está relacionada à flutuação de pressão inerente à movimentação não-estacionária do fluido cuja região de influência se restringe a região do campo próximo, ou seja, na região de atuação do campo fluido-dinâmico. A velocidade característica de propagação das flutuações de pressão é da mesma ordem que a velocidade média do escoamento. Por outro lado, a flutuação de pressão acústica está associada à flutuação de pressão de uma onda acústica que se propaga na velocidade do som do meio (considerado gás ideal). A flutuação de pressão acústica tem como origem a movimentação não-estacionária do campo-fluido dinâmico (fontes sonoras). Apenas uma mínima fração da energia do campo fluido-dinâmico se transforma em ondas sonoras, assim a amplitude de flutuação de pressão acústica é da ordem de dezenas de vezes menor que a amplitude de flutuação da pressão aerodinâmica (HOWE, 2003). A propagação das flutuações de pressão acústica através do meio (gás ideal) ocorre praticamente sem perdas de energia, assim assume-se em todo equacionamento mostrado nesta tese que a propagação sonora ocorre através de um processo isoentrópico (adiabático e reversível). Desta forma, a flutuação de pressão acústica se propaga a grandes distâncias até atingir o campo afastado que é definido como uma região afastada das fontes sonoras que não apresenta efeito algum diretamente relacionado à movimentação do campo-fluido dinâmico. Assim, o campo afastado ou campo acústico é

caracterizado por um meio quiescente cuja única perturbação se deve à propagação de ondas sonoras. Segue abaixo uma breve descrição das principais metodologias utilizadas na aeroacústica computacional.

Método Direto (DNC, "Direct Noise Computation"): método que resolve o escoamento através das equações de Navier-Stokes formulação compressível (ver mais adiante eq. (3.32b)) calculando diretamente todas as escalas fluido-dinâmicas. Neste método nenhuma simplificação é feita e todas as escalas do escoamento são resolvidas. Tanto as fontes sonoras quanto a propagação são resolvidas pela mesma equação, ou seja, de forma acoplada. Quanto maior o número Reynolds, maior a disparidade e quantidade de escalas do escoamento, ou seja, maior é o número de graus de liberdade presentes no escoamento. Assim, o custo computacional do método direto pode ser muito elevado dependendo do número de graus de liberdade considerados para resolver numericamente o escoamento. Como não há nenhuma modelagem ou simplificação, este método pode ser utilizado para validar ou servir como parâmetro no desenvolvimento de outros modelos em aeroacústica. No caso particular em que o número de Mach é baixo ($0,01 < M < 0,3$), a escala típica das flutuações de pressão aerodinâmica é muito maior que a escala típica das flutuações de pressão acústicas. Esta diferença de escalas faz com que o esquema numérico utilizado para o cálculo do campo aerodinâmico não seja normalmente adequado para o cálculo do campo acústico, conforme descrevem Wagner, Huttl e Sagaut (2007). Devido à baixa amplitude de flutuação do campo sonoro em relação ao campo fluido-dinâmico, os erros de dispersão e difusão numérica podem ser significativos na cálculo da propagação acústica, principalmente para distância de vários comprimentos de onda. Uma maneira de minimizar o problema é o uso de esquemas numéricos de alta ordem, que apresentem baixo erro de difusão e dispersão, conforme relata o trabalho de Tam (2004). Além disso, pequenos erros no cálculo do campo aerodinâmico podem também acarretar erros significativos no cálculo das pequenas flutuações do campo acústico, fazendo com que os esquemas de alta ordem sejam preferencialmente utilizados para a simulação utilizando o método direto.

Método Híbrido: para escoamentos a baixo Mach ($0,01 < M < 0,3$), nota-se um grande diferença de escalas entre o campo aerodinâmico que são as fontes sonoras e o campo acústico. Do ponto de vista da solução numérica do problema, uma abordagem muito utilizada é separar o problema em uma região próxima associado às fontes sonoras e outra região afastada associado à presença predominante de ondas sonoras que se propagam a grandes distâncias. Esta separação ou abordagem híbrida permite reduzir drasticamente o custo computacional, pois a região próxima (fontes sonoras) é caracterizada por grandes flutuações de pressão e velocidade, possibilitando o uso de esquemas numéricos típicos de simulação aerodinâmica. Já para a região afastada (campo acústico), pode-se aplicar outros esquemas numéricos e simplificações mais es-

pecíficas e adequadas para o cálculo da propagação sonora (WAGNER; HUTTL; SAGAUT, 2007). Na metodologia híbrida, a solução do escoamento da região próxima (fontes sonoras) é utilizada como dado de entrada ou condição de contorno para o cálculo do campo acústico (região afastada). Portanto, estabelecer uma relação entre o campo fluido-dinâmico e a propagação sonora é fundamental para qualquer método ou modelo híbrido. O cálculo do campo acústico pode ser feito geralmente de duas formas, uma forma é resolver um sistema de equações de transporte usualmente obtido através da simplificação e manipulação das equações de Navier-Stokes, tem-se, por exemplo, as equações de Euler linearizadas (BAILLY; JUVÉ, 2000), uma filtragem das equações de Euler linearizadas denominada APE ("Acoustic Perturbation Equation") de Ewert e Schroder (2003) e um método baseado na decomposição do escoamento proposto por Hardin e Pope (1994). Quanto à outra forma, o campo acústico é obtido através de um método integral tendo como referência uma equação ou operador de propagação. O som é obtido através da solução analítica (conjunto de integrais) de uma equação de propagação com termos fontes ao longo de uma superfície ou região. Destaca-se dois métodos integrais, no primeiro uma equação de propagação de onda é resolvida analiticamente utilizando integrais de superfície de Kirchhoff (maiores detalhes sobre a metodologia são descritos em Lyrantzis (1994)). As superfícies de integração devem estar posicionadas em uma região linear do escoamento compatível com a formulação da equação de propagação de onda conforme relata, por exemplo, o trabalho de Brentner e Farassat (1998). O segundo método baseia-se no conceito de analogia acústica que consiste em separar matematicamente as fontes sonoras da propagação acústica. Na analogia acústica, as equações de Navier-Stokes são manipuladas e/ou simplificadas de forma a ter de um lado um operador que representa uma equação de propagação (usualmente linear) e do outro lado termos restantes (não lineares) que geralmente estão associados às fontes sonoras (WANG; FREUND; LELE, 2006). Devido à separação entre fonte e propagação, na analogia acústica deve-se assumir que a propagação acústica não interfere no campo aerodinâmico. Neste caso, considera-se que a geração e a propagação sonora são desacopladas. Uma vez gerada a perturbação acústica, ela não mais afeta o campo fluido-dinâmico. As analogias acústicas mais conhecidas na literatura são de Lighthill (1952), Curle (1955), Ffowcs Williams e Hawkings (1969) e de Lilley (1974).

Método Estatístico ou Semi-Empírico: representa um conjunto de métodos de baixo custo computacional em que as fontes sonoras são reconstruídas através de parâmetros semi-empíricos e/ou estatísticos associado à movimentação não-estacionária do escoamento tais como à turbulência. Trata-se também de uma metodologia híbrida em que as fontes sonoras são separadas da propagação, porém neste caso as fontes sonoras são obtidas indiretamente por modelos estatísticos. Por exemplo, uma simulação numérica em regime estacionário pode fornecer

parâmetros médios e estatísticos da turbulência que permitam reconstruir o espectro da turbulência e consequentemente das fontes sonoras (WAGNER; HUTTL; SAGAUT, 2007). Pode-se citar o modelo originalmente proposto por Ribner (1969) modificado posteriormente por Goldstein e Rosenbaum (1973) e o método SNGR ("Stochastic Noise Generation and Radiation") inicialmente apresentado por Bechara et al. (1994). Esta metodologia tem sido mais utilizada em escoamentos que se caracterizam por um espectro de turbulência de banda larga, por exemplo, no caso de ruído de jatos (BILLSON; ERIKSSON; DAVIDSON, 2003).

No cálculo das perturbações fluido-dinâmicas e acústicas, o truncamento do domínio computacional pode gerar perturbações não físicas ou espúrias contaminando a solução. Condições de contorno devem ser aplicadas de forma a anular ou minimizar os efeitos da fronteira do domínio computacional. Diferentes abordagens foram desenvolvidas e otimizadas, sendo aplicadas para diferentes problemas em particular para lidar com a propagação das flutuações acústicas. Um dos maiores desafios da aeroacústica computacional é desenvolver condições de contorno gerais, robustas e que não impliquem em alto custo computacional. Uma extensa revisão bibliográfica sobre condições de contorno aplicadas à aeroacústica computacional pode ser encontrada, por exemplo, em Colonius e Lele (2004). Dependendo do comportamento do escoamento pode-se classificar as condições de contorno em três grupos. O primeiro grupo de condições de contorno é baseado nas direções características de uma equação tipo hiperbólica podendo ser aplicado nas equações de Euler em uma ou mais dimensões, conforme mostra os trabalhos pioneiros de Thompson (1987) e Giles (1990). O uso dessas condições de contorno é eficaz no caso de pequenas perturbações cujo comportamento possa ser descrito segundo as direções características descritas pelas equações de Euler na forma que foram consideradas. Um segundo grupo de condições de contorno baseia-se nas soluções assintóticas aplicadas à equação de onda ou de Euler considerando a propagação de uma pequena perturbação, técnica inicialmente proposta por Bailly, Lafon e Candel (1982) e posteriormente estendida para as equações de Euler linearizadas por Tam e Webb (1993). Deve ser aplicada em uma região distante das fontes sonoras, devido às hipóteses de campo afastado consideradas nas soluções assintóticas. Um último grupo de condições de contorno considera o uso de uma região específica no domínio computacional com objetivo de dissipar ou absorver as perturbações fluido-dinâmicas e acústicas. Essa região de dissipação é conhecida na literatura pelo nome de zona de amortecimento ou "buffer zone". Existem diferentes abordagens que podem ser aplicadas à essa região de amortecimento, tais como uso de dissipação artificial em que a equação governante é modificada de forma a aumentar a dissipação, como, por exemplo, mostra o trabalho de Kosloff e Kosloff (1986). Ainda dentro dessa abordagem, uma forma simples de dissipar as perturbações é diminuir gradualmente a resolução da malha computacional ("mesh stretching"), como apli-

cado em Colonius, Lele e Moin (1993). Ainda outra forma de dissipar as perturbações em uma zona de amortecimento é o uso da técnica PML ("Perfectly Matched Layer") cuja formulação é construída de forma a se encaixar perfeitamente às equações de Euler linearizadas. Essa técnica tem a vantagem de dissipar as perturbações em qualquer direção sem gerar reflexões não físicas. Uma versão numericamente estável é apresentada em Hu (2001). Dentre todas as condições de contorno brevemente apresentadas, a condição de contorno baseado na técnica PML é considerada a mais precisa e geral (WAGNER; HUTTL; SAGAUT, 2007), porém está limitada às condições da equação de Euler linearizada. Diversos estudos estão em desenvolvimento com o intuito de estender a técnica PML para outras equações como Euler não linear e Navier-Stokes, conforme sugerido em Hu (2004). Além disso, a técnica PML assim como outras metodologias com uso de zonas de amortecimento podem ser utilizadas em conjunto com condições de contorno baseada nas direções características de uma equação hiperbólica como já descritas acima.

Dentre as metodologias apresentadas acima, o método híbrido utiliza a solução do campo fluido-dinâmico como fonte sonora servindo de base para o cálculo do campo acústico. Neste caso, técnicas tradicionais de simulação numérica fluido-dinâmica (CFD, "Computational Fluid Dynamics") são geralmente utilizadas para obter as fontes sonoras. Pode-se classificar os métodos de cálculo CFD de acordo com o custo computacional, simplificação e modelo de turbulência. Segue abaixo uma breve descrição das principais metodologias utilizadas em CFD.

DNS ("Direct Numerical Simulation" ou Simulação Numérica Direta): consiste em resolver as equações de Navier-Stokes sem nenhum uso de modelagem de turbulência ou simplificação, daí o nome simulação numérica direta. Todas as escalas de turbulência devem ser calculadas, porém a dispersão ou quantidade de escalas associadas ao escoamento é proporcional ao número de Reynolds. Assim, à medida em que número de Reynolds aumenta, o número de graus de liberdade por unidade de volume é maior fazendo com que o custo computacional seja mais elevado. Desta forma, o uso de DNS está condicionado ao custo computacional dependendo do número de graus de liberdade associados à solução do escoamento. Uma revisão de simulação numérica direta, em conjunto com exemplos de aplicação, é apresentada em Moin e Mahesh (1998).

LES ("Large Eddy Simulation" ou Simulação de Grandes Escalas): nesta metodologia, as maiores escalas da turbulência são diretamente resolvidas das equações filtradas de Navier-Stokes e as menores escalas são modeladas (uma breve descrição sobre a metodologia é mostrada no apêndice A, seção A.2). Para o cálculo das menores escalas, os modelos mais usuais são os propostos por Smagorinsky (1963) e suas variantes dinâmicas apresentadas em Germano et al. (1991) e Lilly (1992). O custo computacional da metodologia LES é menor que o DNS,

porém pode ser elevado em função do número graus de liberdade, que é dependente do número Reynolds, associado à solução do escoamento. O recente crescimento da capacidade computacional e o desenvolvimento de métodos de resolução de sistemas lineares mais eficientes têm avançado o uso da metodologia LES a uma maior gama de escoamentos com número de graus de liberdade mais elevado.

Híbrido RANS/LES: dependendo do número de graus de liberdade associado à solução do escoamento, o custo computacional associado ao uso da metodologia LES pode ser elevado, particularmente na região da camada limite próximo a superfícies. Assim, alguns modelos híbridos (CFD) foram propostos com o objetivo de utilizar um método de menor custo computacional na região da camada limite (geralmente modelo de turbulência URANS, "Unsteady Reynolds Average Navier Stokes") e deixando o restante do domínio computacional a ser resolvido com uso da metodologia LES. De fato, os métodos híbridos denominados RANS/LES abrangem geralmente as metodologias que fazem uso da variante transiente do modelo RANS (URANS) combinado ao LES, porém a nomenclatura usual é conhecida como RANS/LES (conforme descrevem Frohlich e Von Terzi (2008)). Pode-se citar os modelos híbridos DES("Detached Eddy Simulation") de Spalart et al. (1997), sua nova versão aprimorada DDES("Delayed Detached Eddy Simulation") apresentado em Spalart et al. (2006) e o modelo LNS ("Limited Numerical Scale") de Batten, Goldberg e Chakravarthy (2002), todos são baseados em uma interface RANS/LES. Revisão e exemplos de aplicação de modelos híbridos RANS/LES são apresentados em Frohlich e Von Terzi (2008) e, particularmente sobre modelos baseados em DES, pode-se citar o trabalho Spalart (2009). Um exemplo de aplicação em aeroacústica (trem de pouso de uma aeronave) é mostrado em Spalart et al. (2010).

URANS ("Unsteady Reynolds Average Navier Stokes"): trata-se de uma versão transiente do modelo de turbulência RANS. Como captura apenas as maiores escalas da turbulência (as escalas restantes são modeladas), o método não é capaz de gerar informação ao longo de todo espectro associado à turbulência, não sendo adequado, por exemplo, para calcular ou prever diretamente ruído de banda larga. O trabalho de Singer e Guo (2004) mostra alguns exemplos do uso do modelo URANS aplicado a geometrias presentes na estrutura do avião.

RANS ("Reynolds Average Navier Stokes"): metodologia na qual uma média de Reynolds é aplicada nas equações governantes do escoamento fazendo surgir termos adicionais que são determinados segundo diferentes modelos de turbulência RANS (maiores detalhes no apêndice A, seção A.1). Pode-se citar, por exemplo, os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ (uma breve descrição dos principais modelos RANS é mostrada no apêndice A, seção A.1). Como o escoamento é resolvido em regime permanente prevendo apenas valores médios locais segundo as equações

RANS (a turbulência associada é modelada), a metodologia é geralmente utilizada como base de cálculo para modelos estatísticos ou semi-empíricos que permitem reconstruir o espectro das fontes sonoras. Por exemplo, o modelo RANS tem sido aplicado para prever alguns escoamentos de jatos em que ruído é tipicamente de banda larga como mostra, por exemplo, os trabalhos de Khavaran e Bridges (2005) e Silva e Almeida (2009).

Mais recentemente, o método Lattice Boltzmann tem sido aplicado na previsão de escoamentos e campo acústico. Esta metodologia não utiliza as equações de Navier-Stokes, baseia-se nas equações de Boltzmann considerando os efeitos macroscópicos estatísticos do deslocamento e colisão de um certo número de partículas de fluido (maiores detalhes do método são apresentados em Chen e Doolen (1998)). Para aplicações em aeroacústica, o método tem se mostrado bastante eficiente já que é inerentemente transiente e apresenta excelente escalabilidade no processamento computacional em paralelo, conforme descrevem Mairie, Ricot e Sagaut (2009). Por outro lado, o método (na sua forma usual ou consolidada) está limitado a escoamentos com baixo número de Mach, aproximadamente $M < 0,4$.

Segue abaixo a Fig. 2.1 que mostra um esquema resumindo as principais abordagens utilizadas em aeroacústica computacional.

Figura 2.1: Esquema resumindo os principais métodos de previsão de ruído utilizados em aeroacústica computacional. FW-H refere-se à analogia de Ffowcs Williams & Hawkings. Esquema adaptado de Wagner, Huttel e Sagaut (2007).

3 METODOLOGIA DE CÁLCULO DO RUÍDO APLICADO A CORPOS ROMBUDOS

Há diversas abordagens possíveis para o cálculo do ruído aerodinâmico, conforme já mostrado na seção 2.1. Particularmente para esta tese, pretende-se calcular o som no campo afastado oriundo de um escoamento a baixo número de Mach ($0,01 < M < 0,3$) em torno de corpos rombudos com geometria tridimensional prismática (mesma seção transversal ao longo do comprimento de envergadura). Considera-se uma faixa de número de Reynolds em que o escoamento se caracteriza pela presença de uma esteira de vórtices tridimensional e turbulenta. A tridimensionalidade se refere às instabilidades fluido-dinâmicas na esteira de vórtices cuja escala característica é da ordem do diâmetro do cilindro. No caso do escoamento em torno de um cilindro optou-se por considerar a faixa de número de Reynolds do regime subcrítico ($350 < Re < 3 \times 10^5$), cuja esteira de vórtices se comporta como tridimensional e turbulenta. Além disso, o regime subcrítico é particularmente associado à separação da camada limite que ocorre no regime laminar (maiores detalhes adiante na seção 4.1).

A escolha do método de cálculo do ruído gerado deve levar em conta principalmente o custo computacional e a acurácia dos resultados gerados. O método direto, DNC, é computacionalmente caro, devido ao número de Reynolds elevado do escoamento e ao alto custo associado ao cálculo da propagação sonora até o campo afastado. Já o método estatístico não é adequado, pois o espectro do ruído gerado é dominado pela frequência característica de emissão de vórtices, não sendo de banda larga. Já os métodos semi-empíricos, voltados ao ruído gerado em torno de corpos rombudos, não calculam o campo acústico de forma completa tal como o cálculo do espectro sonoro. O cálculo é feito em função de parâmetros globais associados às fontes sonoras, um exemplo é a formulação eq. (4.9) de Leehey e Hanson (1971) a ser apresentada no capítulo 4. No caso de escoamento a baixo número de Mach em torno de corpos rombudos, a influência do campo acústico no campo fluido-dinâmico é pequena podendo ser desprezada (LARSSON, 2002). Esse fato favorece o uso do método híbrido em que a parcela fluido-dinâmica é calculada separadamente da propagação sonora como fenômenos desacoplados. Neste método, as fontes sonoras podem ser obtidas com uso de métodos tradicionais de

simulação numérica de fluidos (CFD), não sendo necessário lidar com as diferentes escalas entre o campo fluido-dinâmico e o acústico. Por sua vez, a propagação acústica é calculada separadamente tendo como fonte a solução do campo fluido-dinâmico. Esse aspecto contribui em favor do método híbrido, pois estabelece que o campo acústico seja obtido em função da solução não-estacionária do campo fluido-dinâmico. Desta forma, a metodologia híbrida é utilizada, mostrando-se ser adequada para o cálculo do ruído gerado do escoamento a baixo Mach em torno de corpos rombudos.

No método híbrido, a acurácia do cálculo do ruído depende diretamente da qualidade da simulação numérica do escoamento (fontes sonoras), fazendo com que a escolha do método de cálculo do campo fluido-dinâmico (CFD) seja determinante. O uso de um método DNS que resolve diretamente todas as escalas de turbulência é computacionalmente caro, pois trata-se do caso de um escoamento em torno de um corpo rombudo prismático em que a esteira de vórtice é tridimensional e turbulenta, além do elevado número de Reynolds. Já com o uso de modelagem de turbulência como a metodologia LES, de custo computacional mais baixo, as maiores escalas de turbulência são diretamente resolvidas e as escalas menores são modeladas. Trata-se de uma metodologia capaz de resolver escoamento transiente, tridimensional e turbulento, sendo adequado para cálculo da esteira de vórtices (maiores detalhes no apêndice A, seção A.2). Com custo computacional ainda menor, tem-se a metodologia URANS que é uma versão transiente da metodologia RANS. Essa metodologia apresenta limitações na medida em que o seu equacionamento é baseado em uma média de Reynolds, além da própria modelagem do tensor de Reynolds que é baseada na hipótese de Boussinesq (maiores detalhes no apêndice A, seção A.1). Desta forma, a metodologia URANS apresenta deficiências na previsão de escoamentos em torno de corpos rombudos prismáticos dominados por uma esteira de vórtices turbulenta e tridimensional, como mostra, por exemplo o trabalho de Shur et al. (2005) e Spalart et al. (2010).

Diante das abordagens CFD apresentadas, a metodologia LES aparece como opção adequada para o cálculo das fontes sonoras, pois a sua formulação considera a resolução do escoamento como transiente levando em conta diretamente na sua solução as maiores escalas associadas a turbulência. Apesar de ter um custo computacional menor que o método DNS, seu custo ainda é elevado. Seu uso está limitado à capacidade computacional em função do número de graus de liberdade associado à solução numérica do escoamento, que por sua vez é proporcional ao número de Reynolds. Finalmente, a solução do escoamento obtida com o uso do modelo híbrido RANS/LES tem apresentado deficiências no cálculo da camada limite na condição em que a sua separação ocorre ainda no regime laminar, tal como o caso de escoamento em torno de um cilindro prismático no regime subcrítico, como mostrado em Travin

et al. (1999). O fato do modelo RANS/LES utilizar em sua formulação a metodologia RANS na região da camada limite pode ser um fator determinante gerando um atraso de seu ponto de separação, o que interfere na dinâmica da formação e desenvolvimento da esteira de vórtices.

3.1 Método híbrido baseado em analogia acústica

Considerando o método híbrido, o cálculo do ruído é separado em duas etapas. Na primeira, o escoamento é calculado em uma região próxima que engloba as fontes sonoras. Em seguida, na segunda etapa, o ruído é calculado tendo como base o escoamento ou campo fluido-dinâmico obtido na etapa anterior. Assim, o problema é dividido em duas partes, o campo próximo que engloba as fontes sonoras e o campo afastado onde ocorre a propagação acústica. Essa hipótese de separação entre região de propagação sonora e região de fontes sonoras é válida na condição de não haver acoplamento entre as flutuações de pressão acústica e o campo fluido-dinâmico. Ou seja, uma vez gerado o som na região das fontes sonoras, o mesmo não mais interfere no campo fluido-dinâmico. Considerando o escoamento a número de Mach baixo, a escala típica da flutuação de pressão acústica é dezenas de vezes menor que a escala da flutuação de pressão fluido-dinâmicas (WANG; FREUND; LELE, 2006). Além disso, as flutuações de pressão acústicas se propagam na velocidade som, sendo muito maior que a velocidade típica do escoamento. Portanto, na condição de Mach baixo, o som gerado praticamente não interfere no campo fluido-dinâmico, sustentando o uso do método híbrido (separação entre campo fluido-dinâmico e campo acústico).

Há diversos métodos híbridos disponíveis para diferentes aplicações (vide seção anterior 2.1). O fato de considerar escoamento a baixo Mach em torno de corpos rombudos e a necessidade de calcular o som somente em alguns pontos no campo afastado faz com que um método analítico integral baseado em equação de propagação seja a escolha mais eficiente em termos de custo computacional e simplicidade. Os métodos baseados na solução de equações de transporte como as equações de Euler ou Euler linearizadas, assim como de Hardin & Pope (1994) e métodos APE (vide capítulo 2), são utilizados geralmente quando se deseja obter todo o campo acústico em torno da fonte sonora, principalmente em uma região intermediária em que a velocidade do som ainda não é constante (LYRINTZIS, 2003). Como já mostrado no capítulo 2, seção 2.1, o método integral baseado nas integrais de Kirchhoff tem seu uso limitado na medida em que a superfície de integração que separa a região de geração e propagação sonora deve estar localizada em uma região cuja fluido-dinâmica respeita a equação de propagação considerada como base no cálculo das integrais de Kirchhoff. Isso faz com que essa superfície de integração tenha que ser posicionada muito afastada da fonte sonora dominada

pelas flutuações fluido-dinâmicas. Já o método analítico integral baseado em analogia acústica, na sua formulação não impõe nenhuma restrição no posicionamento ou no tamanho na região considerada que teoricamente separa as fontes sonoras localizadas em seu interior da propagação sonora. No entanto, o truncamento dessa região que engloba as fontes sonoras pode gerar fontes sonoras espúrias (por exemplo, como mostra o trabalho de Lockard e Casper (2005)). Este fato pode ocorrer no caso da fronteira dessa região localizar-se em pontos em que ainda há considerável não linearidade ou flutuação do campo fluido-dinâmico. Porém, essa fronteira não é tão sensível às não-linearidades do escoamento em comparação com as integrais de superfície de Kirchhoff, já que se trata de um problema de truncamento das fontes sonoras, conforme descrevem Lyrantzis (2003) e Brentner e Farassat (1998). Dependendo do problema as fontes sonoras espúrias podem ser eliminadas utilizando técnicas ad-hoc, como mostrado em Wang, Freund e Lele (2006). Devido à sua versatilidade, generalidade e simplicidade, o método híbrido baseado em analogia acústica tornou-se um dos métodos mais utilizados em aeroacústica computacional. Assim, nesta tese, o método híbrido baseado em analogia acústica é utilizado para o cálculo do ruído.

3.1.1 Analogia de Lighthill

O conceito de analogia acústica foi inicialmente proposto no trabalho pioneiro de Lighthill (1952). As equações de Navier-Stokes foram manipuladas de forma a obter no final a Equação de Lighthill, conforme é mostrado na sequência abaixo. Desprezando-se as forças de campo, a equação da continuidade e da quantidade de movimento para escoamento compressível são dadas por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (3.2)$$

onde τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas cuja expressão, para fluido newtoniano, segue abaixo:

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \quad (3.3)$$

Derivando no tempo a equação da continuidade (eq. (3.1)) e aplicando o operador divergente na equação da quantidade de movimento (eq. (3.2)) tem-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t}(\rho u_i) = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} \quad (3.5)$$

Substituindo a eq. (3.4) na eq. (3.5) obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho u_i u_j) - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} \quad (3.6)$$

Subtraindo o termo $c_\infty^2 \partial^2 \rho' / \partial x_i^2$, com $\rho' = \rho - \rho_\infty$, em ambos os lados da equação, chega-se à equação de Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.7)$$

onde c_∞ é a velocidade do som do escoamento não perturbado e T_{ij} é o tensor de Lighthill dado por:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_\infty^2 \rho') \delta_{ij} \quad (3.8)$$

Na equação de Lighthill (eq. (3.7)), o termo do lado esquerdo é exatamente a equação de propagação da onda e o termo do lado direito representa o termo fonte de geração de ruído associado às flutuações fluido-dinâmicas. Essa abordagem é conhecida como analogia de Lighthill. Nenhuma hipótese ou simplificação foi feita na dedução da equação de Lighthill. Além disso, a equação de Lighthill mostra que a equação de Navier-Stokes pode ser rearranjada de forma a ter uma equação linear de propagação de onda no lado esquerdo e no lado direito termos fontes não lineares. A equação de Lighthill é tão válida quanto a equação de Navier-Stokes na medida em que os termos lineares de propagação sonora estão acoplados com os termos não lineares representando as fontes sonoras. Essa nova maneira de representar a equação de Navier-Stokes introduziu o conceito de analogia acústica, pois trouxe uma nova interpretação em que há uma região onde está localizada as fontes sonoras (termo do lado direito) e outra região externa onde ocorre a propagação sonora em um meio quiescente (termo do lado esquerdo da equação de Lighthill). As flutuações fluido-dinâmicas não se estendem muito além do local onde foram geradas, o que determina uma região de campo próximo. Já as perturbações acústicas se estendem muito além da região de geração e se propagam na velocidade do som,

definindo uma outra região de campo afastado que estende teoricamente até o infinito. Desta forma, no campo próximo o termo do lado direito da equação de Lighthill é significativo representando as fontes sonoras, já no campo afastado esse termo não-linear é praticamente nulo, sobrando apenas a propagação sonora regida pelo termo do lado esquerdo da equação. Além disso, essa equação mostra de que forma as flutuações fluido-dinâmicas geram a propagação sonora, indicando quais parâmetros aerodinâmicos mais contribuem para a geração sonora.

A forma da equação de Lighthill serviu de base para a criação dos modelos híbridos que essencialmente assumem uma região de geração e outra de propagação sonora. Supõe-se que o ruído seja gerado em uma determinada região ou volume de controle, onde são obtidas as variáveis fluido-dinâmicas. Essa região representa as fontes sonoras, cujas variáveis presentes, tal como no termo do lado direito da equação de Lighthill, podem ser utilizadas para calcular a propagação sonora.

Além disso, a região de geração sonora pode ser determinada mapeando os locais onde as flutuações fluido-dinâmicas que geram som são significativas. Na analogia de Lighthill, assume-se que fora da região de geração, o som se propaga em um meio fluido homogêneo. O fato de separar o termo do lado direito da equação de Lighthill, representando as fontes sonoras, do termo do lado esquerdo, representado a propagação sonora, como sugere a analogia de Lighthill, faz com que não se possa considerar nenhum efeito do escoamento na propagação do ruído. Ou seja, na analogia de Lighthill assume-se que uma vez gerado o som, ele se propaga em um meio quiescente. Desta forma, na propagação sonora, não são considerados efeitos de gradientes de velocidade, massa específica e temperatura que podem alterar a velocidade do som e gerar um desvio na direção da propagação. Esse efeito é conhecido como refração e não é levado em conta na analogia de Lighthill. Para considerar os efeitos externos de interação entre propagação sonora e campo fluido-dinâmico, o conceito da analogia acústica pode ser estendido ou aperfeiçoado para diferentes aplicações, tornando-o mais geral, tal como mostra o trabalho de Goldstein (2003). Por exemplo, como trabalho pioneiro, pode-se citar a analogia de Lilley (1974) que considera parte dos efeitos de refração no termo linear de propagação sonora. Outro efeito que não é considerado na analogia de Lighthill é o efeito de espalhamento ("scattering") do som que pode ocorrer devido à presença de um objeto qualquer ou perturbações quaisquer do fluido entre a fonte e o observador, como por exemplo a existência de um vórtice ou até mesmo de outras ondas sonoras.

Se os termos do lado direito da equação de Lighthill (eq. (3.7)) são conhecidos e independentes dos termos do lado esquerdo, a equação pode ser resolvida analiticamente utilizando funções de green em espaço livre (demonstração em Perot (2004)):

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} [T_{ij}(\vec{y}, \tau)]_{\tau=t-r/c_\infty} dV_y \quad (3.9)$$

onde $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ é a distância entre a posição do observador $\vec{x}$ e a posição da fonte $\vec{y}$ dentro de um volume local V_y que representa a região das fontes sonoras (ver esquema indicado na Fig. 3.1). $\tau = t - r/c_\infty$ é o tempo atrasado¹ baseado no momento em que o som foi gerado na fonte e t é o tempo no momento em que a propagação sonora atinge o observador em $\vec{x}$.

Figura 3.1: Neste esquema ilustrativo o som é emitido na posição $\vec{y}$ até a posição do observador indicado por $\vec{x}$. A distância entre a fonte e o observador é indicada por $\vec{r}$. O volume local V_y representa a região das fontes sonoras.

Na solução da equação de Lighthill, eq. (3.9), o som gerado pelo tensor das tensões viscosas (τ_{ij}) do tensor de Lighthill (T_{ij}) é geralmente pouco significativo na maioria das aplicações, já que o número de Reynolds é elevado, assim, é normalmente desprezado. Segundo Wagner, Huttel e Sagaut (2007), o termo $(p - c_\infty^2 \rho') \delta_{ij}$ é denominado de termo de entropia, pois o som gerado está associado à movimentação de uma região qualquer cujos valores de entropia por unidade de massa não são uniformes. Desta forma, no caso de escoamento com pouca variação de temperatura e subsônico (considerado homoeentrópico), o termo de entropia não contribui significativamente na geração sonora, sendo normalmente desprezado. Com essas simplificações, o tensor de Lighthill é aproximado por $T_{ij} \approx \rho u_i u_j$. Assim, o som é gerado em sua maior parte pela movimentação e interação não-linear de quantidade de movimento de acordo com o termo $(\partial^2(\rho u_i u_j) / \partial x_i \partial x_j)$. Ainda, considerando a fonte sonora acusticamente compacta (o comprimento de onda do som gerado é da ordem de dezenas de vezes superior às

¹Tradução do termo em inglês "retarded time".

dimensões da fonte) e observador bem afastado da fonte ($|\vec{x}| \gg |\vec{y}|$), pode-se assumir $r \approx |\vec{x}|$ e seguindo simplificações deduzidas em Howe (2003), chega-se a uma solução aproximada da equação de Lighthill dada por:

$$p'(\vec{x}, t) \approx \frac{x_i x_j}{4\pi r^3 c_\infty^2} \int_V \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho u_i u_j) \right]_{\tau=t-r/c_\infty} dV_y \quad (3.10)$$

onde a solução é mostrada em função da flutuação de pressão, $p' = p - p_\infty$. Para tal, assumiu-se que na posição do observador, a flutuação de massa específica é muito pequena, sendo possível utilizar a relação da acústica linear $p' = c_\infty^2 \rho'$ (essa relação não deve ser associada ao termo de entropia, pois esse termo refere-se ao som gerado na fonte).

Essa solução aproximada da equação de Lighthill mostra claramente a natureza de directividade quadripolar do som gerado devido ao termo $x_i x_j / r^3$ que em uma representação polar apresenta quatro direções dominantes, conforme mostra a Fig. 3.2. Assim, usualmente o ruído gerado pela movimentação turbulenta de fluido em um certo volume (sem a presença de forças externas ou superfícies) é associado a um som de directividade quadripolar, ou quadripolo. Além disso, essa solução aproximada mostra que a flutuação temporal do termo advectivo não linear $\rho u_i u_j$ está diretamente associada ao nível da geração sonora. A expressão permite relacionar a velocidade característica do escoamento ao som gerado, demonstrando claramente que quanto maior a velocidade mais alto é o ruído, que é umas das conclusões de Lighthill (1952).

Figura 3.2: Exemplo de uma representação polar mostrando a directividade quadripolar da solução da equação de Lighthill simplificada para fonte compacta, som no campo afastado e baixo Mach. Extraído de Howe (2003).

Além disso, pode-se estimar a ordem de grandeza da potência acústica em função do número de Mach realizando algumas simplificações adicionais ou simplesmente fazendo uma análise dimensional. Assumindo que o som seja produzido por estruturas turbulentas de

dimensão da ordem de ℓ . A frequência típica do fenômeno, f , seria da ordem de $f \sim \mathcal{O}(Mc_\infty/\ell)$ e o comprimento de onda acústica, λ , seria da ordem de $\lambda \sim \mathcal{O}(c_\infty/f)$, assim combinando as duas expressões tem-se $\lambda \sim \mathcal{O}(\ell/M)$. Para escoamento a baixo Mach ($M \approx 0,01$), pode-se assumir que $\lambda \gg \ell$, segundo a última expressão. Nesta condição, as fontes de ruído podem ser consideradas acusticamente compactas e o tempo atrasado (τ) pode ser desprezado. Além disso, na direção preferencial de propagação sonora, uma simplificação adicional pode ser feita, colocando tudo em função da distância do observador à fonte $r \approx x_i \approx x_j$. Ainda, assumindo uma ordem de grandeza para $\rho u_i u_j \approx \rho_\infty \vartheta^2$, com ϑ sendo uma velocidade característica do escoamento. A ordem de grandeza da derivada temporal, presente na solução da equação de Lighthill, pode ser aproximada por $\partial/\partial t \sim \vartheta/\ell$. Juntando todas as simplificações chega-se a uma estimativa da magnitude da flutuação de pressão acústica no campo afastado:

$$p' \sim \rho_\infty \frac{\ell}{r} \frac{\vartheta^4}{c_\infty^2} = \rho_\infty \frac{\ell}{r} \vartheta^2 M^2. \quad (3.11)$$

A potência acústica total irradiada é obtida integrando-se os valores de intensidade sonora ao longo de uma esfera de raio r centrada na fonte. A intensidade sonora é definida como a taxa de transmissão de energia sonora média (temporal) por unidade de área considerando a direção de propagação (normal à área considerada, no caso uma esfera). Aplicando a expressão eq. (3.11) no cálculo aproximado da potência acústica (Π_Q) tem-se:

$$\Pi_Q \approx 4\pi r^2 \frac{p'^2}{\rho_\infty c_\infty} \sim \frac{\ell^2 \rho_\infty \vartheta^8}{c_\infty^5} = \ell^2 \rho_\infty \vartheta^3 M^5 \sim \vartheta^8. \quad (3.12)$$

Esta é conhecida como a lei da oitava potência de Lighthill. A potência do som gerado escala com a oitava potência da velocidade típica do escoamento. Com esta formulação, fica claro que um decréscimo da velocidade, por exemplo, de um jato diminui significativamente o som gerado. Isto serviu de argumento para o desenvolvimento de motores de aeronaves comerciais mais silenciosos tipo "high bypass" em que a velocidade do jato é mais baixa.

3.1.2 Analogia de Curle

A formulação da analogia de Lighthill pode ser estendida incluindo o som gerado devido à presença de superfícies sólidas. Baseado na formulação integral de Kirchhoff, Curle (1955) desenvolveu uma formulação que leva em conta a influência de superfícies rígidas ou móveis na geração de ruído. Como demonstra Blake (1986), arbitra-se um volume V contendo as fontes

sonoras. Em seguida, aplica-se o teorema de divergência na equação de onda de forma a calcular a propagação sonora de cada fonte contida em V até a superfície externa do próprio volume V , denominada aqui de S (vide esquema representado na Fig. 3.3). Assim, chega-se à solução abaixo, segundo formulação integral de Kirchhoff:

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right]_\tau dV_y + \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \rho'}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho' + \frac{1}{c_\infty r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho'}{\partial t} \right]_\tau dS_y \quad (3.13)$$

onde $\vec{n}$ é um vetor unitário normal à superfície externa S , apontando para fora de S . Nesta equação a superfície S engloba a posição do observador $\vec{x}$. Os colchetes, na eq. (3.13), indicam que o termo é calculado no tempo atrasado $\tau = t - r/c_\infty$.

Figura 3.3: Esquema representando a superfície de controle S , considerada na equação integral de Kirchhoff.

Aplicando o teorema de divergência novamente e manipulando as expressões correspondentes, chega-se à formulação geral da equação de Curle (demonstração em Blake (1986) ou Larsson (2002)):

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{x}, t) &= \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} [T_{ij}] dV_y + \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{n_j}{r} (\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij}) \right] dS_y \\ &\quad - \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int_S \left[\frac{n_i}{r} \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} \right] dS_y \end{aligned} \quad (3.14)$$

Note que o artifício de assumir a superfície S , em princípio, como externa, associado ao teorema

de divergência, permitiu deduzir separadamente a sua contribuição na geração sonora através do 2º termo (lado direito da eq. (3.14)). Já a contribuição na geração sonora associado ao 1º termo (lado direito da eq. (3.14)) pode ser interpretada como o som gerado no volume internamente ou externamente a superfície S . Devido à separação dos efeitos do ruído gerado no volume ou na superfície, a posição do observador ($\vec{x}$) pode ser interpretada de forma mais geral como externa ou interna ao volume V ou à superfície S . Para superfícies rígidas e não porosas, a velocidade na superfície (u_i) é zero, ou seja, a superfície S é assumida como sólida (impermeável). Neste caso só é possível ter geração sonora em S (2º termo) ou externamente à S (1º termo). Assim, aplicando essas condições na eq. (3.14), resulta na equação final de Curle (1955), ou seja, analogia de Curle:

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} [T_{ij}] dV_y + \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{P_i}{r} \right] dS_y \quad (3.15)$$

onde $P_i = (p\delta_{ij} - \tau_{ij})n_j$ é a força por unidade de área exercida pelo fluido na superfície S , assumida como sólida e rígida. A equação de Curle considera o som gerado no fluido (1º termo) adicionado ao som gerado devido à presença de superfícies sólidas (2º termo). A equação de Curle pode ser simplificada assumindo que o observador está muito longe da fonte (campo afastado). Simplificações adicionais podem ser feitas, considerando o escoamento a baixo Mach e fonte acusticamente compacta (o comprimento de onda do som gerado é dezenas de vezes superior às dimensões do corpo). Para escoamento a baixo Mach ($0,01 < M < 0,3$), a ordem de grandeza do som gerado no fluido (integrais de volume) é muito menor que o som gerado na superfície, assim é usual desprezar as integrais de volume (ver demonstração mais adiante nesta seção). Para escoamento turbulento, a contribuição das tensões viscosas (τ_{ij}) na geração sonora pode também ser desprezada. Ainda, assumindo que, na posição do observador, as flutuações de massa específica são muito pequenas, pode-se usar a relação $p' = c_\infty^2 \rho'$ da acústica linear. Finalmente, considerando todas as simplificações acima mencionadas (maiores detalhes em Howe (2003)), chega-se à seguinte expressão:

$$p'(\vec{x}, t) \approx \frac{x_i}{4\pi r^2 c_\infty} \int_S \left[\frac{\partial p_s}{\partial t} \right] dS_y \quad (3.16)$$

onde $p' = p - p_\infty$ é a flutuação de pressão sonora na posição do observador e p_s é a pressão fluido-dinâmica que o fluido exerce na superfície do corpo. Essa expressão mostra claramente a natureza de directividade dipolar do som gerado na superfície com o termo x_i/r^2 , como representado na Fig. 3.4. Além disso, a equação mostra que a flutuação temporal da força por unidade de área (pressão) que o fluido exerce no corpo contribui diretamente na propagação

sonora. Essa contribuição sonora é muitas vezes denominada na literatura de "loading noise", ou seja, ruído gerado pelas forças exercidas pelo fluido na superfície do corpo. Pode-se, por exemplo, estimar as regiões que mais contribuem para a geração sonora, calculando o valor eficaz (ou RMS, "root mean square") de $\partial p_s / \partial t$, ou seja, $\sqrt{(\partial p'_s / \partial t)^2}$, ao longo da superfície do corpo. Devido à essa relação entre o som gerado e as forças que o fluido exerce na superfície do corpo, na literatura é comum fazer uma associação entre amplitude de oscilação da força sustentação e arrasto do corpo com a geração sonora, por exemplo, como mostra o trabalho de Cox, Brentner e Rumsey (1998) aplicado ao escoamento em torno de um cilindro.

Figura 3.4: Exemplo de uma representação polar mostrando a directividade dipolar da solução da equação da analogia de Curle simplificada para fonte compacta, som no campo afastado e baixo Mach. Extraído de Howe (2003).

Pode-se estimar a ordem de grandeza da potência acústica irradiada do som oriundo de superfícies sólidas, realizando algumas simplificações e análise dimensional na condição de escoamento a baixo Mach. Primeiramente, considera-se um corpo de dimensão característica ℓ . Da mesma forma como descrito para a analogia de Lighthill (seção 3.1.1), a frequência típica do fenômeno seria da ordem de $f \sim \mathcal{O}(Mc_\infty / \ell)$ e o comprimento de onda acústica poderia ser estimado como $\lambda \sim \mathcal{O}(c_\infty / f)$. Assim, chega-se à relação $\lambda \sim \mathcal{O}(\ell / M)$. Para escoamento a baixo Mach, verifica-se que $\lambda \gg \ell$, o que mostra que as fontes de ruído podem ser consideradas acusticamente compactas. Portanto, o efeito do tempo atrasado (τ) é pouco significativo e pode ser desprezado. A derivada temporal pode ser estimada como $\partial / \partial t \sim \vartheta / \ell$, onde ϑ é a velocidade característica do escoamento em torno da superfície. Além disso, na direção de maior ruído, a coordenada x_i tem a mesma ordem de grandeza da distância do observador à fonte (r), sendo aproximada por $r \approx x_i$. A força por unidade de área que o fluido exerce na superfície p_s é da mesma ordem de grandeza que a pressão dinâmica e assim é aproximada por $p_s \sim \rho_\infty \vartheta^2$. Combinando todas as aproximações na equação de Curle acima (eq. (3.16)), chega-se a uma estimativa da amplitude de flutuação de pressão no campo afastado, dada por:

$$p' \sim \rho_\infty \frac{\ell}{r} \frac{\vartheta^3}{c_\infty} = \rho_\infty \frac{\ell}{r} \vartheta^2 M. \quad (3.17)$$

A potência acústica total irradiada é obtida integrando-se os valores de intensidade sonora ao longo de uma esfera de raio r centrada na fonte. Aplicando a expressão eq. (3.17) no cálculo aproximado da potência acústica (Π_D) tem-se:

$$\Pi_D \approx 4\pi r^2 \frac{p'^2}{\rho_\infty c_\infty} \sim \frac{\ell^2 \rho_\infty \vartheta^6}{c_\infty^3} = \ell^2 \rho_\infty \vartheta^3 M^3 \sim \vartheta^6. \quad (3.18)$$

Neste caso, a potência acústica do som oriundo de superfície sólida escala com a velocidade característica do escoamento elevado a sexta potência.

Pode-se comparar a potência acústica irradiada pelo som gerado no volume de directividade quadripolar (Π_Q) com o som gerado na superfície de directividade dipolar (Π_D). Dividindo cada uma das ordem de grandezas estimadas tem-se:

$$\frac{\Pi_Q}{\Pi_D} \approx \frac{\ell^2 \rho_\infty \vartheta^3 M^5}{\ell^2 \rho_\infty \vartheta^3 M^3} \sim M^2. \quad (3.19)$$

Esta é uma conclusão importante, pois indica, no caso de escoamento a baixo Mach, que o som de directividade quadripolar irradiado fora da superfície sólida (ruído gerado no volume) é pouco significativo em comparação ao som irradiado gerado pela flutuação de pressão fluido-dinâmica na superfície sólida. Desta forma, para escoamento a baixo Mach em torno de superfícies sólidas, a parcela de som gerada no volume, fora da superfície S , geralmente é desprezada. Neste caso, pode-se obter quase que a totalidade do ruído gerado apenas considerando as forças que o fluido exerce na superfície do corpo, o que simplifica consideravelmente o cálculo do ruído, bastando utilizar a eq. (3.16).

3.1.3 Analogia de Ffwocs Williams & Hawkings

Uma formulação ainda mais geral que as analogias de Lighthill e Curle foi proposta por Ffwocs Williams e Hawkings (1969), incluindo a geração sonora em superfícies com movimento arbitrário. Neste caso, a superfície de controle é móvel indicada por $S(t)$. As equações de Navier-Stokes são manipuladas, utilizando a teoria de funções generalizadas, para que as equações sejam válidas em todo domínio computacional. Originalmente, a superfície $S(t)$ foi considerada impermeável coincidente a superfícies sólidas. No entanto, a formulação geral, utilizada por Ffwocs Williams e Hawkings (1969), permite também considerar a superfície porosa, ou seja, não coincidente com a superfície sólida (conforme descrevem Dowling e Ffwocs Williams (1983)) e englobando, por exemplo, as fontes sonoras.

A equação de Ffwoes Williams & Hawking (FW-H) é obtida considerando uma superfície de controle fechada e indeformável S qualquer, definida com $f(x_i, t) = 0$, se movimentando com velocidade v_i através de um fluido (ver esquema mostrado na Fig. 3.5).

Figura 3.5: Esquema representando a superfície de controle S , considerada na equação de FW-H.

A função f é definida tal que $f < 0$ indica o interior do volume (limitado pela superfície S) e $f > 0$ seu exterior. A função f , assim definida, tem a propriedade de $\vec{\nabla} f = \hat{n}$, onde $\hat{n}$ é um vetor unitário normal à superfície S , apontando para fora de S . Aplicando a função generalizada Heaviside nas equações de Navier-Stokes, de forma que $H(f) = 1$ fora de S e $H(f) = 0$ no interior de S , faz com que as equações sejam válidas em todo o espaço. As equações são manipuladas de forma equivalente às equações de Lighthill, para no final obter um operador de propagação de onda de um lado da equação e termos fontes do outro. Maiores detalhes da dedução são mostrados em Larsson (2002) e Dowling e Ffwoes Williams (1983). A equação final denominada de analogia de Ffwoes Williams & Hawking é mostrada na sua forma diferencial abaixo:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \right) \{H(f)\rho'\} = \frac{\partial^2 \{H(f)T_{ij}\}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \{L_i \delta(f)\}}{\partial x_i} + \frac{\partial \{U_n \delta(f)\}}{\partial t} \quad (3.20)$$

com

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

$$L_i = P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)$$

$$U_n = \rho_\infty v_n + \rho (u_n - v_n)$$

onde $\rho' = \rho - \rho_\infty$, u_i e v_i são, respectivamente, as velocidades do fluido e da superfície S na direção x_i . u_n e v_n são as respectivas velocidades na direção normal à superfície S , representada pelo vetor unitário n_i . $\delta(f)$ é a função delta de Dirac de f . T_{ij} é o tensor de Lighthill (eq. (3.8)) e o tensor $P_{ij} = p \delta_{ij} - \tau_{ij}$, onde τ_{ij} é o tensor das tensões viscosas (eq. (3.3)). No caso de superfície impenetrável, tem-se $u_n = v_n$, assim L_i reduz-se a força que o corpo exerce no fluido.

Além disso, o primeiro termo de U_n leva em conta o efeito do movimento da superfície na geração sonora. O efeito da superfície porosa ocorre quando $(u_n - v_n) \neq 0$, sendo considerado em L_i e U_n .

A equação acima, eq. (3.20), é similar à equação de Lighthill, excetuando pelos termos fontes adicionais que levam em conta os efeitos de superfície. A solução é, então, obtida aplicando-se o produto de convolução, utilizando funções de Green em espaço livre $G(g) = \delta(g)/4\pi r$, onde $g = t - \tau - r/c$, com τ e t sendo os tempos associados a uma mesma onda sonora localizada, respectivamente, na fonte e no observador (ou receptor). Ainda, utilizando propriedades da função delta de Dirac $\delta(g(\tau))$ e assumindo que a fonte se movimenta com velocidade subsônica ($M < 1$), chega-se à expressão final da solução da equação de Ffwoes Williams & Hawkings (maiores detalhes da dedução em Casalino (2003) ou Dowling e Ffwoes Williams (1983)):

$$\begin{aligned}
 4\pi c_\infty \rho'(\vec{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{T_{ij}}{r(1 - M_r)} \right]_{ret} dV \\
 &- \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{L_i}{r(1 - M_r)} \right]_{ret} dS \\
 &+ \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{U_n}{r(1 - M_r)} \right]_{ret} dS
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

onde o subscrito "ret" indica que os integrandos são calculados no tempo atrasado ("retarded time"), isto é, no momento $\tau = t - r/c_\infty$ em que se inicia a propagação sonora (na fonte) e $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ é a distância entre a posição do observador $\vec{x}$ e a fonte $\vec{y}$. Além disso, $M_r = M_i \hat{r}_i$ é a componente do número de Mach da fonte projetada na direção do observador, $\hat{r}_i = (x_i - y_i)/r$. Na eq. (3.21), o denominador $(1 - M_r)$ está associado ao efeito doppler devido ao movimento da fonte que está se aproximando ou se afastando do observador.

Ainda na eq. (3.21), a solução é dada por integrais de volume e superfície, podendo-se associar o integrando aos termos fonte da equação de FW-H. O primeiro termo à direita, com o tensor de Lighthill T_{ij} , gera uma solução oriunda de uma integral de volume. Esta integral representa aproximadamente uma fonte sonora volumétrica, cujo nível sonoro é mais elevado em quatro direções preferenciais, como mostra a Fig. 3.2 (seção 3.1.1). A representação gráfica polar da magnitude da intensidade sonora se caracteriza por quatro grandes lóbulos equiespaçados (isto é, quatro direções preferenciais para a propagação sonora), daí o nome de fonte sonora quadripolo. A integral de volume do tensor de Lighthill corresponde ao ruído gerado pelas interações não lineares advectivas atuando no fluido sem a presença de superfícies.

O produto de convolução aplicado ao segundo termo à direita da eq. (3.21) é dado por uma integral de superfície. Na representação gráfica polar da magnitude da intensidade sonora, observa-se dois grandes lóbulos com níveis de ruído mais elevados (ou seja, duas direções preferenciais), neste caso a fonte sonora é de directividade dipolar ou dipolo, como mostra a Fig. 3.4 (seção 3.1.2). Este termo, não observado na equação de Lighthill, porém previsto pela analogia de Curle, leva em conta a geração de ruído devido à flutuação de forças (normalmente de pressão) fluido-dinâmicas agindo em superfícies. A integração do último termo à direita da eq. (3.21) também gera uma integral de superfície, na representação em gráfico polar do nível sonoro nenhuma direção preferencial é observada (a forma é aproximadamente circular), dá-se nome de fonte sonora monopolo. Este termo, também não observado na equação de Lighthill, considera a geração de ruído devido às flutuações de massa de fluido causada pela movimentação de superfícies.

A solução da equação FW-H mostrada acima, eq. (3.21), pode ser utilizada diretamente para calcular o ruído, porém outras formas de representar a solução foram desenvolvidas para diferentes aplicações tornando mais eficiente o seu cálculo do ponto de vista numérico e computacional. Diversas soluções desenvolvidas para equação de FW-H são apresentadas resumidamente no trabalho de Brentner e Farassat (2003). Abaixo, é descrito brevemente determinadas formulações que foram desenvolvidas, culminando com a formulação de Ffwoes Williams & Hawkings porosa. Primeiramente, do ponto de vista computacional é desejável que os divergentes presentes na eq. (3.21) sejam substituídos por derivadas temporais. Aplicando propriedades da função de Green em espaço livre na eq. (3.21), Farassat (1981) deduziu uma nova formulação com derivadas temporais que foi chamada de formulação 1. Em seguida, uma extensão foi proposta por Brentner (1986) que deduziu uma nova expressão com as derivadas temporais dentro da integral denominada de formulação 1A. Lyrantzis (2003) afirma que as derivadas temporais calculadas dentro da integral tornam a formulação menos suscetível a instabilidades e Di Francescantonio (1997) demonstra que essa nova formulação reduz a quase metade o custo computacional. As deduções das formulações 1 e 1A são mostradas em detalhes na referência Farassat (2007). Na formulação 1A, a superfície de integração é coincidente a uma superfície física. Devido ao alto custo computacional para calcular as integrais de volume que representam o som gerado com directividade quadripolar (primeiro termo à direita de eq. (3.21)), a formulação 1A é apresentada somente com os termos que representam o som gerado na superfície com directividade dipolar e monopolar (relativo aos dois últimos termos à direita da eq. (3.21)). No caso de um escoamento a baixo Mach, dominado pela geração sonora oriunda de superfícies, a geração sonora de directividade quadripolar (integrais de volume) é pouca significativa e é normalmente desprezada. Quando necessário, as custosas integrais de

volume são calculadas separadamente por uma outra formulação denominada $Q1A$, cuja expressão é apresentada em Brentner (1997). A solução da equação de Ffwocs Williams & Hawkings (eq. (3.21)) permite considerar a superfície de integração ($f = 0$) como penetrável, ou seja, porosa ($u_n \neq v_n$), porém o conceito inicial estava associado a uma superfície física e não fictícia. Di Francescantonio (1997), utilizando o conceito das integrais de Kirchhoff, considerou a superfície de integração como fictícia (localizada fora do corpo) e permeável englobando todas as fontes sonoras em seu interior. Nessa nova formulação, Di Francescantonio (1997) demonstrou que as integrais de superfície resultantes levam em conta todas as fontes sonoras em seu interior (inclusive as fontes sonoras volumétricas de directividade quadripolar), não havendo mais a necessidade de calcular as custosas integrais de volume. Segundo Di Francescantonio (1997) e considerado o formato apresentado por Brentner e Farassat (1998), a solução final da equação de Ffwocs Williams & Hawkings denominada de formulação FW-H porosa é dada por:

$$\begin{aligned}
 p'(\vec{x}, t) &= p'_T(\vec{x}, t) + p'_L(\vec{x}, t), \quad \text{onde} \\
 4\pi p'_T(\vec{x}, t) &= \int_{f=0} \left[\frac{\rho_\infty (\dot{U}_n + U_{\dot{n}})}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS \\
 &+ \int_{f=0} \left[\frac{\rho_\infty U_n \left\{ r\dot{M}_r + c_\infty (M_r - M^2) \right\}}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS \\
 4\pi p'_L(\vec{x}, t) &= \frac{1}{c_\infty} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS \\
 &+ \int_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS \\
 &+ \frac{1}{c_\infty} \int_{f=0} \left[\frac{L_r \left\{ r\dot{M}_r + c_\infty (M_r - M^2) \right\}}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

Na eq. (3.22) define-se as variáveis $U_i = [v_i + \rho/\rho_\infty(u_i - v_i)]$ e $L_i = P_{ij}\hat{n}_j + \rho u_i(u_n - v_n)$, onde $U_n = \vec{U} \cdot \hat{n} = U_i \hat{n}_i$ e $L_r = \vec{L} \cdot \hat{r} = L_i \hat{r}_i$, $\hat{n}$ e $\hat{r}$ correspondem aos vetores unitários, respectivamente, na direção normal e na direção de propagação da onda em relação à superfície de integração. Em L_i , o tensor P_{ij} é dado por $P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij}$. Novamente, o subscrito "ret" indica que os integrandos são calculados no tempo atrasado ("retarded time"), isto é, no momento $\tau = t - r/c_\infty$ em que se inicia a propagação sonora (na fonte), t é o tempo no instante em que a onda atinge o observador e $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ é a distância entre a fonte sonora e o observador. O símbolo "." acima da variável representa sua diferenciação em relação ao tempo atrasado (por

exemplo, $U_{\dot{n}} = U_n \partial n_i / \partial \tau$). Além disso, $\vec{M}$ é o vetor número de Mach local com componentes M_i , onde $M_r = \vec{M} \cdot \hat{r} = M_i \hat{r}_i$ e $L_M = L_i M_i$. A solução da eq. (3.22) é apresentada em função da flutuação de pressão $p' = p - p_\infty$, pois na região do observador (campo afastado) assumiu-se que $p' = c_\infty^2 \rho'$, hipótese de acústica linear em que $\rho' / \rho_\infty \ll 1$ (WAGNER; HUTTL; SAGAUT, 2007).

Na formulação FW-H porosa, a superfície de integração pode ser colocada teoricamente em qualquer lugar, desde que englobe parte ou todas as fontes sonoras. As fontes sonoras volumétricas, localizadas do lado de fora da superfície de integração, podem também ser consideradas, neste caso, são calculadas separadamente com uso de formulações específicas para o cálculo do som. Por exemplo, o som gerado associado às integrais de volume localizados fora da superfície de integração (denominado de p'_Q) pode ser calculado com o uso da formulação $Q1A$, apresentada em Brentner (1997). Em escoamentos em torno de superfícies a baixo Mach, uma aproximação muito utilizada é coincidir a superfície de integração com a parede do corpo, desprezando o som gerado de directividade quadripolar ou p'_Q que é pouco significativo, recai-se, neste caso, à formulação $1A$. Nesta configuração, a superfície de integração é denominada "on-body", ou seja, superfície de integração coincidente à parede do corpo. Se a superfície for permeável, não coincidindo com o corpo (parede), englobando as fontes sonoras de interesse, os efeitos do som gerado de directividade quadripolar no seu interior são de fato considerados no cálculo (como demonstrou Di Francescantonio (1997)). Nesse caso, a superfície de integração é denominada "off-body".

Na eq. (3.22), os termos $p'_T(\vec{x}, t)$ e $p'_L(\vec{x}, t)$ são conhecidos, respectivamente, como ruído "Thickness" e ruído "Loading", relativo aos seus significados físicos. Caso a superfície de integração coincida com o corpo ("on-body"), pode-se dar uma interpretação física a esses dois termos. O ruído "Thickness" está relacionado com o som gerado pelo deslocamento de massa, devido à movimentação da superfície do corpo, ou seja, associado à espessura do corpo (som com directividade monopolar). Já o ruído "Loading" está relacionado com o som gerado pelas flutuações fluido-dinâmicas (principalmente de pressão) na parede que, de fato, são flutuações de força (ou carregamento) atuando no corpo (som de directividade dipolar).

Ainda, na eq. (3.22), caso a superfície de integração coincida com o corpo ("on-body") e seja considerada rígida e não porosa, chega-se exatamente à formulação de Curle (eq. (3.15)), mas sem considerar as integrais de volume.

A solução da equação de Ffwoes Williams & Hawkings (eq. (3.22)) pode ser simplificada caso a superfície de integração seja rígida e o observador fixo ($\vec{M} = 0$ e $\dot{n} = 0$). Assim, tem-se:

$$4\pi p'(\vec{x}, t) = \frac{1}{c_\infty} \int_{f=0} \left[\frac{\rho_\infty c_\infty \dot{U}_n + \dot{L}_r}{r} \right]_{ret} dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_r}{r^2} \right]_{ret} dS \quad (3.23)$$

Uma simplificação adicional pode ser feita, considerando ainda a superfície de integração impermeável. Assim, obtém-se:

$$4\pi p'(\vec{x}, t) = \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{c_\infty r} + \frac{L_r}{r^2} \right]_{ret} dS \quad (3.24)$$

Ainda, abrindo a expressão do vetor L_r na equação acima, tem-se:

$$4\pi p'(\vec{x}, t) = \int_{f=0} \left[\frac{(\dot{p}\delta_{ij} - \dot{\tau}_{ij})\hat{n}_j\hat{r}_i}{c_\infty r} + \frac{(p\delta_{ij} - \tau_{ij})\hat{n}_j\hat{r}_i}{r^2} \right]_{ret} dS \quad (3.25)$$

Note que no caso de escoamento a baixo Mach em torno de um corpo sólido impermeável e fixo, a contribuição do som gerado fora da superfície é pouco significativa, como já mostrado mais acima pela eq. (3.19), seção 3.1.2. Assim, com boa aproximação, pode-se utilizar na formulação FW-H porosa a superfície de integração coincidente com o corpo ("on-body") para o cálculo da propagação sonora. Neste caso, basta utilizar exatamente a eq. (3.25) para o cálculo da propagação sonora. Além disso, para o uso da eq. (3.25) não há necessidade de calcular o escoamento levando em conta a compressibilidade do fluido (supondo escoamento a baixo Mach), bastando apenas calcular o histórico temporal das forças que o fluido exerce na superfície do corpo.

Caso a superfície de integração seja posicionada em torno das fontes sonoras, não coincidindo com a superfície do corpo ("off-body"), há a necessidade de calcular o escoamento considerando a compressibilidade do fluido, pois todas as fontes sonoras localizadas no interior da superfície de integração devem necessariamente se propagar até a sua fronteira. Além disso, do ponto de vista da difusão ou erro numérico, devido à discretização do domínio computacional, deve-se garantir que todas ou a maior parte das fontes sonoras localizadas no interior da superfície de integração sejam devidamente calculadas e propagadas até a sua fronteira.

Ainda, simplificando um pouco mais a eq. (3.25). A contribuição das tensões viscosas na geração sonora pode geralmente ser desprezada se comparada à contribuição das forças de pressão, assim tem-se:

$$4\pi p'(\vec{x}, t) \approx \int_{f=0} \left[\frac{\dot{p}\delta_{ij}\hat{n}_j\hat{r}_i}{c_\infty r} + \frac{p\delta_{ij}\hat{n}_j\hat{r}_i}{r^2} \right]_{ret} dS. \quad (3.26)$$

Ainda, utilizando a relação $\hat{r}_i = (x_i - y_i)/r$, onde y_i representa a posição da fonte e x_i representa a posição do observador, tem-se:

$$4\pi p'(\vec{x}, t) \approx \int_{f=0} \left[\frac{\hat{n}_i \dot{p}(x_i - y_i)}{c_\infty r^2} + \frac{\hat{n}_i p(x_i - y_i)}{r^3} \right]_{ret} dS. \quad (3.27)$$

Caso o observador esteja afastado da fonte, pode-se aproximar $(x_i - y_i) \approx x_i$ e ainda considerando a fonte acusticamente compacta, tem-se:

$$p'(\vec{x}, t) \approx \frac{x_i}{4\pi r^2 c_\infty} \int_{f=0} \left[\frac{\hat{n}_i \partial p}{\partial t} \right]_{ret} dS + \frac{x_i}{4\pi r^3} \int_{f=0} [\hat{n}_i p]_{ret} dS \quad (3.28)$$

O primeiro termo à direita da equação é exatamente o mesmo que o obtido anteriormente, segundo a simplificação da equação da analogia de Curle (eq. (3.16)), e mostra a natureza dipolar da geração sonora.

3.2 Método de cálculo para simulação do campo fluido-dinâmico

Com o uso da metodologia híbrida para o cálculo do ruído, o problema é dividido em uma região que contém as fontes e outra onde ocorre a propagação sonora. Para que a propagação sonora seja calculada, é preciso determinar as fontes sonoras oriunda das flutuações fluido-dinâmicas do escoamento. As soluções analíticas baseadas nas analogias de Lighthill (eq. (3.9)), Curle (eq. (3.16)) e Ffowcs Williams & Hawkings (eq. (3.21)), têm como dado de entrada termos fontes (termos do lado direito das respectivas equações) que devem ser previamente calculados. Desta forma, a parcela fluido-dinâmica que contém as fontes sonoras pode ser calculada separadamente, fazendo com que métodos tradicionais de simulação numérica de fluidos (CFD, "Computational Fluid Dynamics") possam ser utilizados. No caso particular da formulação de FW-H porosa, eq. (3.21), para o cálculo dos termos fontes, é necessário obter os históricos temporais de massa específica, velocidade e pressão (ou temperatura) ao longo de uma ou mais superfícies de integração. O uso de uma superfície de integração externa, englobando as fontes sonoras, requer que o escoamento seja resolvido como compressível, pois há a necessidade de propagar as flutuações fluido-dinâmicas no seu interior até a fronteira da superfície. A simulação numérica considerando escoamento compressível em torno de corpos rombudos prismáticos pode apresentar um custo computacional alto na medida em que é transiente, tridi-

dimensional e o número de Reynolds do escoamento é elevado. Caso a superfície de integração coincida com uma superfície física (parede) e o número de Mach seja baixo ($0,01 < M < 0,3$), as fontes sonoras podem ser obtidas considerando escoamento incompressível. Nesta caso, o cálculo da propagação sonora é mais simples e menos custoso, bastando calcular, por exemplo, as forças que o fluido exerce no corpo, conforme a equação simplificada de FW-H, eq. (3.25). Além disso, nesta situação, as fontes sonoras com som de directividade quadripolar (geradas fora da superfície) não são consideradas. Em escoamentos a baixo Mach, dominados pela presença de superfícies como em torno de corpos rombudos, a contribuição do som gerado fora da superfície (quadripolo) é geralmente pouco significativa, como mostra a expressão deduzida anteriormente dada pela eq. (3.19). Desta forma, para uma primeira abordagem, as fontes sonoras são obtidas através de uma simulação numérica considerando escoamento incompressível (vide capítulo 5, seção 5.2), o que implica em uma superfície de integração coincidente ao corpo ou parede. Em uma segunda etapa, o escoamento é resolvido como compressível (vide capítulo 5, seção 5.3), possibilitando o uso de superfícies de integração externas englobando as fontes sonoras de caráter volumétrico em seu interior.

3.2.1 Equações governantes

O escoamento pode ser resolvido como incompressível caso seu número de Mach seja baixo, da ordem de $0,01 < M < 0,3$. O cálculo do escoamento consiste em resolver numericamente as equações de Navier-Stokes. Para escoamento incompressível, as equações de Navier-Stokes (N-S) são dadas por:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.29a)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (3.29b)$$

Os vetores u_i e x_i representam, respectivamente, a velocidade e a posição. t é o tempo, p é a pressão, ρ é a massa específica e τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas para fluido incompressível dado por:

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} \quad (3.30)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do fluido e s_{ij} é o tensor taxa de deformação,

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.31)$$

Já para escoamento compressível, as equações governantes de Navier-Stokes são descritas abaixo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.32a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (3.32b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho E u_k) = \frac{\partial \tau_{ij} u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial p u_k}{\partial x_k} - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} \quad (3.32c)$$

onde τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas cuja expressão, para fluido newtoniano, segue abaixo:

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \quad (3.33)$$

O fluido é considerado como gás perfeito, seguindo a equação de estado, $p = \rho R T$, R é a constante do gás e T é a temperatura. Na eq. (3.32c), E é a energia total por unidade de massa. Para gás perfeito, a energia total por unidade de massa é dada por:

$$E = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} + \frac{1}{2}(u_i u_i) \quad (3.34)$$

onde γ é a razão entre os calores específicos do gás.

Para calcular o escoamento, pode-se resolver diretamente as equações de N-S, porém à medida que o número de Reynolds local aumenta, o custo computacional do cálculo direto das equações de N-S se torna mais elevado. Isto se deve ao fato que a diferença das escalas típicas de tempo, comprimento e velocidade, entre as maiores e as menores estruturas do escoamento, aumenta com o número de Reynolds local. No caso do escoamento externo em torno de corpos rombudos típicos em engenharia, o número de Reynolds é geralmente elevado, fazendo com que a diferença entre as escalas das menores e das maiores estruturas presentes no escoamento seja alta. Uma abordagem para resolver o problema é calcular somente as escalas maiores e modelar outras escalas ou efeitos pertinentes do escoamento associados à turbulência, essa abordagem é conhecida como modelagem de turbulência. Nesta tese, serão utilizadas as metodologias RANS ("Reynolds Average Navier-Stokes") e LES ("Large Eddy Simulation" ou Simulação de Gran-

des Escalas). A metodologia RANS foi desenvolvida aplicando-se uma média de Reynolds nas equações de Navier-Stokes (maiores detalhes apêndice A, seção A.1). Nesta abordagem o escoamento é considerado em regime permanente, porém sob determinadas condições (ver mais adiante, apêndice A, subseção A.1.1), pode-se utilizá-la para resolver escoamentos em regime transiente, neste caso, a metodologia é denominada URANS ("Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes").

No caso de um escoamento em torno de corpos rombudos na presença de uma esteira de vórtices turbulenta e tridimensional, a distribuição do espectro sonoro é determinada principalmente pela tridimensionalidade e turbulência do escoamento (ver seção 5.2.2 mais adiante, referente ao escoamento em torno de um cilindro). Assim, é desejável que os modelos de turbulência ou métodos numéricos sejam capazes de capturar com precisão a tridimensionalidade e as escalas da turbulência mais significativas. Conforme mostrado em Shur et al. (2005), a metodologia URANS apresenta limitações em capturar a tridimensionalidade e não são capazes de prever escalas pequenas. Estas limitações estão relacionadas à aplicação de uma média de Reynolds nas equações de Navier-Stokes, assim como a modelagem aplicada ao termo tensor de Reynolds, maiores detalhes no apêndice A, seção A.1. Apesar dessas limitações, a metodologia URANS é utilizada frequentemente na previsão do ruído para capturar tendências ou por limitações computacionais, por exemplo, quando o número de Reynolds é elevado, como mostra o trabalho de Khorrami e Lockard (2006) aplicado à hiper-sustentadores. Por outro lado, a metodologia LES foi desenvolvida de forma a resolver diretamente boa parte do escoamento turbulento que é inerentemente tridimensional e transiente. Somente as escalas menores que a dimensão determinada pela filtragem espacial (por exemplo, dimensão associada à discretização do domínio computacional) é que são modeladas. Assim, a metodologia URANS é utilizada como uma primeira abordagem de cálculo do ruído, servindo de base de comparação com os resultados obtidos através da metodologia LES. Tanto a formulação da metodologia RANS quanto à metodologia LES é deixada para ser descrita resumidamente no apêndice A.

As equações de Navier-Stokes, associado ao modelo de turbulência, são resolvidas numericamente pelo método de volumes finitos, utilizando o código comercial Fluent (referência Fluent (2011)). Neste método, o domínio computacional é dividido em células elementares na forma de volumes discretos. Este método é caracterizado por satisfazer os princípios de conservação em cada volume elementar. As equações de transporte discretizadas são linearizadas, gerando um sistema linear com incógnitas associadas à cada volume da discretização do domínio computacional. Para escoamento incompressível, o sistema linear (matriz esparsa) é resolvido utilizando o método iterativo de Gauss-Seidel. No caso de escoamento compressível, o sistema linear é resolvido empregando o método iterativo ILU ("Incomplete Lower Upper fac-

torization"), devido à sua maior robustez na solução de um sistema linear em que as variáveis são obtidas de forma acoplada. Para o sistema linear considerando tanto as equações governantes segregadas (escoamento incompressível) quanto acopladas (escoamento compressível), os métodos de solução são utilizados em conjunto com o esquema Multigrid algébrico (AMG) de forma a acelerar a convergência dos mesmos. Uma descrição mais detalhada (ainda que resumida) dos métodos numéricos utilizados com base nas equações de Navier-Stokes tanto para escoamento incompressível quanto compressível é descrita no apêndice B.

4 CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO E ESCOAMENTO EM TORNO DO CILINDRO

Para avaliar a metodologia híbrida de cálculo do ruído aplicada ao escoamento em torno de corpos rombudos, optou-se em resolver o escoamento em torno de um cilindro simples por se tratar de uma geometria fundamental com maior disponibilidade de estudos e resultados na literatura. No contexto do escoamento em torno de um cilindro, deseja-se calcular um escoamento com número de Reynolds mais elevado na presença de uma esteira de vórtices turbulenta e tridimensional.

Neste capítulo, antes de apresentar os resultados tanto da simulação numérica do escoamento ao redor do cilindro quanto do ruído gerado, uma breve revisão teórica relativas ao ruído e ao escoamento em torno do cilindro é apresentada. Além disso, no final do capítulo, algumas referências publicadas relacionadas ao cálculo do ruído do escoamento em torno de um cilindro são brevemente comentadas.

4.1 Escoamento em torno de um cilindro

Com relação ao estudo de escoamentos em torno de corpos rombudos com geração de esteira de vórtices, o escoamento em torno de um cilindro tem sido uma das configurações mais estudadas devido à sua simplicidade geométrica, aplicação e representatividade. A documentação do fenômeno de forma mais científica inicia-se com os trabalhos de Strouhal (1878) e Rayleigh (1879) que estudaram as frequências de emissão de vórtices devido ao escoamento em torno de um fio esticado. Strouhal notou que a frequência do som gerado era diretamente proporcional à velocidade do escoamento dividida pelo diâmetro do fio. As observações de Rayleigh (1879) e Strouhal (1878) permitiram definir uma frequência adimensional denominada número de Strouhal, St . O número de Strouhal é definido como segue:

$$St = fD/U_{\infty} \quad (4.1)$$

onde f é a frequência de emissão de vórtices. O número de Strouhal é da ordem de 0,2 no caso do escoamento em torno de um cilindro para uma ampla faixa de número de Reynolds ($200 \lesssim Re \lesssim 5 \times 10^5$), como mostra a Fig. 4.1 de Norberg (2002). Além disso, no caso de escoamento em torno de um cilindro, a definição do número de Reynolds é dada pela seguinte expressão:

$$Re = \rho D U_{\infty} / \mu \quad (4.2)$$

onde D é o diâmetro de cilindro, ρ é a massa específica do fluido, U_{∞} é o valor da velocidade do escoamento não perturbado e μ é a viscosidade dinâmica do fluido.

Figura 4.1: Variação da frequência de emissão de vórtices (St) com o número de Reynolds (Re) obtida de diversos experimentos e simulações numéricas compiladas neste gráfico por Norberg (2002).

O comportamento do escoamento em torno de um cilindro é dependente do número de Reynolds. Em determinadas faixas de número de Reynolds observa-se características semelhantes permitindo que o escoamento em torno de um cilindro seja classificado em regimes dependendo desse valor. A mudança de um regime para outro é geralmente determinada pela presença de mecanismos de instabilidade fluido-dinâmica presentes no escoamento. A Fig. 4.2 mostra ilustrativamente como o escoamento se comporta em cada regime à medida que o número de Reynolds aumenta. Para $Re < 5$, o escoamento é puramente laminar, estacionário e bidimensional contornando o cilindro. Não há presença de separação ou bolhas de recirculação (Fig. 4.2a). Na faixa $5 < Re < 45-50$, observa-se separação do escoamento no lado jusante

Figura 4.2: Esquemas mostrando os diferentes regimes do escoamento em torno de um cilindro em função do número de Reynolds. Extraído de Blevins (1990).

do cilindro fazendo surgir dois vórtices fixos e simétricos. O escoamento é laminar e bidimensional (Fig. 4.2b). A partir de $Re \sim 55$, as recirculações tornam-se instáveis perturbando a esteira e já com $Re \sim 64$ observa-se uma esteira alternada de vórtices de frequência bem definida deslocando-se no sentido do escoamento. Na faixa $50-70 < Re < 180-200$, o escoamento é laminar, bidimensional com a presença de uma esteira regular de vórtices de Von Karman (Fig. 4.2c). A partir de $Re \sim 180$, pequenos tubos de vórtices alinhados com o escoamento são observados induzindo o aparecimento de tridimensionalidades na esteira de vórtices (WILLIAMSON, 1992). Na faixa $Re \geq 180-190$, as instabilidades na esteira ao longo da envergadura apresentam um comportamento característico com comprimento de onda da ordem de $4D$. Já para $Re \geq 230-260$ aparecem também instabilidades com comprimento de onda da ordem de $1D$. Além disso, nota-se a presença de transição para turbulência em alguns pontos na camada cisalhante logo antes da formação dos vórtices. Considera-se que o escoamento na faixa de $180 < Re < 350$ está em um estágio de transição caracterizado pelo início da turbulência e da tridimensionalidade na esteira de vórtices. Com o aumento do número de Reynolds, faixa $350 < Re < 3 \times 10^5$, as estruturas vorticais na esteira apresentam um comportamento cada vez mais desorganizado tanto para as escalas maiores associadas à tridimensionalidade da esteira

quanto na pequena escala associada à turbulência. Observa-se que a camada limite separa-se aproximadamente a 80° (em relação ao ponto de estagnação). Esse regime é denominado de subcrítico caracterizando-se pela camada limite laminar até a separação e a transição para a turbulência ocorrendo mais a jusante na camada cisalhante antes da formação da esteira de vórtices (Fig. 4.2d). A esteira de vórtices é relativamente regular e periódica com número de Strouhal em torno de 0,2, porém variando ligeiramente com o número de Reynolds (vide Fig. 4.1). À medida que o número de Reynolds aumenta, a transição para a turbulência na camada cisalhante se desloca mais para montante, aproximando-se do ponto de separação. Aproximadamente, na faixa $3 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$, o escoamento entra no regime crítico. Caracteriza-se pela separação ainda laminar seguida de um recolamento já com escoamento turbulento e posterior separação turbulenta. Entre a separação laminar e turbulenta, observa-se um pequena bolha, porém este estado é muito sensível a perturbações externas. Já a partir de $Re \sim 5 \times 10^5$, a transição do regime laminar para turbulento na camada limite ocorre à montante do seu ponto de separação. Devido à separação turbulenta da camada limite, o ponto de separação se move para jusante em torno de 120° (em relação ao ponto de estagnação), fazendo com que a esteira fique mais confinada gerando uma abrupta queda do arrasto (fenômeno conhecido como crise do arrasto). A esteira de vórtices se comporta de maneira irregular e desorganizada, não sendo possível identificar uma frequência dominante de emissão de vórtices, ou seja, número de Strouhal. Esse comportamento do escoamento ocorre aproximadamente na faixa de número de Reynolds de $5 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^6$ e é especificamente denominado de regime supercrítico (Fig. 4.2e). Finalmente, aumentando ainda mais o número de Reynolds, atinge-se o regime pós-crítico, em torno de $Re > 3,5 \times 10^6$, que se caracteriza pelo escoamento em regime turbulento praticamente em todo o entorno do cilindro (quase toda extensão da camada limite e esteira) e o restabelecimento de uma esteira de vórtices mais regular. O ponto de separação move-se para montante em torno de $100^\circ - 110^\circ$ (Fig. 4.2f).

Particularmente no regime subcrítico, faixa $350 < Re < 3 \times 10^5$, a esteira de vórtices apresenta comportamento tridimensional com determinadas regiões nas quais o escoamento é turbulento. Tanto a extensão em que escoamento é turbulento quanto o comportamento das tridimensionalidades na esteira do cilindro são função do número de Reynolds. No início do regime subcrítico, na faixa de $350 < Re < 1 \times 10^4$, conforme relata Williamson (1996), há uma significativa alteração do comportamento do escoamento caracterizado pelo deslocamento do ponto onde os vórtices são formados, tal efeito tem como consequência uma variação significativa da amplitude da flutuação da força de sustentação com o número de Reynolds. Na Faixa $350 < Re < 1 \times 10^3$, o aumento da desordem das estruturas tridimensionais, associado ao crescimento do nível de turbulência assim como da sua extensão, faz com que a sucção na parede

Figura 4.3: Variação da flutuação da força de sustentação atuando no cilindro em função do número de Reynolds, dados obtidos de diversos experimentos e simulações numéricas, compiladas neste gráfico por Norberg (2002). $C_l' = F_l' / (0,5\rho U_\infty^2 D)$ representada o valor eficaz da flutuação do coeficiente de força de sustentação.

jusante do cilindro seja menor, o que possibilita um crescimento do comprimento da camada cisalhante e conseqüentemente o ponto de formação dos vórtices afasta-se mais para jusante do cilindro. O efeito do afastamento do ponto de formação dos vórtices faz com que a flutuação da força de sustentação diminua sensivelmente com o número de Reynolds, atingindo o seu mínimo aproximadamente com $Re = 1000$ (ver Fig. 4.3). Com o aumento do número de Reynolds a partir de $Re \sim 1000$, a região de transição à turbulência desloca-se mais para montante atingindo a camada cisalhante, tornando-a mais instável, o que faz com que o ponto de formação dos vórtices volte a se aproximar do cilindro, como mostra claramente as Fig. 4.4 e Fig. 4.5. A maior proximidade do vórtice ao cilindro gera, por consequência, um aumento da flutuação da força de sustentação, conforme mostra a Fig. 4.3. A partir de aproximadamente $Re \sim 1 \times 10^4$, os vórtices já se formam bem próximos à parede jusante do cilindro (ver Fig. 4.4 e Fig. 4.5c) e o valor da flutuação da força de sustentação passa a variar pouco com o número de Reynolds (conforme mostra a Fig. 4.3, aproximadamente na faixa $1 \times 10^4 < Re < 3 \times 10^5$).

A distribuição e a amplitude da flutuação das forças de pressão agindo na parede do cilindro estão diretamente relacionadas à geração de ruído como demonstra a analogia de Curle (eq. (3.16)). A integral dessas forças de pressão é dada pelas forças de sustentação e arrasto, assim é de se esperar que o nível de geração sonora seja relacionado às flutuações das forças de sustentação e arrasto. Como as amplitudes da flutuação das forças de sustentação são muito maiores que as amplitudes da flutuação da força de arrasto (vide dados experimentais mostrados

Figura 4.4: Efeito do número de Reynolds na interação entre a camada cisalhante e o início da formação dos vórtices, na esteira a jusante do cilindro. Imagens obtidas experimentalmente dos isocontornos de vorticidade, iniciando com $Re = 1 \times 10^3$ e terminando com $Re = 1 \times 10^4$. Fonte Saelim e Rockwell (2004).

por exemplo em Zdravkovich (1997)), o cálculo da força de sustentação é um fator relevante na previsão do ruído gerado pelo escoamento em torno de um cilindro. Desta forma, para o estudo do ruído gerado do escoamento ao redor de um cilindro, considerando a esteira turbulenta e tridimensional, é desejável (pelo menos em uma primeira abordagem) uma faixa de número de Reynolds em que a flutuação da força de sustentação não altera substancialmente com o número de Reynolds.

Observando a Fig. 4.3, nota-se que a flutuação da força de sustentação pouco varia na faixa de número de Reynolds $1 \times 10^4 < Re < 2 \times 10^5$. Nesta faixa de Reynolds, o escoamento está no regime subcrítico, especificamente na faixa em que o ponto de formação dos vórtices ocorre próximo à parede do cilindro, ou seja, após a transição inicial do regime subcrítico (caracterizado pela significativa variação da flutuação da força de sustentação com o número de Reynolds). Além disso, a partir de aproximadamente $Re \sim 2 \times 10^5$, a camada limite torna-se mais instável sendo mais suscetível à transição para turbulência antes da separação. De fato, na faixa em torno de $1,5 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$, dependendo do nível de perturbações externas, o ponto de separação da camada limite pode ocorrer mais a montante ou a jusante (entre 80° e

Figura 4.5: Visualização do escoamento em torno do cilindro no regime subcrítico. a) $Re = 2000$; b) $Re = 8000$; c) $Re = 1,1 \times 10^5$. Imagens (a) e (c) extraídas de Van Dyke (1982) e (b) de Zdravkovich (1997).

120°), o que altera significativamente a dinâmica de emissão de vórtices.

Desta forma, pretende-se calcular o ruído do escoamento em torno do cilindro na faixa de número de Reynolds aproximadamente entre 1×10^4 e $1,5 \times 10^5$, em que a flutuação da força de sustentação é pouco influenciada pelo número de Reynolds. Além disso, parâmetros clássicos que caracterizam a fluido-dinâmica do escoamento em torno de um cilindro pouco variam na faixa $10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$. O número de Strouhal é da ordem de 0,19 (Fig. 4.1), o valor eficaz da amplitude da flutuação do coeficiente da força de sustentação é em torno de $C'_l = 0,5$ (Fig. 4.3), o coeficiente da força de arrasto é aproximadamente 1,2 (Fig. 4.6) e o ponto de separação da camada limite (θ_s) é da ordem de 80° (Fig. 4.7). Nessa faixa, à medida que o número de Reynolds aumenta, nota-se uma redução da espessura da camada limite, um aumento do nível de desordem (ou turbulência) na esteira do cilindro e uma redução do comprimento típico das estruturas fluido-dinâmicas ao longo da envergadura do cilindro, como mostra a Fig. 4.8.

Figura 4.6: Coeficiente de arrasto, $C_d = F_d' / (0,5\rho U_\infty^2 D)$ em função do número de Reynolds. Extraído de Anderson Jr (2001).

Figura 4.7: Posição do ponto de separação da camada limite em função do número de Reynolds para escoamento em torno de um cilindro. O ângulo, θ_s , que define o ponto de separação, tem como referência o ponto de estagnação a montante do cilindro. Gráfico extraído de Trichet (1975).

Figura 4.8: Comprimento de correlação normalizado (Λ/D) obtido experimentalmente ao longo da envergadura do cilindro em função do número de Reynolds. O comprimento de correlação é calculado em função do coeficiente de correlação entre as flutuações da força de sustentação de cada seção transversal do cilindro. Fonte Norberg (2002).

4.2 Ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro

Com relação a estudos publicados relacionados ao som gerado do escoamento ao redor de um cilindro, pode-se citar o trabalho pioneiro de Gerrard (1955) que demonstrou a natureza dipolar da directividade da propagação sonora. Além disso, Gerrard (1955) mostrou que as frequências associadas à propagação sonora são as mesmas das frequências fundamentais aerodinâmicas e também evidenciou que a intensidade sonora varia com número de Reynolds, que por sua vez estaria relacionada com a pressão exercida na parede jusante do cilindro.

Com a analogia de Curle, apresentada em Curle (1955), foi possível relacionar matematicamente as flutuações fluido dinâmicas do escoamento ao redor de superfícies com a geração sonora. Primeiramente, como já visto na seção 3.1.2, a analogia de Curle mostra a natureza dipolar da propagação sonora oriunda da flutuação de pressão aplicada a uma superfície sólida. Além disso, a analogia de Curle evidenciou, na condição de escoamento a baixo Mach, a maior eficiência da propagação sonora oriunda da força aerodinâmica aplicada na superfície (I_D) em relação à propagação sonora de directividade quadripolar oriunda da flutuação fluido-

dinâmica em espaço livre (I_Q). Segundo a eq. (3.19), apresentada na seção 3.1.2, a relação entre as intensidades sonoras é dada por:

$$\frac{I_Q}{I_D} \sim M^2 \quad (4.3)$$

Para escoamento em torno de um cilindro, com número de Mach baixo, esta relação mostra que o som gerado na superfície é mais significativo que o som gerado fora da mesma. A analogia de Curle também permitiu relacionar a velocidade característica do escoamento (ϑ) à sexta potência com a geração sonora (I_D). Como já visto anteriormente, pela eq. (3.18), tem-se:

$$I_D \sim \vartheta^6 \quad (4.4)$$

Desta forma, a analogia de Curle serviu de base para o desenvolvimento de diversas relações para estimar o ruído gerado do escoamento ao redor de um cilindro. Seguindo esta abordagem, pode-se citar o trabalho pioneiro de Phillips (1956). Utilizando a equação da analogia de Curle na sua forma geral, conforme apresentada na eq. (3.14), Phillips (1956) desenvolveu uma formulação aproximada aplicada ao ruído gerado no campo afastado, oriundo de um escoamento em torno de um cilindro rígido. Considerando escoamento a baixo Mach e fonte acusticamente compacta, respectivamente, os termos de directividade quadripolar e tempo atrasado ($\tau = t - r/c_\infty$) foram desprezados. Assim, Phillips (1956) chegou à seguinte relação:

$$p'(\vec{x}, t) \approx \frac{x_i}{4\pi r^2 c_\infty} \frac{dF_i}{dt}. \quad (4.5)$$

onde $F_i = \int p \delta_{ij} \hat{n}_j dS$. S é a superfície do cilindro cuja normal é definida segundo $\hat{n}_j$. Esta relação (eq. (4.5)) é similar à expressão aproximada anteriormente obtida da equação da analogia de Curle, eq. (3.16) da seção 3.1.2, excetuando os colchetes relacionados ao tempo atrasado. Em seguida, Phillips (1956) assumiu que a força aplicada ao cilindro teria duas componentes principais, uma oscilando na frequência fundamental (f_0) de emissão de vórtices na esteira do cilindro, associada às forças de sustentação, e uma segunda componente da força oscilando no dobro da frequência fundamental, associada às forças de arrasto. Baseando-se em dados experimentais do escoamento em torno de um cilindro, Phillips (1956) considerou que para $Re \sim 50$, as forças de sustentação (f_l) e arrasto (f_d) por unidade de comprimento, seriam da ordem:

$$f_l = 0,38\rho_\infty U_\infty^2 D \cos(2\pi f_0 t) \quad (4.6)$$

$$f_d = 0,04\rho_\infty U_\infty^2 D \cos(4\pi f_0 t) \quad (4.7)$$

com $f_0 = 0,13U_\infty/D$, ou seja, número de Strouhal de $St = 0,13$. Phillips (1956) desprezou o efeito das forças de arrasto (eq. (4.7)), pois é da ordem de 10 vezes menor que a flutuação das forças de sustentação. Substituindo a força de sustentação na relação aproximada da analogia de Curle (eq. (4.5)), Phillips (1956) chegou à seguinte expressão:

$$\overline{p'^2}(\vec{x}) \sim 0,27 \sin^2 \theta \frac{\rho_\infty^2 U_\infty^6 St^2 L D}{c_\infty^2 r^2} \quad (4.8)$$

onde L é o comprimento do cilindro ao longo da envergadura e θ é o ângulo entre o observador e a direção do escoamento de entrada. Baseando-se em resultados experimentais para número de Reynolds na faixa $100 < Re < 160$, Phillips (1956) assumiu um comprimento de correlação ao longo da envergadura da força de sustentação da ordem de $L_c = 17D$ e considerou que o comprimento L do cilindro é menor que a distância de correlação, ou seja, $L < 17D$. Assim, integrando os valores da derivada temporal da força de sustentação ao longo da envergadura do cilindro com comprimento de correlação de $L_c = 17D$, Phillips (1956), finalmente, deduziu a expressão eq. (4.8) acima. Phillips (1956) comentou que a constante de 0,27 deduzida em sua formulação é dependente da amplitude do coeficiente da flutuação da força de sustentação ($C_l = f_l / (0,5\rho U_\infty^2 D)$) e do comprimento de correlação (L_c) da derivada temporal da força de sustentação ao longo da envergadura, que por sua vez são dependentes do número de Reynolds. A estimativa de ruído foi comparada a resultados experimentais na faixa de número de Reynolds entre 100 e 160 e excelente concordância foi obtida.

Para maior clareza, na Fig. 4.9, é apresentado um esquema ilustrativo da geração sonora ao redor de um cilindro, mostrando a directividade dipolar do ruído associado à flutuação das forças de sustentação e arrasto. O ruído gerado associado à flutuação da força de arrasto pode ser desprezado se comparado ao ruído gerado associado à flutuação da força de sustentação, conforme já mostrado, por exemplo, pela eq. (4.7), para a faixa de $Re \sim 50$.

Pode-se generalizar a estimativa do ruído em função do quadrado do valor eficaz do coeficiente de sustentação $C_l'^2$ e do comprimento de correlação ao longo da envergadura, associado à derivada da força de sustentação, denominado ℓ_c . Esta generalização foi apresentada por Leehey e Hanson (1971), cuja dedução é demonstrada detalhadamente em Blevins (1990).

Figura 4.9: Esquema ilustrativo da geração sonora de directividade dipolar, associado às duas componentes de força aerodinâmica (sustentação e arrasto) aplicada no cilindro.

Assim, tem-se:

$$\overline{p'^2}(\vec{x}) = \frac{1}{16c_\infty^2 r^2} \sin^2 \theta \rho_\infty^2 U_\infty^6 C_l'^2 St^2 \ell_c (L - \sigma) \quad (4.9)$$

onde σ é o centróide de área relativo ao cálculo do comprimento de correlação. Nesta expressão, ℓ_c e σ são definidos conforme as expressões abaixo:

$$\ell_c = 2 \int_0^L R(s) ds, \quad \sigma = \int_0^L s R(s) ds / \int_0^L R(s) ds \quad (4.10)$$

onde $s = z_1 - z_2$ é a distância entre dois pontos ao longo do comprimento de envergadura do cilindro. $R(s)$ é o coeficiente de correlação da derivada temporal da força de sustentação por unidade de comprimento entre duas seções separadas pela distância s . A validade da expressão eq. (4.9) foi verificada por Leehey e Hanson (1971), através de experimentos realizados na faixa de número de Reynolds entre 4.000 e 6.500.

Analisando a expressão de Leehey e Hanson (1971), nota-se que o comprimento de correlação (ℓ_c) e o valor eficaz da amplitude de flutuação do coeficiente de sustentação (C_l')

são parâmetros que afetam diretamente o nível da propagação sonora, que por sua vez são dependentes do comportamento do escoamento ao redor do cilindro, ou seja, do número de Reynolds. Já na faixa de número de Reynolds do regime subcrítico, em que o valor da flutuação do coeficiente de sustentação varia pouco ($10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$), o comprimento de correlação é o fator que mais depende do número de Reynolds, conforme mostra a Fig. 4.8 (seção 4.1). Note que na Fig. 4.8 é apresentado o comprimento de correlação da força de sustentação ao longo da envergadura do cilindro, e não da derivada do coeficiente da força de sustentação, porém pode ser utilizado como uma estimativa da variação do comprimento de correlação com o número de Reynolds do escoamento.

Outras formulações ainda mais gerais para estimar o ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro, baseando-se na analogia de Curle, foram desenvolvidas por Goldstein (1976) e Blake (1986). Além disso, Goldstein (1976) sugere que essas expressões podem também ser utilizadas para estimar o ruído gerado do escoamento ao redor de outras geometrias na forma de corpo rombudo prismático.

4.2.1 Descrição de algumas referências relativas ao ruído gerado do escoamento em torno do cilindro

Nesta tese, pretende-se calcular o ruído oriundo do escoamento em torno de um cilindro na faixa de número de Reynolds do regime subcrítico em que a esteira de vórtices é tridimensional e turbulenta. Em particular, na faixa de número de Reynolds de interesse, no regime subcrítico ($10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$), em que a flutuação do coeficiente de sustentação varia pouco com o número de Reynolds (vide Fig. 4.3), há poucas referências disponíveis na literatura que apresentam dados experimentais de geração de ruído. Os dados experimentais de geração sonora são geralmente apresentados na forma de um espectro da flutuação de pressão acústica, medido por microfones em locais suficientemente afastados da fonte (campo afastado ou acústico). Algumas referências encontradas na literatura que apresentam resultados experimentais são mencionadas na Tab. 4.1 abaixo. O comprimento do cilindro ao longo da envergadura é denominado de L .

Dentre os casos de estudo apresentados na literatura relativo ao cálculo do ruído oriundo da simulação numérica do escoamento ao redor de um cilindro, destaca-se o caso "benchmark" proposto pela NASA ("Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems", Tam e Hardin (1997)). Neste caso "benchmark", foi proposto o cálculo do ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 90.000 e número de Mach 0,2. Os resultados do cálculo do ruído podem ser comparados aos correspondentes dados

Tabela 4.1: Referências com dados experimentais de geração de ruído do escoamento em torno de um cilindro.

Referências	Número de Reynolds	Número de Mach	L/D
Revell, Prydz e Hays (1977)	45.000-450.000	0,1-0,50	12,6 e 25,3
Casalino e Jacob (2003)	22.000	0,06	18,75
Jacob et al. (2005)	48.000	0,21	30,0
Ikeda e Takaishi (2004)	110.000	0,12	12,0
Van der Koi (2006)	24.000-97.000	0,05-0,21	17,5

experimentais obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977) que mediu o som gerado do escoamento em torno de um cilindro na condição de $Re = 89.000$ e $M = 0,2$. Os experimentos foram realizados em um túnel anecóico, o ruído foi gerado de um jato livre de ar incidindo sobre um cilindro circular de comprimento de $25,3D$.

No trabalho experimental de Revell, Prydz e Hays (1977), a propagação sonora é apresentada na forma de um espectro do nível de pressão sonora (SPL), medida em um microphone afastado da fonte, conforme mostra a Fig. 4.10 mais abaixo.

Figura 4.10: Espectro do nível de pressão sonora em função da frequência (kHz), obtido experimentalmente em um microfone localizado a $128D$, na direção perpendicular ($\theta = 90^\circ$) ao sentido do escoamento principal. Cada espectro representa um número de Mach diferente. Para número de Mach 0,2, o número de Reynolds é 89.000. Extraído de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997).

O nível de pressão sonora (SPL, "Sound Pressure Level") é definido da seguinte forma (BISTAFA, 2006):

$$\text{SPL} = 20 \log(p_e/p_{ref}) \quad (4.11)$$

onde p_e é o valor efetivo da pressão acústica que corresponde ao seu valor eficaz ("root mean square") e p_{ref} indica um valor de pressão de referência. No ar utiliza-se, geralmente, um valor de $20 \mu Pa$. Os valores de SPL são apresentados na escala decibel (dB). As curvas de SPL, indicadas pelos espectros da Fig. 4.10, são os valores da amplitude espectral efetiva do nível de pressão sonora para cada frequência (ω) que é denominado aqui de SPL_i . O valor de SPL_i é definido como:

$$\text{SPL}_i = 20 \log\left(\frac{p_i(\omega)/\sqrt{2}}{p_{ref}}\right) \quad (4.12)$$

onde $p_i(\omega)$ é valor de amplitude do espectro do sinal de pressão acústica na frequência ω e $p_i(\omega)/\sqrt{2}$ representa seu valor efetivo.

Além disso, Revell, Prydz e Hays (1977) apresentaram o valor do nível total da pressão sonora denominado de OASPL ("Overall Sound Pressure Level"). O valor de OASPL medido foi de $100 dB$ para o caso considerado do escoamento com número de Mach 0,2 e microfone localizado a $128D$ da fonte na direção $\theta = 90^\circ$ (medido a partir do ponto de estagnação). O valor de OASPL é definido como a soma (em termos de energia ou intensidade sonora) de todas as contribuições do nível de pressão sonora de cada frequência (SPL_i) ao longo de todo o espectro. O valor de OASPL pode ser obtido pela seguinte expressão:

$$\text{OASPL} = 20 \log \sqrt{\sum_i (10^{\text{SPL}_i/20})^2}. \quad (4.13)$$

Outra forma de obter o valor de OASPL é utilizar o teorema de Parseval (KINSLER et al., 2000). O valor de OASPL é obtido através do valor eficaz do sinal de pressão acústica (p_{rms}) aplicando a expressão abaixo:

$$\text{OASPL} = 20 \log(p_{rms}/p_{ref}) \quad (4.14)$$

O caso "benchmark" proposto pela NASA, de calcular o ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 90.000 e número de Mach 0,2, foi objeto

de estudo de algumas publicações na literatura. Em Cox, Brentner e Rumsey (1998), os dados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977) foram comparados ao ruído obtido de simulações numéricas do escoamento ao redor de um cilindro considerando domínio bidimensional. A parcela fluido-dinâmica foi calculada utilizando modelos de turbulência URANS e o ruído foi obtido aplicando a equação de Ffowcs Williams-Hawkings (eq. (3.20)). A propagação sonora, oriunda da solução do escoamento com domínio bidimensional, reproduziu um espectro de SPL com picos perfeitamente distintos (concentrados) na frequência fundamental e seus harmônicos, sendo incapaz de prever ruído de banda mais larga, ou seja, distribuído ao longo das frequências do espectro, conforme mostra a Fig. 4.10. Além disso, para o cálculo do ruído oriundo de uma simulação numérica bidimensional do escoamento, os autores consideraram um cilindro com comprimento de $10D$ ao longo da envergadura. Neste caso, a solução do escoamento bidimensional é assumida perfeitamente correlacionada ao longo do comprimento do cilindro. Os autores concluíram a necessidade de calcular o escoamento com domínio tridimensional, para que os valores do nível de pressão sonora e frequência melhor concordem com o padrão do espectro sonoro obtido experimentalmente.

O caso "benchmark" (NASA, Tam e Hardin (1997)) foi também reproduzido em outros trabalhos, Leal (2006) calculou o campo de propagação sonora ao redor de um cilindro através de uma simulação direta utilizando também domínio bidimensional, porém não calculou o ruído a uma distância mais afastada da fonte de forma a comparar seus resultados com os dados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977). Um outro trabalho apresentado foi de Kim et al. (2003) que calcularam o ruído utilizando analogia acústica de FW-H, tendo como fonte o escoamento em torno de um cilindro com domínio também bidimensional, que foi obtido utilizando as equações de Navier-Stokes filtradas segundo a metodologia LES. Como o domínio é bidimensional, a solução do escoamento foi assumida perfeitamente correlacionada ao longo de um determinado comprimento do cilindro. O valor de OASPL do ruído gerado, que melhor concordou com os dados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), foi obtido utilizando um comprimento de $5D$. Além disso, o caso "benchmark" foi considerado no trabalho de Caridi (2008) que calculou o ruído utilizando a analogia de FW-H, tendo como base os resultados das simulações numéricas realizadas utilizando o modelo de turbulência URANS $k-\omega$ SST com domínio bidimensional. Para o cálculo do ruído, o escoamento foi assumido perfeitamente correlacionado ao longo de um comprimento de $10D$ ao longo da envergadura do cilindro. As conclusões de Caridi (2008) foram similares às descritas por Cox, Brentner e Rumsey (1998). O espectro sonoro obtido de uma simulação bidimensional reproduz níveis de pressão com valores distintos e mais elevados (tons) nas frequências fundamental e seus harmônicos, não sendo capaz de capturar o ruído de banda mais larga distribuído ao longo do espectro.

Quanto a outros trabalhos publicados na faixa de número de Reynolds de interesse, $10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$, pode-se citar o trabalho de Perot et al. (2003). Nesta referência, calculou-se o ruído gerado de um escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 110.000 e número de Mach 0,16. A simulação numérica foi realizada empregando um domínio computacional tridimensional com envergadura de $1,5D$. Para lidar com a turbulência, o escoamento foi calculado aplicando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível filtradas de acordo com a metodologia LES. O cálculo do ruído para uma posição a $64D$ do centro do cilindro foi feito aplicando-se a analogia de Curle. Para levar em conta o acréscimo no nível de ruído, devido a um maior comprimento de envergadura do cilindro, Perot et al. (2003) desenvolveram uma formulação baseada na analogia de Curle. A superfície do cilindro utilizada na simulação numérica de comprimento $1,5D$ foi subdividida em 30 subseções ao longo da envergadura. O som gerado de cada subseção foi calculado pela analogia de Curle. O decaimento do nível de coerência em função da distância entre as pressões acústicas calculadas de cada subseção foi ajustado segundo uma função laplaciana. Finalmente, o acréscimo do nível de ruído, devido ao maior comprimento do cilindro, pôde ser estimado somando-se as contribuições acústicas oriundas de novas superfícies fictícias, que são adicionadas, até obter o comprimento total desejado. O decaimento da coerência, em função da distância entre as pressões acústicas, associadas às novas subseções adicionadas, é regida pela função laplaciana inicialmente calculada. Utilizando esta metodologia de correção acústica, Perot et al. (2003) calcularam o espectro sonoro considerando um cilindro mais longo de comprimento $7,0D$. Devido à ausência de resultados experimentais para validação da metodologia, Perot et al. (2004) compararam o espectro sonoro obtido com a formulação de correção acústica proposta por Kato et al. (1993) e os resultados foram similares. Ainda considerando a mesma simulação do escoamento em torno de um cilindro com $Re = 110.000$, Perot et al. (2004) calcularam a propagação sonora considerando a geração de ruído em um volume retangular ao redor do cilindro. Neste caso, foi considerado apenas as contribuições de ruído gerado no volume que foi obtido aplicando a analogia de Lighthill (eq. (3.9)). Devido ao baixo número de Mach (0,16) do escoamento, Perot et al. (2004) constataram que a contribuição total do ruído gerado no volume é pequena em comparação ao ruído gerado na superfície do cilindro calculado pela analogia de Curle. No entanto, na faixa de frequências superiores ao dobro da frequência fundamental, a contribuição do ruído gerado no volume passou a ser significativa. Para frequências ainda mais elevadas (cerca de quatro vezes a frequência fundamental), o nível de ruído gerado no volume tornou-se superior ao ruído gerado pela superfície do cilindro. Além disso, o efeito do ruído gerado no volume foi mais pronunciado nas direções paralelas e oblíquas ao escoamento principal e pouco significativo nas direções transversais ao sentido do escoamento, ou seja, $\theta = 90^\circ$ (em relação

ao ponto de estagnação).

Quanto a outras referências, relacionado ao cálculo do ruído do escoamento considerando domínio computacional tridimensional, tem-se o artigo de Boudet et al. (2003) cujos resultados também são mostrados na tese de doutorado de Boudet (2003). No trabalho de Boudet et al. (2003), foi considerado o caso de um escoamento ao redor de um cilindro com número de Reynolds 48.000 e número de Mach 0,21. O ruído foi calculado para um observador localizado aproximadamente a $185D$ do centro do cilindro. A simulação numérica do escoamento, considerado como compressível, foi realizada com domínio tridimensional. O comprimento de envergadura empregado foi de $3,0D$. Para lidar com a turbulência, o escoamento foi resolvido utilizando a metodologia LES. O ruído foi calculado aplicando a formulação porosa de FW-H, segundo a formulação apresentada em Casalino (2003), tendo como fonte sonora duas superfícies de integração distintas, uma coincidindo com a parede do cilindro e outra "off-body" a $1,5D$ em volta do cilindro. O espectro sonoro obtido foi comparado aos resultados experimentais apresentados em Jacob et al. (2005). Devido ao menor comprimento de envergadura da simulação numérica de $3,0D$, em relação ao comprimento do cilindro de $30D$, utilizado na obtenção dos dados experimentais, uma correção acústica foi empregada. O valor a ser adicionado no espectro sonoro, devido ao maior comprimento de envergadura, foi estimado com base no grau de coerência da pressão aerodinâmica ao longo da envergadura do cilindro. O espectro sonoro calculado apresentou uma distribuição do nível de pressão similar ao espectro previsto segundo os experimentos de Jacob et al. (2005). Na frequência fundamental, o nível de pressão ficou 6 dB abaixo em relação ao nível obtido experimentalmente. Boudet (2003) alegou que o baixo nível do ruído estava relacionado ao baixo valor da flutuação da força de sustentação ($C'_l \sim 0,35$) obtido da simulação numérica do escoamento. Além disso, o uso da superfície de integração "off-body" de $1,5D$ em volta do cilindro gerou um ligeiro aumento dos níveis de pressão sonora para as frequências acima da fundamental.

Ainda, na mesma faixa de número de Reynolds da ordem de 46.000 e número de Mach 0,21, Seo e Moon (2007) consideraram um escoamento em torno de um cilindro com domínio tridimensional de comprimento $3D$ ao longo da envergadura. O escoamento foi resolvido como incompressível utilizando as equações de Navier-Stokes filtradas segundo a metodologia LES. A propagação do ruído foi obtida através do método LPCE ("Linearized Perturbed Compressible Equation"), que calcula a propagação sonora utilizando equações da perturbação, tendo como fonte sonora o resultado da simulação numérica do escoamento incompressível. A partir de $70D$, os valores de pressão acústica foram extrapolados até a posição do observador a $185D$ do centro do cilindro, utilizando o método de integrais de superfície de Kirchhoff (metodologia descrita em Lyrintzis (1994)). O espectro sonoro obtido foi comparado aos dados experimentais

fornecidos por Jacob et al. (2005). Devido ao menor comprimento de envergadura de $3D$, utilizado na simulação numérica, em relação ao comprimento de $30D$, utilizado no experimento de Jacob et al. (2005), uma nova formulação para o cálculo da correção acústica foi proposta. Esta nova formulação foi desenvolvida com base na metodologia apresentada inicialmente em Perot et al. (2003). Da mesma forma como introduzido em Perot et al. (2003), a correção do nível de pressão sonora foi estimada com base no grau de coerência da pressão acústica na direção da envergadura do cilindro. Seo e Moon (2007) subdividiram a superfície do cilindro em 30 subseções igualmente espaçadas ao longo da envergadura do cilindro e a pressão acústica associada à cada subseção foi calculada aplicando a analogia de Curle. Boa concordância foi obtida entre o espectro sonoro calculado por Seo e Moon (2007) e o espectro sonoro previsto experimentalmente por Jacob et al. (2005). A metodologia de correção acústica, proposta por Seo e Moon (2007), é referenciada nesta tese por método de correção acústica de Seo & Moon. Este método será apresentado em detalhes mais adiante (seção 5.2).

Na faixa de número de Reynolds 22.000, o trabalho de Casalino e Jacob (2003) apresentou resultados tanto experimentais quanto numéricos do ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro com número de Mach 0,06. O comprimento do cilindro utilizado nos experimentos foi de $18,75D$ e o microfone foi posicionado a uma distância de $86,25D$ do centro do cilindro. Para resolver numericamente o escoamento, o domínio computacional foi considerado como bidimensional. Na simulação numérica foi utilizado o modelo de turbulência URANS $k-\omega$ para escoamento compressível. Para o cálculo do ruído, foi utilizada a formulação porosa de FW-H, segundo a formulação apresentada em Casalino (2003), com superfície de integração coincidindo com a parede do cilindro (o ruído gerado no volume fora da superfície foi desprezado devido ao baixo Mach do escoamento). Para considerar os efeitos da tridimensionalidade do escoamento no cálculo do ruído, tendo como base a simulação numérica com domínio bidimensional, Casalino e Jacob (2003) desenvolveram um modelo estatístico baseando-se na hipótese de que a defasagem entre dois sinais é regida estatisticamente segundo uma função gaussiana. O decaimento da função gaussiana ($\exp(-\Delta z^2/L_c'^2)$) é dependente de um comprimento de correlação L_c' . O efeito da tridimensionalidade no cálculo acústico é feito alterando a formulação porosa de FW-H. O tempo atrasado, $\tau = t - r/c_\infty$, é modificado ligeiramente segundo a diferença de fase entre dois sinais de pressão acústica que, por sua vez, é dependente da distância entre os mesmos ao longo da envergadura do cilindro (Δz). Assumindo um comprimento de correlação de $L_c' = 5D$ no modelo estatístico de correção acústica, foi possível calcular o espectro sonoro levando em conta parte dos efeitos da tridimensionalidade do escoamento (limitado pelas condições consideradas no modelo estatístico). O espectro sonoro obtido apresentou uma distribuição similar ao espectro previsto experimentalmente, evidenciando que

os efeitos da tridimensionalidade considerados no cálculo do espectro reproduzem, pelo menos de forma integral, o espectro sonoro obtido experimentalmente, considerando um cilindro de comprimento $18,75D$. Além disso, o valor correspondente à frequência fundamental foi arbitrariamente corrigido de forma a coincidir com o valor experimental. Os níveis de pressão sonora foram equivalentes aos previstos experimentalmente, porém são dependentes do valor do comprimento de correlação L'_c .

Ainda na faixa de $Re = 22.000$, Doolan (2009) calculou o ruído considerando a mesma posição do microfone e escoamento que o utilizado no trabalho de Casalino e Jacob (2003). O escoamento foi calculado como incompressível e domínio computacional bidimensional. A simulação numérica foi realizada utilizando o modelo de turbulência URANS $k-\varepsilon$ realizável de Shih et al. (1994). O efeito da tridimensionalidade do escoamento no cálculo do ruído foi considerado utilizando uma extensão do mesmo modelo estatístico proposto em Casalino e Jacob (2003). Além da diferença de fase, devido à distância ao longo da envergadura entre dois sinais de pressão (efeito espacial), Doolan (2009) considerou uma defasagem adicional, devido à pequena diferença de frequência entre os dois sinais de pressão, denominado de efeito temporal (a pequena diferença de frequência entre dois sinais de pressão causa um efeito combinado conhecido como batimento). No lugar de uma função gaussiana, para descrever o decaimento estatístico randômico da correlação entre dois sinais de pressão em posições distintas, Doolan (2009) utilizou uma função laplaciana, $\exp(-\Delta z/L_l)$. O comprimento de correlação, devido ao efeito espacial, foi assumido com valor de $L_l = 5D$. Para levar em conta o efeito temporal, Doolan (2009) estimou que um tempo equivalente de 60 ciclos do período típico de emissão dos vórtices é suficiente para alterar significativamente a defasagem entre os sinais de pressão. O ruído foi calculado, utilizando a formulação de Curle, para fonte acusticamente compacta (eq. (3.16)). Finalmente, para levar em conta o efeito da tridimensionalidade do escoamento, o tempo atrasado, $\tau = t - r/c_\infty$, foi modificado de forma a considerar tanto a defasagem devido ao efeito espacial quanto temporal entre os sinais de pressão ao longo da envergadura do cilindro. O espectro sonoro obtido foi muito similar ao calculado por Casalino e Jacob (2003) assim como ao previsto experimentalmente.

5 ESTIMATIVA DO RUÍDO PROPAGADO DEVIDO AO ESCOAMENTO AO REDOR DE UM CILINDRO

Para resolver o campo acústico, é preciso obter o histórico temporal do escoamento, na região das fontes onde o som é gerado. Na equação de onda de FW-H (eq. (3.20)), variáveis do campo fluido-dinâmico são utilizadas como fonte sonora. Assim, a qualidade do cálculo sonoro é diretamente dependente dos resultados da simulação numérica do campo fluido-dinâmico. Como já mencionado no capítulo 4, propõe-se simular o escoamento em torno de um cilindro, no regime subcrítico, na faixa de número de Reynolds em que a flutuação da força de sustentação varia pouco (com número de Reynolds), como mostra a Fig. 4.3 de Norberg (2002), ou seja, na faixa $10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$. Diante das referências encontradas na literatura e a disponibilidade de dados experimentais (referências descritas na seção 4.2.1), optou-se por reproduzir o caso "benchmark" proposto pela NASA (TAM; HARDIN, 1997) de um escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 90.000 e número de Mach 0,2. Um segundo estudo também foi conduzido, considerando um escoamento com número de Reynolds mais baixo de 22.000, tendo como base os dados experimentais disponibilizados em Casalino e Jacob (2003).

Nas seções abaixo, são mostrados os resultados da simulação numérica e da estimativa do ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro. Para simulação numérica do escoamento com número de Reynolds 90.000 e número Mach 0,2, considerou-se domínio computacional bidimensional (seção 5.1) e tridimensional (seção 5.2 e 5.3). Em particular, a simulação numérica com domínio tridimensional ($L = 2,5D$) do escoamento, com número de Reynolds 90.000, foi realizada aplicando tanto as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível (seção 5.2) quanto compressível (seção 5.3). Em uma segunda etapa, devido ao alto custo computacional associado ao elevado número de Reynolds de 90.000, simulações numéricas foram realizadas considerando um escoamento ao redor de um cilindro com número Reynolds menor de 22.000 e número de Mach 0,06 (seção 5.4). Três diferentes comprimentos do cilindro ao longo da envergadura foram utilizados, $L = 3,0D$, $L = 6,0D$ e $L = 9,0D$. O escoamento com número de Reynolds 22.000 foi resolvido aplicando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível ($M = 0,06$). Para todas as simulações numéricas do escoamento

mento apresentadas, o ruído gerado foi estimado aplicando-se a formulação porosa de Ffowcs Williams & Hawkings (eq. (3.22)). Todos os resultados de estimativa do ruído são apresentados em seções separadas, subsequentes às respectivas seções com os resultados das simulações realizadas do campo fluido-dinâmico.

5.1 Ruído e escoamento considerando domínio bidimensional - $Re = 90.000$

Para um início de estudo associado a uma referência de baixo custo computacional, o escoamento é simulado primeiramente considerando domínio computacional bidimensional (2D), cujos resultados são também utilizados como base de comparação para as simulações considerando domínio tridimensional (a ser apresentado mais adiante na seção 5.2). Devido ao elevado número de Reynolds, para calcular o escoamento transiente considerando domínio bidimensional, são utilizados modelos de turbulência URANS (metodologia descrita no apêndice A, seção A.1). A metodologia LES (descrita no apêndice A, seção A.2) não é adequada para simulação com domínio computacional bidimensional, pois parte da geração de turbulência considerada, segundo a metodologia LES, deve ser calculada como tridimensional. Tanto os resultados da simulação do campo fluido-dinâmico quanto do cálculo do ruído são comparados com respectivos dados experimentais.

5.1.1 Campo fluido-dinâmico

O caso "benchmark" de estudo corresponde a um escoamento em torno de um cilindro a $Re = 90.000$. O diâmetro do cilindro é $D = 0,019$ m e o número de Mach ($M = U_{\infty}/c_{\infty}$) na entrada do domínio é $M = 0,2$. Como o número de Mach é baixo, o escoamento pode ser obtido considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível (eq. (3.29)). O método numérico de discretização do domínio computacional é o de volumes finitos e para o acoplamento pressão-velocidade é utilizado o algoritmo PISO (maiores detalhes no apêndice B, seção B.1). Após um estudo preliminar da influência das fronteiras do domínio computacional, chegou-se a um domínio com entrada a $8,5D$ a montante do centro do cilindro e saída a $20,5D$ a jusante do cilindro. As fronteiras superior e inferior foram posicionadas a $10,5D$ do centro do cilindro. Os efeitos do refino de malha nos resultados da simulação numérica foram investigados, uma malha com 69.669 volumes mostrou ser suficientemente refinada para resolver o escoamento 2D (bidimensional) segundo os modelos de turbulência URANS considerados. A superfície do cilindro foi subdividida em 240 células. Para melhor prever a separação da

camada limite, utilizou-se uma boa resolução de malha na região próxima à parede, na qual a distância (Δy) da primeira célula adjacente à parede foi de $y^+ \approx 1$ ($= u_\tau \Delta y / \nu$). Para resolver adequadamente o escoamento ao longo do tempo, cada período de emissão de vórtices (T) foi subdividido em 234 passos de tempo, ou seja, a resolução temporal (Δt) é de $\Delta t = T/234$. Uma condição de simetria (ou deslizamento livre) foi estabelecida nas fronteiras inferior e superior do domínio computacional. Na entrada (montante), utilizou-se uma condição de velocidade prescrita correspondente à $M = 0,2$ e, na saída (jusante), foi considerada a pressão ambiente ao infinito (ou seja, pressão relativa nula). A Fig. 5.1 mostra a malha gerada no domínio computacional 2D. Observa-se um intenso refinamento da malha em torno do cilindro para melhor captar os efeitos de parede e os maiores gradientes de pressão e velocidade na região.

Para resolver o histórico temporal do escoamento, são utilizados modelos de turbulência RANS adaptados para problemas transientes denominados URANS. No caso, foram utilizados os modelos $k-\omega$ *SST transition*, $k-\omega$ *SST*, S-A e $k-\varepsilon$ (modelos descritos no apêndice A, seção A.1). Em todas as simulações, o efeito do refinamento de malha nos resultados foi verificado, porém para o modelo $k-\omega$ *SST transition* um maior refinamento de malha foi necessário. Este fato pode estar relacionado ao modelo de transição implementado no modelo $k-\omega$ *SST transition* (o modelo de transição é brevemente descrito no apêndice A, seção A.1). Desta forma, todas as simulações numéricas foram realizadas utilizando os requisitos de maior refinamento de malha computacional do modelo $k-\omega$ *SST transition*, ou seja, malha com 69.669 volumes.

A qualidade do resultado das simulações numéricas em torno de corpos rombudos (tais como o cilindro) pode ser avaliada, comparando determinados parâmetros que caracterizam a fluido-dinâmica do escoamento com seus respectivos dados experimentais. No caso, os parâmetros utilizados são o número de Strouhal ($St = fD/U_\infty$) relacionado à frequência (f) de emissão de vórtices, o coeficiente de arrasto médio ($\overline{C_d} = F_d / (0,5\rho U_\infty^2 D)$) associado à força atuando no cilindro na direção do escoamento (F_d) e sua flutuação temporal em relação a média (representado pelo seu valor eficaz) denominada de C'_d . Para a força perpendicular à direção do escoamento (F_l), utiliza-se o coeficiente de sustentação ($C_l = F_l / (0,5\rho U_\infty^2 D)$) que na média é nulo para o caso do cilindro, porém sua flutuação em relação a média, denominada de C'_l , é bastante significativa. Além disso, o local onde ocorre a separação da camada limite θ_s (em relação ao ponto de estagnação) é outro parâmetro importante considerado nas simulações. Na Tab. 5.1, são mostrados os resultados obtidos pelas simulações 2D utilizando os modelos de turbulência URANS indicados que, por sua vez, são comparados com os respectivos dados experimentais disponíveis na literatura. Além disso, na Fig. 5.2, são apresentados os valores obtidos numericamente do coeficiente de pressão, $C_p = p / (0,5\rho U_\infty^2)$, e de atrito, $C_f = \tau_w / 0,5\rho U_\infty^2$, ao longo da

(a)

(b)

Figura 5.1: Malha computacional utilizada nas simulações 2D (69.699 células). (a) Domínio computacional; (b) Detalhe da distribuição de células em volta do cilindro.

parede do cilindro que são, respectivamente, comparados com os dados experimentais correspondentes. Os valores do ponto de separação (θ_s) foram aqui obtidos por intermédio da curva de C_f , Fig. 5.2b, que determina o ponto exato da separação da camada limite na posição onde o valor de C_f se anula (o escoamento muda de sentido localmente na separação).

Tabela 5.1: Resultados numéricos da simulação 2D comparado aos dados experimentais.

	St	C'_l	$\overline{C_d}$	C'_d	θ_s
Dado Experimental	0,18 - 0,19 Norberg (2002)	0,45 - 0,60 Norberg (2002)	1,0 - 1,4 Cantwell e Coles (1983)	0,18 West e Apelt (1993)	78° Achenbach (1968)
$k-\omega$ SST transition	0,235	0,823	1,09	0,062	88°
$k-\omega$ SST	0,247	0,762	0,944	0,061	99°
S-A	0,242	0,165	0,625	0,0031	96°
$k-\varepsilon$	0,282	0,090	0,479	0,0013	109°

Observando os dados apresentados na Tab. 5.1, nota-se que os resultados obtidos por cada modelo de turbulência são relativamente distintos independentemente do parâmetro. Os resultados mostram particularmente que os valores de C'_l e $\overline{C_d}$ são bastante dependentes do modelo de turbulência escolhido. Nota-se que todos os modelos prevêem uma frequência de emissão de vórtices (St) ligeiramente mais elevada que a faixa de valores obtida experimentalmente. De acordo com as descrições de Casalino (2003) e Williamson (1996), as simulações 2D prevêem tensões de Reynolds médias mais elevadas (em comparação a simulação 3D), o que gera zonas de recirculação menores e mais intensas, fazendo com que as mesmas fiquem mais próximas entre si, o que resulta em uma frequência de emissão mais alta. Comparando os resultados obtidos utilizando os modelos $k-\omega$ SST transition e $k-\omega$ SST, que diferem entre si na modelagem na parede, nota-se um desempenho superior do modelo de $k-\omega$ SST transition. O fato do modelo de parede ($k-\omega$ SST transition) levar em conta a transição local à turbulência (região próxima à parede) contribuiu para uma melhor previsão do comportamento do escoamento na região da camada limite assim como do seu ponto de separação. Assim, o modelo cujos resultados mais se aproximam dos dados previstos experimentalmente é o modelo $k-\omega$ SST transition. No entanto, o valor previsto da amplitude da flutuação da força de sustentação C'_l é ainda elevado, o que está associado ao fato da esteira ser bidimensional na qual os vórtices apresentam zonas de reticulação menores e mais intensas.

A faixa de dados experimentais mostrada no topo da Tab. 5.1 representa a dispersão de uma coletânea de valores experimentais obtidos de diversos artigos apresentados nas respectivas referências de Norberg (2002) e Cantwell e Coles (1983). Já os dados experimentais de C'_d e θ_s representam os valores experimentais obtidos diretamente nas referências, respectivamente,

de West e Apelt (1993) e Achenbach (1968). A incerteza associada aos resultados experimentais de West e Apelt (1993) e Achenbach (1968), do ponto de vista a serem comparados aos resultados numéricos, está relacionada a diversos fatores associados ao experimento, tais como efeitos de blocagem, efeitos da extremidade do cilindro, efeito da intensidade de turbulência na entrada do túnel de vento e calibração dos sensores utilizados para as medições de forças ou pressão. Em particular, na referência de West e Apelt (1993) são mostrados diferentes valores de C'_d obtidos por diversos autores, porém para outros números de Reynolds. Por exemplo para número de Reynolds da ordem de 110.000, a dispersão de C'_d oscila entre 0,11 e 0,18, porém tal dispersão pode estar associada a fatores experimentais não mencionados na referência. Quanto às incertezas dos valores obtidos numericamente, elas podem estar associadas a pequenas variações dos valores obtidos devido às alterações da malha computacional (resolução e tamanho do domínio) e à extensão do histórico temporal que afeta o cálculo estatístico dos respectivos valores. Um estudo do efeito da malha computacional nos resultados foi conduzido de forma que a variação dos valores é pelo menos igual ou menor que 3%. Pela extensão do histórico temporal calculado associado à característica bem regular da emissão de vórtices, estima-se que a incerteza dos dados estatísticos (Strouhal, média e valor eficaz da flutuação de força) obtidos seja da ordem de 1%.

Com relação à distribuição do coeficiente de pressão (C_p) e de coeficiente de atrito (C_f) em volta do cilindro, mostradas respectivamente nas Fig. 5.2a e Fig. 5.2b, observa-se que as curvas de C_p e C_f , que mais se aproximam dos dados experimentais, são as previstas pelo modelo $k-\omega$ *SST transition*. A diferença das distribuições de C_p e C_f , em comparação aos respectivos dados experimentais, demonstra que os modelos de turbulência, associado a uma simulação 2D, apresentam deficiências em reproduzir o desenvolvimento da camada limite que no final determinam o local do ponto de separação do escoamento.

Na Fig. 5.3a é apresentado o histórico temporal das forças aerodinâmicas (sustentação e arrasto) atuando no cilindro calculado pelo modelo $k-\omega$ *SST transition*. Nota-se que o modelo $k-\omega$ *SST transition* considerando domínio 2D (assim como os outros modelos URANS aqui utilizados) prevê uma variação de C_l e C_d quase perfeitamente periódica, indicando que a emissão de vórtices ocorre de forma bem regular que é característica de um escoamento bi-dimensional, como se os vórtices da esteira fossem perfeitamente correlacionado ao longo da envergadura. O número de Strouhal (St), que se refere à principal (ou fundamental) frequência de emissão de vórtices (f_0), é obtido pela frequência correspondente à maior amplitude obtida através do espectro do sinal de C_l , como mostra a Fig. 5.3b. Além disso, na Fig. 5.3b, observando o espectro de C_l , nota-se picos nas frequências harmônicas ímpares ($f_0, 3f_0, \dots$) e para o espectro de C_d , observa-se picos nas frequências harmônicas pares ($2f_0, 4f_0, \dots$). Assim, as

forças aerodinâmicas, agindo no cilindro na direção do escoamento (C_d), oscilam duas vezes mais rápido do que na direção perpendicular (C_l), porém a amplitude de oscilação das forças na direção perpendicular é muito mais significativa que na direção do escoamento.

Um resultado qualitativo do escoamento pode ser apresentado visualizando-se os isocontornos de vorticidade em torno do cilindro como mostra a Fig. 5.4. Observa-se uma esteira a jusante do cilindro com emissão de distintos vórtices alternados e regulares. Nota-se mais semelhanças com o caso de um escoamento bidimensional e laminar, por exemplo a $Re = 140$ (Fig. 5.5), do que se comparado ao caso de uma esteira tridimensional e turbulenta a $Re = 110.000$, como mostra a Fig. 4.5c (seção 4.1). No entanto, os vórtices obtidos pela simulação 2D estão mais próximos entre si se comparado a esteira gerada a $Re = 140$, o que simplesmente demonstra uma frequência mais alta de emissão de vórtices ($St \sim 0,23$ contra $St \sim 0,17$ para o caso laminar). Estes resultados mostram as limitações da simulação 2D, para número de Reynolds acima de ~ 180 , os efeitos da tridimensionalidade do escoamento tornam-se significativos.

(a)

(b)

Figura 5.2: Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados com os respectivos dados experimentais: (a) Coeficiente de pressão (C_p); (b) Coeficiente de atrito (C_f). Os dados experimentais são de Cantwell e Coles (1983) e Achenbach (1968).

(a)

(b)

Figura 5.3: Forças aerodinâmicas atuando no cilindro obtidas numericamente utilizando o modelo $k-\omega$ SST transition: (a) Valores de C_l e C_d ; (b) Densidade espectral de potência (PSD) de C_l e C_d .

Figura 5.4: Isocontornos do campo de vorticidade (magnitude) obtidos numericamente utilizando o modelo $k-\omega$ *SST transition*.

Figura 5.5: Visualização, obtida experimentalmente, de linhas de emissão na esteira de vórtices bidimensional e laminar gerada a jusante do cilindro a $Re = 140$. Extraído de Van Dyke (1982).

5.1.2 Estimativa do ruído

Nesta seção, são apresentados os resultados do campo acústico calculados pela formulação porosa de Ffwoes Williams & Hawkings (eq. (3.22)), que utiliza como dado de entrada (fonte sonora) os resultados da simulação numérica CFD do escoamento. Quando não indicado, admite-se que o cálculo do ruído foi feito com base nos resultados da simulação numérica utilizando o modelo $k-\omega$ *SST transition*. Os resultados do cálculo do ruído são comparados aos dados experimentais apresentados em Revell, Prydz e Hays (1977). O experimento de Revell, Prydz e Hays (1977) foi realizado por intermédio de um jato livre fluindo ao redor de um cilindro dentro de um túnel de vento anecóico. Em Revell, Prydz e Hays (1977), os ensaios foram realizados com número de Mach 0,2 e número de Reynolds de 89.000. Nesta tese, foi utilizado os dados experimentais acústicos obtidos por um microfone posicionado a um ângulo de 90° (em relação ao ponto de estagnação), exatamente acima do centro do cilindro. Nos experimentos de Revell, Prydz e Hays (1977), os microfones foram posicionados a uma distância de $128D$ e $35D$ em relação ao centro do cilindro e o comprimento de envergadura do cilindro utilizado foi de $25,3D$.

Para o cálculo da pressão acústica na posição do observador (ou microfone), foram processados 8192 valores de pressão ao longo do tempo (correspondente a 70 ciclos de emissão de vórtices), cujo número de pontos (ou dados) foram considerados suficientes para uma boa resolução no cálculo do espectro (resolução de 24 Hz).

Os resultados acústicos são apresentados na forma de nível de pressão sonora (SPL) na escala decibel (dB), definição na eq. (4.11), seção 4.2.1. O espectro sonoro (decomposição espectral do sinal de pressão) é exibido graficamente em função da frequência que é adimensionalizada utilizando a definição do número de Strouhal. Assim, seguindo nomenclatura usualmente utilizada, como mostra por exemplo Cox, Brentner e Rumsey (1998), a frequência adimensional é representada como Strouhal ou St (note que neste caso não representa o número de Strouhal). Os níveis de SPL indicados no espectro são os valores da amplitude espectral da pressão efetiva para cada frequência que correspondem na escala decibel à SPL_i , vide eq. (4.12). Um valor geral de nível de pressão sonora, OASPL - "OverAll Sound Pressure Level", pode ser obtido adicionando todas as contribuições de nível de pressão sonora de cada frequência (SPL_i) ao longo de todo o espectro, vide eq. (4.13).

Como já mostrado no capítulo 3, devido ao baixo número de Mach ($M=0,2$) do escoamento, a contribuição do ruído gerado no volume é pouco significativa (propagação sonora com directividade quadripolar). Assim, a maior parte do som é gerada pelas flutuações fluido-dinâmicas ao longo da superfície do cilindro. Desta forma, para o cálculo da propagação so-

nora, a superfície de integração é coincidente à parede do cilindro (superfície "on-body"), o que permite considerar o escoamento incompressível no cálculo das fontes sonoras (desde que o número de Mach seja baixo). Neste caso, a formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)) se reduz a uma expressão similar à obtida pela analogia de Curle (eq. (3.27)).

Os valores de SPL, apresentados em Revell, Prydz e Hays (1977), foram obtidos com um cilindro de comprimento $25,3D$ ao longo da envergadura, porém os resultados numéricos do escoamento foram obtidos com considerando domínio bidimensional (2D). Na formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)), para o cálculo da propagação acústica, são necessários dados do escoamento tanto no plano 2D quanto na direção da envergadura. No caso de uma simulação 2D, a propagação sonora pode ser calculada assumindo-se que o escoamento em torno do cilindro seja perfeitamente correlacionado ao longo de toda uma envergadura a ser considerada. Para o escoamento através de um cilindro com $Re = 90.000$, a esteira de vórtice é tridimensional e, portanto, não é perfeitamente correlacionada ao longo da envergadura. Como mostrado em Norberg (2002), uma das maneiras de se avaliar o grau de correlação do escoamento ao longo da envergadura é através de um comprimento equivalente de correlação, considerando as forças de sustentação atuando ao longo do cilindro (consideram-se as forças geradas em pequenas seções ao longo da envergadura do cilindro). Na Fig. 4.8 (seção 4.1) de Norberg (2002), o comprimento de correlação é apresentado em função do número de Reynolds, nota-se que na faixa $10^4 < Re < 2 \times 10^5$ o comprimento de correlação diminui com o aumento de Re . Para $Re = 90.000$, o comprimento de correlação equivalente é de $3,16D$, ou seja, pode-se considerar (estimativa) que até um comprimento de $3,16D$ a correlação das forças de sustentação ao longo da envergadura é significativa. No caso de uma simulação 2D, para o cálculo do ruído, pode-se estimar, de início, uma correlação perfeita em torno de $3,16D$. Além disso, diferentes comprimentos de correlação podem ser testados e seus efeitos na geração sonora podem ser avaliados. Assim, cinco diferentes comprimentos de correlação foram testados, $2,5D$, $3,16D$, $5,0D$, $10,0D$ e $25,3D$. A Fig. 5.6 mostra os espectros de SPL obtidos para os cinco diferentes comprimentos de correlação, para um microfone localizado a $128D$ acima do cilindro ($\theta = 90^\circ$). Além disso, a Tab. 5.2 apresenta os valores de OASPL calculados para os cinco diferentes comprimentos de correlação. Os resultados mostram claramente que o comprimento de correlação altera significativamente o nível de pressão sonora, porém não altera a distribuição de SPL ao longo do espectro, ou seja, apenas desloca para cima ou para baixo a curva do espectro SPL. Na Fig. 5.6, nota-se que os espectros gerados pelas simulações 2D são caracterizados por valores elevados de SPL em uma estreita faixa de frequências (ruído tonal), que se repete ao longo de frequências harmônicas da fundamental (f_0). Os tons são, de fato, valores discretos de SPL, indicando que apenas grandes recirculações (ou estruturas) distintas e regulares são previstas

pela simulação 2D. Além disso, conforme esperado, o valor da frequência fundamental, associado ao nível mais alto de SPL no espectro, é aproximadamente o mesmo ($St=0,235$) que o previsto pela simulação numérica (espectro da flutuação da força de sustentação). Assim, o valor da frequência fundamental do espectro sonoro é ligeiramente superior ao previsto pelo experimento de Revell, Prydz e Hays (1977). Comparando o espectro sonoro obtido de SPL com o espectro das forças de sustentação e arrasto, nota-se que há uma estreita relação entre o comportamento do escoamento previsto pela simulação CFD e o som gerado. De fato, a metodologia de cálculo sonoro (formulação porosa de FW-H) se baseia em uma equação de onda tendo como termo fonte as flutuações fluido-dinâmicos do escoamento que são, por sua vez, obtidas pela simulação CFD.

Figura 5.6: Espectro de SPL para diferentes comprimentos de correlação comparado aos dados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Microfone localizado a $128D$ do centro do cilindro na direção perpendicular ao escoamento. Superfície de integração "on body". Ruído obtido da simulação 2D utilizando modelo $k-\omega$ *SST transition*.

Tabela 5.2: Valores de OASPL obtidos com diferentes comprimentos de correlação, comparados aos respectivos valores experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997), para microfones posicionados a $35,0D$ e $128D$ acima do cilindro. Ruído obtido da simulação 2D utilizando modelo $k-\omega$ *SST transition*.

OASPL(<i>dB</i>)							
Posição	Comprimento de correlação					Dado	Referência
Microfone	2,5 <i>D</i>	3,16 <i>D</i>	5,0 <i>D</i>	10,0 <i>D</i>	25,3 <i>D</i>	Experimental	
35,0 <i>D</i>	106,2	108,2	112,2	118,2	125,8	117	Revell, Prydz e Hays (1977)
128 <i>D</i>	94,9	96,9	100,9	106,9	114,9	100	

Com relação aos resultados obtidos com microfone situado a $35D$ do cilindro, mostrado na Tab. 5.2, o comprimento de correlação que apresenta mesmo nível de OASPL que o obtido por Revell, Prydz e Hays (1977) foi aproximadamente de $10,0D$. Já para uma distância de microfone de $128D$, o comprimento de correlação que coincide com o valor de OASPL de Revell, Prydz e Hays (1977) é menor, aproximadamente de $5,0D$, o que mostra que não há um valor de comprimento de correlação que seja mais adequado para qualquer distância de microfone.

Apesar das limitações da simulação 2D, o comprimento de correlação que coincide com o nível de pressão sonora obtido experimentalmente pode ser utilizado como uma primeira estimativa do nível de tridimensionalidade do ponto de vista acústico. Para a propagação sonora a $128D$ do cilindro, esse valor de correlação equivalente acústico foi de aproximadamente $5,0D$ tanto para OASPL quanto para o espectro de SPL (nível sonoro na frequência fundamental).

Figura 5.7: Comparação dos espectros de SPL para observadores situados a $17,5D$, $35,0D$ e $128D$ acima do cilindro ($\theta = 90^\circ$). Comprimento de correlação utilizado de $5,0D$ e superfície de integração "on body". Ruído obtido da simulação 2D utilizando modelo $k-\omega$ SST transition.

O espectro de SPL foi também calculado para outros dois observadores, localizados a $17,5D$ e $35,0D$ do cilindro na mesma direção ($\theta = 90^\circ$), conforme mostra a Fig. 5.7. Comparando os espectros de SPL obtidos para cada observador na Fig. 5.7, nota-se que a distribuição e a relação entre os valores de SPL não mudam com a distância do observador a fonte, apenas há um deslocamento para cima ou para baixo nos valores do espectro de SPL. De fato, na analogia de FW-H (ou Curle), assume-se que o comportamento da propagação sonora não altera com a distância do observador à fonte (para um mesmo valor de θ). Ainda, analisando os resultados

obtidos de OASPL (Tab. 5.2) e do espectro de SPL (Fig. 5.7), para as diferentes posições do observador acima do cilindro, nota-se que quanto maior a distância do observador ao cilindro menor é o nível sonoro. Segundo expressão aproximada deduzida por Phillips (1956), mostrada na seção 4.2 (eq. (4.8)), o quadrado do valor eficaz da pressão acústica ($\overline{p'^2}$) deve cair aproximadamente com o quadrado da distância (r^2). Comparando os valores de SPL e OASPL obtidos para cada um dos três observadores, verificou-se que os valores eficazes correspondentes de pressão acústica ($\overline{p'^2}$) seguem, de fato, o decaimento do quadrado da distância, conforme previsto pela formulação de Phillips (1956), ou seja, a onda acústica se propaga na sua forma esférica (a energia de propagação acústica se conserva, Kinsler et al. (2000)).

Uma representação mais completa do campo acústico pode ser obtida, calculando-se a directividade da propagação sonora. Fixa-se uma distância do observador à fonte e calcula-se o espectro de SPL para diversos ângulos θ em volta da fonte, no caso o centro do cilindro. Geralmente utiliza-se uma representação polar (SPL em função de θ) para apresentar os resultados. A Fig. 5.8 apresenta a directividade do campo acústico a uma distância de $128D$ do cilindro considerando superfície de integração "on-body". Na Fig. 5.8a são mostrados os valores de OASPL, na Fig. 5.8b e Fig. 5.8c são apresentados os valores de SPL correspondentes à frequência fundamental (f_0) e à frequência do primeiro harmônico ($2f_0$), respectivamente. Os valores da curva, no topo da Fig. 5.8, representam o som gerado na posição $\theta = 90^\circ$, ou seja, exatamente acima do centro do cilindro. Observando as representações gráficas da directividade sonora da Fig. 5.8, nota-se que os valores de OASPL e SPL na frequência fundamental são ligeiramente superiores nas direções em torno de $\theta = 90^\circ$ e $\theta = 270^\circ$, evidenciando a natureza de directividade dipolar da propagação sonora oriunda do escoamento em torno de um cilindro. Quanto ao gráfico de SPL no primeiro harmônico (Fig. 5.8c), nota-se uma directividade assimétrica em relação ao eixo vertical, os valores de SPL são um pouco mais elevados no lado direito, indicando o efeito das flutuações fluido-dinâmicas da esteira de vórtices que oscilam na frequência do primeiro harmônico (considerando a simulação 2D). Comparando as directividades de OASPL e de SPL em ambas as frequências, nota-se que, nas direções de $\theta = 90^\circ$ ou $\theta = 270^\circ$, a maior parte do som é gerada na frequência fundamental, já nas direções $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 180^\circ$, predomina o som gerado na frequência do primeiro harmônico.

Para analisar a relação entre as flutuações fluido-dinâmicas de pressão na parede do cilindro (fontes sonoras) e o som resultante irradiado até o observador, a directividade da flutuação das forças de pressão foi calculada e os resultados são mostrados, em representação polar, na Fig. 5.9. A Fig. 5.9a apresenta a directividade dos valores da pressão efetiva (valor eficaz do sinal de pressão) em escala decibel, que equivale ao valor de OASPL da pressão fluido-dinâmica (vide expressão eq. (4.14)). A Fig. 5.9b apresenta os valores obtidos da amplitude espectral do

senal de pressão, na frequência fundamental, projetado na direção de C_l (perpendicular ao escoamento principal). Note que as forças de sustentação oscilam na frequência fundamental (ver espectro de C_l na Fig. 5.3). Da mesma forma, a Fig. 5.9c apresenta os valores obtidos da amplitude espectral do sinal de pressão, porém na frequência do primeiro harmônico e projetado na direção de C_d (paralelo ao escoamento principal). Note que as forças de arrasto oscilam na frequência do primeiro harmônico (ver espectro de C_d , na Fig. 5.3).

Figura 5.8: Representação polar da directividade do som gerado para um observador a $128D$ do centro do cilindro: (a) OASPL; (b) SPL na frequência fundamental; (c) SPL no primeiro harmônico. Fonte sonora obtida das simulações 2D, modelo $k-\omega$ SST transition. Comprimento de correlação $5,0D$. Unidades em dB .

Figura 5.9: Representação polar da flutuação de pressão fluido-dinâmica ao longo da parede do cilindro: (a) OASPL do nível de pressão; (b) Nível de pressão em SPL na frequência fundamental projetado na direção de C_l ; (c) Nível de pressão em SPL no primeiro harmônico projetado na direção de C_d . Resultados obtidos do modelo $k-\omega$ SST transition. Unidades em dB .

Comparando as directividades do som e da flutuação fluido-dinâmica de pressão (Fig. 5.8 e Fig. 5.9), nota-se que as formas (ou directividade) são bastante semelhantes, indicando uma estreita relação entre a flutuação das forças de pressão atuando no cilindro (a fonte sonora) e o

som irradiado (propagação sonora). De fato, a equação da analogia de Curle (eq. (3.16)) mostra que a integral da derivada temporal das flutuações de força em cada ponto da superfície, devidamente direcionadas à posição do observador, resulta na geração sonora. Assim, o som irradiado na frequência fundamental (Fig. 5.8b) é reflexo, em grande parte, da flutuação (local) das forças de sustentação (Fig. 5.9b) que oscila na frequência fundamental. Da mesma forma, o som irradiado na frequência do primeiro harmônico (Fig. 5.8c) também está associado às flutuações das forças de arrasto (Fig. 5.9c), que oscilam na frequência do primeiro harmônico.

5.1.3 Conclusões

Para uma primeira abordagem, o escoamento em torno do cilindro com número de Reynolds 90.000 foi resolvido considerando domínio computacional bidimensional (2D). Para lidar com a turbulência, diversos modelos URANS foram utilizados para o cálculo do escoamento. O modelo de turbulência que mais se aproximou do comportamento esperado do escoamento em torno do cilindro foi o modelo URANS $k-\omega$ *SST transition*. Para o cálculo do ruído pela formulação porosa de FW-H, dados do escoamento ao longo da envergadura do cilindro devem ser fornecidos. Neste caso, assumiu-se um escoamento perfeitamente correlacionado ao longo de um determinado comprimento de envergadura do cilindro. O comprimento, cujo nível total de pressão sonora (OASPL) gerado mais se aproximou do previsto experimentalmente, foi de $5,0D$. Esse valor pode ser interpretado como um comprimento de correlação equivalente que permite equiparar o nível sonoro gerado da simulação 2D ao respectivo nível obtido experimentalmente. O espectro sonoro calculado da simulação 2D apresentou valores tonais de nível de pressão sonora (SPL) em frequências discretas correspondendo a frequência fundamental de emissão de vórtices e seus harmônicos. Apesar do mesmo nível de pressão sonora obtido com o comprimento de $5,0D$, a distribuição espectral com valores tonais de SPL (gerada da simulação 2D) não corresponde ao padrão do espectro obtido experimentalmente. Neste caso, concluiu-se a necessidade de considerar os efeitos da tridimensionalidade do escoamento para obter uma melhor distribuição espectral em relação ao espectro previsto experimentalmente. De qualquer forma, os resultados da simulação bidimensional são utilizados como parâmetro de comparação para a simulação realizada considerando domínio computacional tridimensional, vide seção 5.2 subsequente.

5.2 Ruído e escoamento considerando domínio tridimensional - $Re = 90.000$ - escoamento incompressível

As simulações 2D do escoamento em torno do cilindro com $Re = 90.000$ apresentaram limitações tais como, a geração de tons discretos no espectro do nível de ruído de SPL (Fig. 5.6) e o valor da frequência fundamental ligeiramente mais elevado em relação ao obtido experimentalmente. Já com as simulações do campo fluido-dinâmico considerando domínio tridimensional (3D), os efeitos da tridimensionalidade do escoamento (fontes de ruído) podem ser considerados no cálculo da propagação sonora. Com a tridimensionalidade, o espectro sonoro de SPL não é mais discreto devido à presença de uma esteira não sincronizada ao longo da envergadura. O nível de geração sonora é, então, distribuído ao longo do espectro de SPL, possibilitando melhor reproduzir o padrão do espectro previsto segundo os experimentos (por exemplo de Revell, Prydz e Hays (1977), vide Fig. 4.10). Da mesma forma que nas simulações 2D, o ruído é calculado utilizando a formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)), tendo como fontes sonoras a solução do escoamento tridimensional não-estacionário em torno de um cilindro. O caso "benchmark" da NASA (TAM; HARDIN, 1997) do escoamento a $Re = 90.000$ é resolvido considerando domínio computacional tridimensional. Devido ao baixo número de Mach de 0,2, o escoamento é resolvido utilizando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível (eq. (3.29)).

5.2.1 Campo fluido-dinâmico

As simulações realizadas com domínio computacional bidimensional (2D) apresentaram deficiências em reproduzir o escoamento assim como a geração sonora (vide seção 5.1). Desta forma, o cálculo do campo fluido-dinâmico é realizado considerando domínio computacional tridimensional. Poderia-se considerar o uso de metodologia URANS nas simulações com domínio tridimensional, porém a metodologia URANS tem apresentado deficiências em reproduzir adequadamente a tridimensionalidade do escoamento no contexto do escoamento ao redor de corpos rombudos prismáticos. Os exemplos estudados em Shur et al. (2005) e Spalart (2009), de simulação 3D em torno de corpos rombudos, mostraram que os modelos URANS reproduzem um escoamento com baixa resolução ao longo da envergadura suprimindo grande parte das tridimensionalidades. Este fato está relacionado à própria definição da metodologia RANS (vide apêndice A, seção A.1) que aplica a média de Reynolds nas equações de Navier-Stokes cujas perturbações associadas à turbulência são modeladas de acordo com o modelo de turbulência considerado. Tal abordagem afeta o devido desenvolvimento da tridimensionalidade na

esteira que está associado ao efeito combinado da turbulência com a própria instabilidade ao longo da envergadura da esteira alternada de vórtices. Por outro lado, as metodologias DES e LES resolvem diretamente parte da turbulência (maiores escalas, vide teoria apresentada no apêndice A, seção A.2) possibilitando melhor prever os efeitos da tridimensionalidade do escoamento ao redor do cilindro, como mostra respectivamente os resultados apresentados nos trabalhos de Spalart (2009) e Kim e Markov (2005). No entanto, além da tridimensionalidade, a metodologia deve ser capaz de resolver uma camada limite laminar incluindo sua separação e, mais a jusante, prever localmente transição à turbulência na camada cisalhante (característica do comportamento do escoamento em torno de um cilindro no regime subcrítico). O trabalho de Travin et al. (1999), que apresenta simulações do escoamento 3D em torno de um cilindro ($Re = 50.000$ e $Re = 140.000$), mostra que o modelo DES S-A apresenta deficiências em prever a transição e separação da camada limite laminar, sendo associado ao uso da metodologia RANS na região próxima à parede (conforme determina a metodologia DES). Por outro lado, Breuer (2000) e Kim e Mohan (2005) mostraram que as simulações 3D do escoamento em torno de um cilindro, $Re = 140.000$, utilizando a metodologia LES, reproduziram satisfatoriamente o comportamento esperado do escoamento no regime subcrítico (separação da camada limite no regime laminar seguida de transição à turbulência). Desta forma, o escoamento "benchmark" (NASA) de $Re = 90.000$ em torno de um cilindro considerando domínio tridimensional é resolvido utilizando as equações de Navier-Stokes consideradas segundo a metodologia LES para escoamento incompressível. O equacionamento e a descrição da metodologia LES são apresentados no apêndice A, seção A.2.

Para a simulação numérica considerando domínio computacional tridimensional, a escolha do comprimento do cilindro ao longo da envergadura (L_s) deve ser feita com cautela, pois afeta diretamente tanto o escoamento no plano bidimensional quanto à sua distribuição ao longo da envergadura. Além disso, a resolução da malha ao longo da envergadura é um outro aspecto fundamental, já que pode influenciar significativamente a resolução das estruturas tridimensionais do escoamento. De acordo com Kim e Mohan (2005), o comprimento do cilindro na envergadura deve ser longo o suficiente, para que seja considerado no cálculo boa parte dos efeitos de correlação fluido-dinâmicos (nessa direção) na faixa de frequências mais relevantes. Norberg (2002) na Fig. 4.8 (seção 4.1), baseando-se nos dados experimentais da flutuação da força de sustentação, apresenta uma curva relacionando um comprimento característico de correlação (ao longo da envergadura), Λ , com o número de Reynolds. Para o caso do escoamento em torno do cilindro com $Re = 90.000$, obtém-se um valor de $\Lambda = 3,16D$ que pode ser utilizado como um parâmetro inicial de referência para simulação numérica. Além disso, os resultados das simulações numéricas utilizando a metodologia LES, realizadas por Breuer

(2000), Kim e Mohan (2005) e Kim (2006), mostraram que um comprimento de $2,0D$ para $Re = 1,4 \times 10^5$ foi suficiente para que boa concordância fosse obtida com dados experimentais (número de Strouhal, coeficiente de arrasto e flutuação do coeficiente de sustentação). Considerando as informações acima e levando em conta a limitação da capacidade computacional, um comprimento de $2,5D$ ao longo da envergadura foi utilizado na simulação numérica 3D realizada segundo a metodologia LES. A malha foi refinada na direção da parede de forma a resolver a subcamada viscosa adjacente à parede, o que corresponde a uma distância mínima à parede de $y^+ \approx 1$ ($= u_\tau \Delta y / \nu$). Além disso, o uso da metodologia LES requer uma resolução de malha mais elevada, de forma a capturar as menores estruturas do escoamento, pelo menos considerando parte da região inercial do espectro de turbulência do escoamento. Próximo à parede, as estruturas do escoamento são menores, da ordem da distância à parede, não sendo possível (limitação computacional) manter uma malha isotrópica respeitando, por exemplo, a distância da ordem de $y^+ \approx 1$ em todas as direções (x , y e z), principalmente na resolução de malha ao longo da envergadura (direção z). Utilizando estratégia similar ao trabalho de Travin et al. (1999), a malha foi construída de modo a garantir, pelo menos, volume isotrópico a partir de $0,75D$ do centro cilindro. Assim, uma malha estruturada com 112.000 células no plano xy (310 volumes ao longo da circunferência do cilindro) foi gerada com 48 divisões ao longo da envergadura, totalizando 5,4 milhões de volumes, conforme mostra a Fig. 5.10.

Figura 5.10: Domínio computacional 3D utilizado na simulação segundo a metodologia LES, malha estruturada com 5,3 milhões de células.

Uma condição de simetria foi aplicada nos planos superior e inferior do domínio computacional. Além disso, uma velocidade constante de $U_\infty = 69,2$ m/s ($M \approx 0,2$), com nível de turbulência nulo, foi utilizada no plano de entrada do domínio. No plano de saída do domínio

computacional foi fixado o valor da pressão ao infinito (pressão atmosférica de referência ou pressão do escoamento não perturbado). Uma condição de periodicidade foi imposta entre as laterais do domínio computacional.

De acordo com a metodologia LES, o passo de tempo pode ser estimado considerando as menores estruturas do escoamento que se deseja resolver. Usando a estratégia proposta por Kim e Mohan (2005), considera-se um comprimento característico das menores escalas resolvidas do escoamento que são estimadas da ordem de $\ell = 0,05D$ e com velocidade característica da ordem de $u' = 0,2U_\infty$. Cada ciclo (período) de movimentação da menor escala é resolvido considerando uma discretização temporal 20 vezes menor, assim o passo de tempo é $\Delta t = 0,0125$ adimensionalizado em função de D/U_∞ , o que equivale a $1/420$ do período típico ($St = 0,19$) de emissão de vórtices na esteira do cilindro.

A simulação foi realizada através de um processamento paralelo de 16 cores com quatro microprocessadores Intel quad-core Xeon. Foram necessários 60 segundos para calcular cada passo de tempo, resultando em 35 dias de simulação ininterrupta para completar 50.000 passos de tempo (considerou-se para o cálculo apenas os últimos 60 ciclos).

O histórico temporal do escoamento foi obtido considerando a variante dinâmica do modelo sub-malha LES de Germano et al. (1991) e Lilly (1992), em o coeficiente de proporcionalidade (C_S), entre a viscosidade turbulenta de sub-malha e a taxa de deformação do escoamento médio, é calculada segundo propriedade locais do escoamento (maiores detalhes do modelo sub-malha LES e sua variante dinâmica são apresentados brevemente no apêndice A, seção A.2). No cálculo do escoamento segundo a metodologia LES, o método numérico deve ter baixa difusão de forma a não interferir no controle de resolução do escoamento determinada pela filtragem espacial, ou seja, no modelo sub-malha (associado à modelagem das escalas não-resolvidas). Desta forma, os termos advectivos (termo não linear da equação de Navier-Stokes) são discretizados pelo método de diferenças centradas (BC) que apresenta menor difusão numérica que o método tradicional upwind (vide Versteeg e Malalasekera (2007)). No entanto, devido a possíveis oscilações numéricas, utiliza-se o esquema BCD "Bounded Central Differencing Scheme", que combina os esquemas de diferenças centradas e upwind, mas sem deixar de manter as propriedades de baixa difusão do esquema BC (maiores detalhes no apêndice B, seção B.1 e no artigo Kim (2006)). Para avançar a solução no tempo, é utilizado o método de passo fracionado que separa o cálculo das equações discretizadas de Navier-Stokes em passos intermediários através de um processo de fatoração aproximada. Para reduzir o alto custo computacional da simulação transiente e tridimensional, o método de passo fracionado é ajustado de modo a resolver as equações da quantidade de movimento de Navier-Stokes desacopladas

da equação da correção da pressão e de outras equações de transporte como da turbulência (hipótese válida desde que o acoplamento entre as equações não seja muito significativo). Este método, proposto em Kim e Markov (2005), é denominado de NITA ("Non Iterative Time Advancement"), maiores detalhes no apêndice B, seção B.1.

Tabela 5.3: Resultados numéricos da simulação numérica 2D (modelos URANS) e 3D (metodologia LES) comparados a dados experimentais.

	St	C'_l	$\overline{C_d}$	C'_d	θ_s
Dado	0,18 - 0,19	0,45 - 0,60	1,0 - 1,4	0,18	78°
Experimental	Norberg (2002)	Norberg (2002)	Cantwell e Coles (1983)	West e Apelt (1993)	Achenbach (1968)
$k-\omega$ SST transition	0,235	0,823	1,09	0,062	88°
$k-\omega$ SST	0,247	0,762	0,944	0,061	99°
S-A	0,242	0,165	0,625	0,0031	96°
$k-\varepsilon$	0,282	0,090	0,479	0,0013	109°
LES (3D)	0,191	0,485	1,08	0,077	81°

Os resultados da simulação numérica 3D do escoamento em torno de um cilindro, utilizando as equações segundo a metodologia LES, são mostrados na Tab. 5.3. Parâmetros que caracterizam a fluido-dinâmica do escoamento, tais como número de Strouhal (St), flutuação típica do coeficiente de sustentação (C'_l), coeficiente de arrasto médio ($\overline{C_d}$), flutuação típica do coeficiente de arrasto (C'_d) e ponto de separação (θ_s) foram calculados e comparados aos respectivos dados experimentais. Além disso, para efeito de comparação, os respectivos resultados obtidos com a simulação 2D, utilizando os diferentes modelos URANS, também são apresentados na Tab. 5.3. A Tab. 5.3 mostra que todos os parâmetros fluido-dinâmicos calculados segundo a metodologia LES estão dentro da faixa dos dados experimentais, exceto o coeficiente C'_d (valor eficaz da flutuação do coeficiente de arrasto). No entanto, a contribuição de C'_d é pouco significativa no cálculo do ruído (analogia de Curle), pois sua amplitude de flutuação é baixa em relação à C'_l . Comparando com os resultados obtidos da simulação 2D, nota-se que a simulação tridimensional com a metodologia LES prevê um número de Strouhal menor já dentro da faixa dos dados experimentais. De acordo com as descrições de Casalino e Jacob (2003) e Williamson (1996), o fato de suprimir a tridimensionalidade causa um aumento da frequência de emissão de vórtices, devido ao menor tamanho das zonas de recirculação, fazendo com que as mesmas fiquem mais próximas entre si. Apesar do alto custo computacional, o fato da simulação, segundo a metodologia LES, resolver diretamente boa parte das escalas do escoamento possibilitou melhor prever o comportamento do escoamento, principalmente na região da camada limite cuja separação ocorre no regime laminar assim como do próprio ponto de separação. Com o uso da metodologia LES, o escoamento é resolvido com maior resolução

e precisão, permitindo calcular diretamente dados estatísticos do escoamento (tais como energia cinética turbulenta e correlação fluido-dinâmica temporal e espacial) sendo, portanto, uma abordagem apropriada para o cálculo direto das fontes sonoras em aplicações de aeroacústica se comparado, por exemplo, às simulações 2D utilizando modelos URANS.

A faixa de dados experimentais mostrada no topo da Tab. 5.1 representa a dispersão de uma coletânea de valores experimentais obtidos de diversos artigos apresentados nas respectivas referências de Norberg (2002) e Cantwell e Coles (1983). Já os dados experimentais de C'_d e θ_s representam os valores experimentais obtidos diretamente nas referências, respectivamente, de West e Apelt (1993) e Achenbach (1968). De fato, há uma faixa de valores de C'_d que pode estar relacionada a diversos fatores associados ao experimento, tais como efeitos de blocagem, efeitos da extremidade do cilindro, efeito da intensidade de turbulência na entrada do túnel de vento e calibração dos sensores utilizados para as medições de forças ou pressão. Por exemplo, na referência de West e Apelt (1993) são mostrados diferentes valores de C'_d obtidos por diversos autores, porém para outros números de Reynolds. Para número de Reynolds da ordem de 110.000, a dispersão de C'_d está entre 0,11 e 0,18. Quanto ao ponto de separação, o valor mostrado na Tab. 5.3 refere-se o dado experimental apresentado em Achenbach (1968) considerando número de Reynolds 100.000. Segundo a distribuição dos sensores ao longo do cilindro, a resolução da medição é de 5° . Quanto às incertezas dos valores obtidos numericamente, elas podem estar associadas à malha computacional (resolução e tamanho do domínio) e à extensão do histórico temporal que afeta o cálculo estatístico (frequência, média e valor eficaz) dos respectivos valores. Por se tratar de uma simulação tridimensional em regime transiente utilizando uma malha de 5,4 milhões de volumes que apresenta um alto custo computacional, o estudo da influência da malha nos resultados apresentados na Tab. 5.3 não foi realizado. A malha foi construída com base de outras simulações realizadas, tais como as apresentadas em Breuer (2000) e Travin et al. (1999).

Figura 5.11: Forças aerodinâmicas atuando no cilindro obtidas numericamente utilizando metodologia LES: (a) Valores de C_l e C_d ; (b) Densidade espectral de potência (PSD) de C_l .

Na Fig. 5.11a, o histórico temporal das forças de sustentação e arrasto calculados, segundo a metodologia LES, são mostrados, cujos valores foram utilizados para calcular C'_l , $\overline{C_d}$ e C'_d . Nota-se um comportamento aleatório das flutuação das forças (dentro de determinados limites) atuando no cilindro, que está associado à emissão irregular e defasada de vórtices ao longo da envergadura (tridimensionalidade de grande escala) e à própria turbulência na esteira

(tridimensionalidade de pequena escala). A incerteza do cálculo da média e do valor eficaz é tão dependente quanto o padrão da oscilação das forças apresentadas na Fig. 5.11a. A realização de um histórico temporal maior permitiria obter resultados estatisticamente ainda mais representativos, porém implicaria em um custo computacional maior. Além disso, o ponto de separação da camada limite oscila em torno de um valor médio a cada passo de tempo, o que contribui para o aumento das flutuações das forças de sustentação e arrasto, esse efeito é característico do regime subcrítico do escoamento em torno do cilindro na faixa de número de Reynolds $1 \times 10^4 < Re < 2 \times 10^5$, associado ao fato de que o ponto de formação dos vórtices ocorre próximo ao cilindro, vide Fig. 4.4, seção 4.1.

A densidade espectral de potência (PSD) da flutuação das forças de sustentação é apresentada na Fig. 5.11b. Observa-se níveis de PSD em uma ampla faixa de frequências que está relacionado à tridimensionalidade e turbulência da esteira. Além disso, pode-se distinguir claramente um pico no espectro, cuja frequência correspondente determina o número de Strouhal de $St = 0,19$, a incerteza no cálculo é da ordem de 3%.

Na Fig. 5.12a, são mostrados os valores obtidos da simulação 3D da distribuição do coeficiente de pressão médio (C_p) ao longo da superfície do cilindro (média temporal e média espacial ao longo da envergadura). Para avaliar o efeito da tridimensionalidade associado à metodologia LES, as distribuições de C_p previstas pelas simulações 2D (modelos URANS) são também apresentadas. Observando a Fig. 5.12a, nota-se que a distribuição de C_p prevista segundo a metodologia LES é em sua maior parte comparável aos respectivos dados experimentais de Cantwell e Coles (1983). Por outro lado, as curvas de C_p , previstas pelos diferentes modelos URANS das simulações 2D, não concordam com os respectivos dados experimentais, exceto para $\theta > 120^\circ$ para os modelos $k-\omega$ *SST transition* e $k-\omega$ *SST*. A Fig. 5.12b mostra os valores obtidos numericamente da distribuição do coeficiente de atrito (C_f) médio adimensionalizado, comparados aos dados experimentais de Achenbach (1968), mas que foram obtidos com número de Reynolds 100.000. A distribuição de C_f , prevista segundo a metodologia LES, concorda em sua maior parte aos respectivos dados experimentais, exceto a montante do ponto de separação ($C_f = 0$) em que os valores são ligeiramente menores. Já o modelo URANS da simulação 2D que melhor concorda com os dados experimentais é o modelo $k-\omega$ *SST transition*. Observando as distribuições de C_p e C_f , nota-se claramente a melhor capacidade da simulação 3D, associada à metodologia LES, em prever o desenvolvimento da camada limite e sua respectiva separação, se comparado às simulações 2D, que prevêem uma queda muito acentuada da pressão logo a montante do ponto de separação.

(a)

(b)

Figura 5.12: Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados com os respectivos dados experimentais: (a) Coeficiente de pressão (C_p); (b) Coeficiente de atrito (C_f). Os dados experimentais são de Cantwell e Coles (1983) e Achenbach (1968).

Ainda na Fig. 5.12a, note que, a partir do menor valor de C_p (em função do ângulo θ), a camada limite está sob gradiente adverso de pressão, fazendo com que ocorra sua separação um pouco mais a jusante. Assim que ocorre a separação da camada limite, o valor de C_p pouco

varia, permitindo definir aproximadamente a posição onde ocorre a separação, assim como pode ser definido pela curva de C_f (ponto onde $C_f = 0$). Neste caso, pela curva de C_p , observa-se que os modelos URANS não prevêem corretamente (em relação aos valores experimentais) o desenvolvimento da camada limite sob efeito do gradiente adverso de pressão, culminando com atraso dos respectivos pontos de separação, ou seja, valores de θ_s mais elevados que o previsto experimentalmente. Por outro lado, observando a Fig. 5.12a, nota-se que a simulação 3D, associada à metodologia LES, melhor prevê o comportamento da camada limite sob efeito do gradiente adverso pressão, fazendo com que o valor do ponto de separação esteja em acordo com o previsto experimentalmente.

As estruturas vorticais tridimensionais na esteira do cilindro, obtidas pela simulação numérica segundo a metodologia LES, podem ser visualizadas através das iso-superfícies do segundo invariante do tensor gradiente de velocidade, conhecido como critério Q, que são mostradas na Fig. 5.13. Este critério Q, proposto por Hunt, Wray e Moin (1988), define um vórtice na região em que o segundo invariante do tensor gradiente de velocidade é positivo, desde que a pressão local seja menor que do escoamento não perturbado em volta. Assim, a formulação do critério Q utilizada na identificação de estruturas vorticais é dada por:

$$Q = (\|\Omega\|^2 - \|s\|^2)/2 \quad (5.1)$$

onde as normas são definidas pelo traço dos tensores taxa de deformação e rotação, respectivamente, $\|s\| = [tr(ss^t)]^{0,5}$ e $\|\Omega\| = [tr(\Omega\Omega^t)]^{0,5}$. O tensor taxa de deformação é dado por $s_{ij} = 0,5 (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ e o tensor de rotação é definido como $\Omega_{ij} = 0,5 (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$. Além disso, na Fig. 5.13 as estruturas vorticais são coloridas pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido, que é dada pelo valor eficaz de $0,5(u'_i u'_i)$, onde u'_i é a flutuação (em relação a média) da velocidade local do escoamento segundo a direção correspondente i .

Figura 5.13: Visualização das estruturas vorticais do escoamento na esteira do cilindro obtidas segundo a metodologia LES. Iso-superfícies do critério Q com valor de $2,6 \times 10^7$ [1/s]. Superfícies coloridas pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido (adimensionalizado pelo quadrado de U_∞). Número de Reynolds 90.000.

5.2.2 Estimativa do ruído

Nesta seção, são apresentados os resultados do cálculo do ruído gerado pelo escoamento tridimensional em torno de um cilindro com número de Reynolds 90.000. O ruído é calculado utilizando a solução do escoamento resolvido como incompressível (seção 5.2.1). O campo acústico é calculado pela formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)), que tem como dado de entrada (fonte sonora) a solução do campo fluido-dinâmico obtido pela simulação 3D. Os dados experimentais do campo acústico são os obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977). O experimento foi realizado com um jato de ar incidindo sobre um cilindro fixado dentro de um túnel de vento anecóico. O ruído foi medido em um microfone localizado a 128 diâmetros (D) de distância do centro do cilindro, posicionado exatamente acima do mesmo ($\theta = 90^\circ$, em relação ao ponto de estagnação). O ensaio foi realizado com número de Mach 0,2 e número de Reynolds 89.000 (baseado no diâmetro do cilindro).

Nos experimentos de Revell, Prydz e Hays (1977), foi utilizado um cilindro com comprimento de $L = 25,3D$, no entanto o escoamento 3D foi obtido considerando um cilindro de comprimento menor de $L_s = 2,5D$. De fato, teoricamente até que se poderia simular o escoamento

mento através de um cilindro com mesmo comprimento ($25,3D$), porém o custo computacional seria muito alto. Uma forma de contornar o problema é realizar uma correção de forma a equiparar o som calculado da simulação 3D com $L_s = 2,5D$ para $L = 25,3D$, conforme mostra o esquema na Fig. 5.14 abaixo:

Figura 5.14: Esquema que mostra a proporção entre o cilindro mais curto (L_s), utilizado na simulação numérica, e o cilindro mais longo (L), cuja geração sonora adicional se deseja estimar de forma a comparar com o ruído obtido experimentalmente.

Para considerar a geração sonora adicional devido a um cilindro mais longo, dois métodos de correção acústica são utilizados, o método proposto por Kato et al. (1993) e mais recentemente o método desenvolvido por Seo e Moon (2007). De modo geral, o método de correção acústica consiste em adicionar valores aos níveis de pressão sonora (SPL, "Sound Pressure Level") de forma a corresponder ao som gerado de um cilindro com comprimento maior.

Devido ao baixo número de Mach ($M = 0,2$) do escoamento, a contribuição do ruído gerado no volume (associada ao som de directividade quadripolar) é pouco significativa, em relação ao som gerado pelas flutuações de pressão ao longo da superfície do cilindro. Desta forma, para o cálculo da propagação sonora, a superfície de integração é coincidente à parede do cilindro (despreza-se o som gerado fora da superfície do cilindro), o que na formulação porosa de FW-H permite considerar o escoamento como incompressível (desde que o número de Mach seja baixo, menor que 0,3). Neste caso, a solução da equação de onda de FW-H (eq. (3.22)) se reduz a uma expressão similar à solução da equação da onda da analogia de Curle (eq. (3.25)). O espectro do nível de pressão sonora (SPL) foi obtido considerando 22.000 valores de pressão acústicas calculados a cada passo tempo, correspondendo no total ao tempo de 50 ciclos de emissão de vórtices na esteira a jusante do cilindro.

Devido à diferença do comprimento de envergadura considerado na simulação numérica 3D ($L_s = 2,5D$), em relação ao maior comprimento de envergadura utilizado nos dados experimentais do ruído ($L = 25,3D$), pode-se fazer uma correção dos níveis de ruído. No trabalho de Kato et al. (1993), foi proposta uma expressão que permite calcular os novos valores do espectro de SPL, que dependem da frequência (ω), a serem adicionados aos valores de SPL do espectro original (relativo à simulação realizada com cilindro de comprimento menor). A expressão é dada por:

$$\begin{cases} L_c(\omega) \leq L_s, & \Delta SPL_{cor}(\omega) = 10 \log[L/L_s] \\ L_s < L_c(\omega) < L, & \Delta SPL_{cor}(\omega) = 20 \log[L_c(\omega)/L_s] + 10 \log[L/L_c(\omega)] \\ L \leq L_c(\omega), & \Delta SPL_{cor}(\omega) = 20 \log[L/L_s] \end{cases} \quad (5.2)$$

onde L_s é o comprimento do cilindro ao longo da envergadura utilizado na simulação numérica, L é o comprimento do cilindro maior cujo espectro sonoro se deseja calcular e ΔSPL_{cor} é o nível de pressão sonora a ser adicionado ao espectro de SPL original. Segundo Kato et al. (1993), a coerência da flutuação de pressão ao longo da envergadura pode ser representada por um comprimento de coerência equivalente, L_c , único valor não conhecido na formulação de Kato. O comprimento de coerência equivalente, L_c , pode ser estimado calculando-se a função de coerência $\Gamma_{ij}(\omega)$ da flutuação de pressão, que é dado por:

$$\Gamma_{ij}(\omega) = \frac{\overline{Re(\hat{P}'_i \hat{P}'_j^*)}}{\sqrt{|\hat{P}'_i|^2} \sqrt{|\hat{P}'_j|^2}} \quad (5.3)$$

onde $\hat{P}'_i$ e $\hat{P}'_j$ são flutuações de pressão aerodinâmica, no domínio da frequência, em diferentes posições (i e j) ao longo da envergadura do cilindro. De fato, a função de coerência representa a diferença de fase entre P'_i e P'_j causada pela separação espacial entre i e j . A função de coerência deve ter um valor unitário se P'_i e P'_j estão perfeitamente em fase. Por outro lado, Γ_{ij} deve ter valor nulo se P'_i e P'_j se comportarem de forma completamente independente ou não correlacionada. No caso do escoamento em torno de um cilindro, à medida que a distância entre i e j (Δ_{ij}) aumenta, o valor de Γ_{ij} diminui, pois quanto maior a distância entre i e j , maior é a tendência de que as flutuações de pressão se comportem de forma mais independente. Kato et al. (1993) sugeriram calcular a função de coerência utilizando os valores da flutuação de pressão aerodinâmica na superfície do cilindro ao longo da envergadura. Ainda, no trabalho de Kato et al. (1993), é proposto um critério que determina o valor de L_c , como a distância Δ_{ij}

pela qual o valor de Γ_{ij} é igual a 0,5. Como as flutuações de pressão na superfície do cilindro mais significativas ocorrem com $\theta = 90^\circ$ e o observador (microfone utilizado em Revell, Prydz e Hays (1977)) está localizado a $128D$ acima do centro do cilindro, a função de coerência é calculada utilizando as flutuações de pressão ao longo da envergadura na superfície do cilindro com $\theta = 90^\circ$, cujos valores são fornecidos diretamente pela simulação numérica 3D transiente do escoamento. O histórico temporal das flutuações de pressão na superfície do cilindro foi monitorado em 48 pontos igualmente espaçados ao longo da envergadura. As diferenças de fase entre P'_i e P'_j foram calculadas limitado à distância entre i e j de metade do comprimento do cilindro utilizado nas simulações numéricas (L_s), pois na simulação 3D foi imposto condição de periodicidade entre os dois planos laterais do domínio computacional. Além disso, ao longo da envergadura do cilindro, para uma mesma distância i e j , pode-se obter diversos valores de Γ_{ij} e sua média (aritmética) pode ser calculada de forma a ter um valor mais representativo da função de coerência Γ_{ij} associado à cada distância Δ_{ij} .

Figura 5.15: Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana.

A função de coerência foi calculada para três frequências diferentes (adimensionalizadas segundo a definição do número de Strouhal), dadas por $St = 0,19$, 0,38 e 0,76, cujos valores são mostrados na Fig. 5.15 (pontos discretos). A função de coerência foi computada somente até metade da envergadura do cilindro considerado na simulação 3D, devido à condição de periodicidade (metade de L_s , ou seja, $\Delta_{ij} = 1,25D$). Na frequência fundamental ($St = 0,19$), a função de coerência cai muito lentamente próximo ao valor unitário, enquanto que para as outras duas frequências ($St = 0,38$ e 0,76), a função de coerência diminui significativamente com

a distância ao longo da envergadura. Se a função de coerência não diminui até 0,5 na distância ao longo da envergadura considerada ($\Delta_{ij} = 1,25D$), como é o caso da frequência fundamental, Kato et al. (1993) propõem extrapolar os valores de Γ_{ij} para determinar o comprimento de coerência L_c . Conforme feito em Seo e Moon (2007), pode-se utilizar uma função Gaussiana, $\exp(-\Delta z^2/L_g(\omega)^2)$, para extrapolar os valores de Γ_{ij} de forma a obter $L_c(\omega_o)$ na frequência fundamental (ω_o). Além disso, nas outras duas frequências ($St = 0,38$ e $0,76$), os valores de Γ_{ij} também podem ser representados por uma função Gaussiana estabelecendo uma forma de obter L_c . A aproximação da função de coerência pela função gaussiana é feita modificando-se o valor de $L_g(\omega)$ cujo critério é o menor erro quadrático. Na frequência fundamental, como pode ser observado na Fig. 5.15, a função gaussiana (linha sólida) representa com boa concordância os valores de Γ_{ij} (pontos discretos). Para $St = 0,38$, há uma dispersão maior dos valores de Γ_{ij} , tornando a função Gaussiana menos representativa. Já na simulação 3D de Seo e Moon (2007), escoamento em torno de um cilindro com $Re = 46.000$, os valores obtidos de Γ_{ij} foram melhor representados pela função Gaussiana. Além disso, Casalino e Jacob (2003) assumiram que a turbulência randômica presente na esteira do cilindro é a principal causa da perda da coerência do escoamento ao longo da envergadura. Diante desta hipótese, Casalino e Jacob (2003) mostraram que o decaimento randômico da coerência pode ser representado estatisticamente por uma função de decaimento exponencial. Por sua vez, a dispersão (variância) da função de coerência pode seguir uma distribuição quadrática ou linear representando, respectivamente, uma função Gaussiana ($\exp(-\Delta z^2/L_g(\omega)^2)$) ou laplaciana ($\exp(-\Delta z/L_l(\omega))$). Desta forma, nas frequências $St = 0,38$ e $0,76$, os valores da função de coerência são representados também por uma função laplaciana, como mostra a Fig. 5.16. Note que, na frequência fundamental ($St = 0,19$), não foi possível representar o gradual decaimento de Γ_{ij} por uma função laplaciana não sendo, portanto, mostrado na Fig. 5.16. Para $St = 0,38$, tanto a função Gaussiana quanto laplaciana não representam bem a distribuição dos valores de Γ_{ij} . Por outro lado, para $St = 0,76$, as funções gaussiana e laplaciana representam com boa concordância o decaimento de Γ_{ij} . Na Tab. 5.4, são apresentados os valores obtidos de L_c , segundo o critério de Kato et al. (1993), utilizando as funções gaussiana e laplaciana. Para $St = 0,38$ e $0,76$, nota-se pouca diferença entre os comprimentos de coerência L_c obtidos tanto pela função gaussiana quanto laplaciana. Na frequência fundamental, somente o valor de L_c obtido pela função gaussiana é mostrado.

Com os valores dos comprimentos de coerência equivalentes $L_c(\omega)$, mostrados na Tab. 5.4, pode-se utilizar a formulação de Kato (eq. (5.2)) de forma a calcular os valores de ΔSPL_{corr} a serem adicionados no espectro sonoro original. Note que, na frequência fundamental, $L_c(\omega_o)$ está na faixa $L_s < L_c(\omega) < L$ da formulação de Kato, indicando um grau de coerência intermediário. Além disso, o valor de $L_c(\omega_o) = 7,86D$ obtido pode ser interpretado como

Figura 5.16: Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para os números de Strouhal de 0,38 e 0,76, aproximados por uma função laplaciana.

Tabela 5.4: Valores calculados do comprimento de coerência equivalente, $L_c(\omega)$, segundo a função gaussiana ou laplaciana, utilizadas para extrapolar ou aproximar os dados de Γ_{ij} .

St	0,19	0,38	0,76
$L_c(\omega)$ (gaussiana), $\Gamma_{ij}(\omega) = 0,5$	$7,86D$	$0,56D$	$0,074D$
$L_c(\omega)$ (laplaciana), $\Gamma_{ij}(\omega) = 0,5$	-	$0,45D$	$0,060D$

uma estimativa de um comprimento equivalente ao longo da envergadura em que a correlação das forças de pressão é ainda significativa, podendo ser utilizada como um parâmetro associado à tridimensionalidade do escoamento. Fora da frequência fundamental, particularmente para $St = 0,38$ e $0,76$, $L_c(\omega \neq \omega_o)$ está na faixa $L_c(\omega) \leq L_s$ da formulação de Kato, mostrando que o grau de coerência é baixo, ou seja, o efeito da tridimensionalidade é mais local (ou comprimento característico da escala associada é menor). O fato de $L_c(\omega_o) \gg L_c(\omega \neq \omega_o)$ mostra que a presença da emissão de vórtices na esteira do cilindro, mesmo com uma certa defasagem ao longo da envergadura, sincroniza o escoamento ao longo da envergadura, aumentando a coerência do escoamento em torno da frequência fundamental, ω_o . Por sua vez, o próprio valor de $L_c(\omega_o) = 7,86D$ pode ser utilizado como um parâmetro que está relacionado à coerência da emissão de vórtices ao longo da envergadura na esteira do cilindro.

Aplicando os valores do comprimento de correlação, $L_c(\omega)$, na formulação de Kato, na frequência fundamental ($St = 0,19$) foi adicionado ao espectro um valor de $\Delta SPL_{cor}(\omega_o) = 15$

dB ($L_s < L_c(\omega) < L$) e, para as outras frequências foi adicionado um valor de $\Delta SPL_{cor}(\omega \neq \omega_o) = 10$ dB ($L_c(\omega) \leq L_s$). O resultado final do espectro sonoro é mostrado na Fig. 5.17, o pico de SPL ($St = 0,19$) calculado está $0,5$ dB acima do valor correspondente obtido segundo os experimentos de Revell, Prydz e Hays (1977). Os resultados numéricos do espectro sonoro estão em boa concordância com os resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977). Além disso, o valor obtido de OASPL foi de $100,9$ dB , que está aproximadamente 1 dB acima do valor previsto experimentalmente de 100 dB por Revell, Prydz e Hays (1977).

Para efeito de comparação e contribuição do método de correção de acústica, o espectro de SPL sem a correção acústica é mostrado em conjunto com o espectro obtido experimentalmente por Revell, Prydz e Hays (1977) na Fig. 5.18. Note que há uma diferença significativa entre os espectros previstos por Revell, Prydz e Hays (1977) e o obtido pela simulação numérica 3D com $L_s = 2,5D$, o que mostra a importância de se fazer uma correção acústica para equiparar a geração do ruído segundo o comprimento do cilindro de $L = 25,3D$.

Figura 5.17: Espectro de SPL corrigido pelo método de Kato et al. (1993) obtido segundo metodologia LES, comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. O número de Reynolds é de 90.000.

Figura 5.18: Espectro de SPL sem correção acústica obtido segundo metodologia LES, comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Simulação do escoamento realizada considerando comprimento do cilindro de $2,5D$ com condição periódica. O número de Reynolds é de 90.000.

Um segundo método de correção acústica foi proposto por Seo e Moon (2007). Essa correção foi deduzida matematicamente assumindo que a flutuação de pressão na superfície do cilindro apresenta um comportamento estatisticamente semelhante ao longo da envergadura do cilindro. Além disso, na dedução é assumido que a coerência ao longo da envergadura apresenta um decaimento que pode ser aproximado por uma função gaussiana. A formulação final é mostrada segundo a expressão abaixo:

$$\begin{cases} \sqrt{\pi}L'_c(\omega) \leq L_s, & \Delta SPL_{cor}(\omega) = 10 \log[L/L_s] \\ L_s < \sqrt{\pi}L'_c(\omega) < L, & \Delta SPL_{cor}(\omega) = 20 \log[L'_c(\omega)/L_s] + 10 \log[L/L'_c(\omega)] + 10 \log[\sqrt{\pi}] \\ L \leq \sqrt{\pi}L'_c(\omega), & \Delta SPL_{cor}(\omega) = 20 \log[L/L_s] \end{cases} \quad (5.4)$$

A principal diferença do método de Seo e Moon (2007), em relação ao de Kato et al. (1993), é que a função de coerência e, consequentemente, o comprimento de coerência equivalente são calculados pela pressão acústica na posição do observador (microfone). A superfície do cilindro deve ser dividida em pequenas subseções ao longo da envergadura do cilindro e o

som devido às flutuações de pressão aerodinâmicas de cada subseção deve ser calculado separadamente até a posição do observador. Desta forma, a coerência entre as flutuações de pressão acústica ao longo da envergadura pode ser calculada, pois cada histórico da flutuação de pressão acústica está associado a uma subseção com uma posição definida ao longo da envergadura do cilindro. Na formulação de Seo e Moon (2007), o único dado não conhecido é o comprimento de coerência equivalente acústico denominado $L'_c(\omega)$, que está relacionado à coerência entre os valores de pressão acústica obtido das diferentes subseções ao longo da envergadura do cilindro. Segundo Seo e Moon (2007), a coerência entre as flutuações de pressão acústicas pode ser calculada pela função de coerência acústica dada pela expressão abaixo:

$$\gamma_{ij}(\omega) = \frac{\overline{Re(\hat{p}'_i \hat{p}'_j^*)}}{\sqrt{|\hat{p}'_i|^2} \sqrt{|\hat{p}'_j|^2}} \quad (5.5)$$

A função de coerência acústica, γ_{ij} , é calculada da mesma forma que com a função de coerência aerodinâmica (eq. (5.3)), mas utilizando os valores de p'_i e p'_j que representam as flutuações de pressão acústica no domínio da frequência. Quanto ao caso da simulação realizada, a superfície do cilindro foi dividida em 48 subseções igualmente espaçadas ao longo da envergadura do cilindro (vide esquema representativo na Fig. 5.19). O som, devido à flutuação de pressão de cada subseção, foi calculado pela formulação porosa de FW-H (neste caso recai-se à analogia de Curle), para um observador localizado a uma distância de $128D$ acima do centro do cilindro ($\theta = 90^\circ$). Com os valores de pressão acústica associados à cada subseção, foi possível obter os valores da função de coerência acústica, γ_{ij} (eq. (5.5)). Da mesma forma como feito no cálculo da função de coerência aerodinâmica (Γ_{ij}), diversos valores de γ_{ij} foram obtidos considerando uma mesma distância (Δ_{ij}) entre as seções ao longo da envergadura do cilindro. Assim, o valor final de γ_{ij} foi calculado aplicando uma média entre os diferentes γ_{ij} obtidos com a mesma distância Δ_{ij} .

Para o cálculo do comprimento de coerência equivalente acústico, Seo e Moon (2007) sugeriram como critério utilizar o valor de $L'_c(\omega)$ da própria função gaussiana, $\exp(-\Delta z^2/L'_c(\omega)^2)$, que melhor aproxima os dados da função de coerência acústica, γ_{ij} . A Fig. 5.20 mostra os valores da função de coerência acústica obtidos em função da distância entre i e j (Δ_{ij}) ao longo da envergadura do cilindro, para as frequências adimensionais (segundo definição do número de Strouhal) de $St = 0,19$, $0,38$ e $0,76$. Da mesma forma que no cálculo de Γ_{ij} , os valores da função de coerência acústico só podem ser calculados até a máxima distância de $1,25D$ ($L_s/2$), metade do comprimento utilizado na simulação 3D do escoamento (condição de periodicidade aplicada nos planos laterais do domínio computacional). Para o cálculo de $L'_c(\omega)$, os valores

Figura 5.19: Esquema representando as 48 subseções igualmente espaçadas ao longo do comprimento de envergadura do cilindro (L_s). O som gerado de cada subseção é calculado (analogia de Curle) para a posição do observador.

da função de coerência acústica são aproximados ou extrapolados por uma função gaussiana (critério do menor erro quadrático), para cada valor de $St = 0,19, 0,38$ e $0,76$, como mostra a Fig. 5.20. Os valores de $L'_c(\omega)$ obtidos de acordo com a aproximação pela função gaussiana ($\exp(-\Delta z^2/L'_c(\omega)^2)$) são mostrados na Tab. 5.5. Observando a Fig. 5.20, para $St=0,38$ e $0,76$, nota-se que a função gaussiana não representa muito bem o decaimento de γ_{ij} . Desta forma, os valores da função de coerência acústica foram também aproximados ou extrapolados por uma função laplaciana. Por exemplo, em Perot et al. (2003), o decaimento da função de coerência foi bem representado por uma função laplaciana. O comprimento de coerência equivalente acústico é, desta vez, calculado como sendo o comprimento $L_l(\omega)$ da função laplaciana, $\exp(-\Delta z/L_l(\omega))$, que melhor aproxima os valores obtidos da função de coerência acústica, ver Fig. 5.21. Para $St=0,19$, o baixo decaimento dos valores da função de coerência acústica não permite extrapolar ou aproximar os mesmos por uma função laplaciana. Os valores de $L_l(\omega)$ obtidos pela função laplaciana são mostrados na Tab. 5.5. Comparando as aproximações feitas pelas funções gaussiana e laplaciana, utilizadas para $St=0,38$ e $0,76$ (Fig. 5.20 e Fig. 5.21), nota-se que a distribuição dos valores de γ_{ij} é melhor representada pela função laplaciana tanto para $St=0,38$ quanto $0,76$. Apesar da diferença nas curvas da função gaussiana e laplaciana, os valores de $L'_c(\omega)$ e $L_l(\omega)$ obtidos são muito próximos. Como mostra a Tab. 5.5, para $St=0,38$, o valor de $L_l(\omega)$ é ligeiramente superior ao respectivo valor de $L'_c(\omega)$. Já para $St=0,78$, os valores de $L'_c(\omega)$ e $L_l(\omega)$ são equivalentes. De fato, os valores de $L'_c(\omega)$ ou $L_l(\omega)$, obtidos para $St=0,38$ e $0,76$, não fazem diferença no cálculo da correção acústica (eq. (5.5)), pois ambos os

valores recaem na mesma expressão da formulação de Seo e Moon (2007) com $\sqrt{\pi}L'_c(\omega) \leq L_s$.

Figura 5.20: Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências adimensionais (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $128D$ acima do cilindro, utilizando como fonte as flutuações de pressão aerodinâmicas em cada uma das 48 seções ao longo da superfícies do cilindro.

Figura 5.21: Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências adimensionais (Strouhal) de 0,38 e 0,76, aproximados por uma função laplaciana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $128D$ acima do cilindro, utilizando como fonte as flutuações de pressão aerodinâmicas em cada uma das 48 seções ao longo da superfícies do cilindro.

Tabela 5.5: Valores calculados do comprimento de coerência equivalente acústico, segundo a função gaussiana ($L'_c(\omega)$) ou laplaciana ($L_l(\omega)$), utilizados para extrapolar ou aproximar os dados de γ_{ij} .

St	0,19	0,38	0,76
$L'_c(\omega)$ (gaussiana, $\exp(-\Delta z^2/L'_c(\omega)^2)$)	10,13D	0,72D	0,34D
$L_l(\omega)$ (laplaciana, $\exp(-\Delta z/L_l(\omega))$)	-	1,05D	0,34D

Conforme a Tab. 5.5, o valor de $L'_c(\omega_o) = 10,13D$ está na faixa $L_s < \sqrt{\pi}L'_c(\omega) < L$ da formulação de Seo e Moon (2007), indicando um nível intermediário de coerência na frequência fundamental, que está associada à emissão de vórtices na esteira do cilindro. Além disso, esse valor pode ser interpretado como um comprimento de coerência equivalente, ou seja, admite-se correlação total para $L'_c(\omega_o) < 10,13D$ e nenhuma correlação para $L'_c(\omega_o) > 10,13D$, sendo também uma medida que mostra o comprimento de influência das tridimensionalidades do escoamento associado à essa frequência. De fato, esse valor pode ser utilizado como uma estimativa para capturar as principais tridimensionalidades associadas ao escoamento, ou seja, significaria

uma simulação 3D (condição de periodicidade,) utilizando um comprimento de envergadura duas vezes maior, aproximadamente $20D$. Para as outras frequências ($\omega \neq \omega_o$), especificamente para $St=0,38$ e $0,76$, o valor de $L'_c(\omega)$ está na faixa $\sqrt{\pi}L'_c(\omega) \leq L_s$ (formulação de Seo e Moon (2007)), indicando que o nível de correlação é baixo, ou seja, considera-se que o comprimento característico das estruturas ao longo da envergadura é menor (local) para as frequências fora da fundamental. A diferença dos comprimentos de coerência entre $\omega = \omega_o$ e $\omega \neq \omega_o$ ($L'_c(\omega_o) \gg L'_c(\omega)$) mostra que a emissão de vórtices na esteira ao longo da envergadura mantém a sincronização do escoamento, pelo menos teoricamente até uma distância de $10,13D$. Desta forma, o valor de $L'_c(\omega_o) = 10,13D$ pode ser utilizado como uma medida (estimativa) desse grau de sincronização da esteira do cilindro.

Note que o cálculo do comprimento de coerência depende da função da coerência e do quão representativo é a aproximação feita por uma função gaussiana ou laplaciana. Para uma dada simulação, os valores da função de coerência podem variar se a resolução do espectro da flutuação de pressão é menor ou maior (depende do histórico temporal). Tal estudo não foi realizado, porém a resolução do espectro corresponde a uma variação de Strouhal da ordem de 3%. O espectro assim como a função de coerência foram calculados com base em todo o histórico temporal disponível (50 ciclos de emissão de vórtices), não foram feitas médias considerando diferentes ou sobreposição de intervalos amostrais. O curto comprimento $L_s = 2,5D$ torna a aproximação por uma função gaussiana pouco representativa para o cálculo do comprimento de coerência. De fato, mais adiante na seção 5.4, maiores valores de L_s/D são considerados para o cálculo do comprimento de coerência. De qualquer forma, deve-se analisar o efeito da variação do comprimento de coerência na correção sonora (ΔSPL_{cor}). Para as frequências mais elevadas ($St=0,38$ e $0,76$), a variação do comprimento de coerência não afeta a correção sonora, pois tipicamente os seus valores são significativamente menores que L_s/D . Já na frequência fundamental, os diferentes valores do comprimento de coerência podem afetar a correção sonora. Por exemplo, uma elevada variação do comprimento de coerência de $L_c=7D$ para $L_c=14D$ (ou $L'_c=10D$ para $L'_c=20D$) corresponde a uma alteração na correção sonora não tão significativa de 3 dB (método de Kato et al. (1993) ou Seo e Moon (2007)), tal valor pode ser utilizado como estimativa da ordem de grandeza (3 dB) de quanto pode variar o cálculo do espectro sonoro em função da correção acústica. Esta conclusão é válida para os valores apresentados de comprimento de coerência e correção acústica associados ao ruído gerado do escoamento em torno do cilindro com número de Reynolds 90.000. O efeito da variação de L_s/D e da resolução da malha no cálculo do comprimento de coerência e da correção sonora é analisado mais adiante na seção 5.4, porém considerando o escoamento em torno do cilindro com número de Reynolds 22.000.

Com os valores dos comprimentos de coerência equivalentes acústicos $L'_c(\omega)$, mostrados na Tab. 5.5, pode-se utilizar a formulação de Seo & Moon (eq. (5.4)) de forma a calcular os valores de ΔSPL_{cor} , que são adicionados no espectro sonoro original permitindo equiparar ao som gerado com comprimento do cilindro mais longo de $25,3D$ utilizado no experimento de Revell, Prydz e Hays (1977). Na frequência fundamental ($St = 0,19$), foi adicionado ao espectro um valor de $\Delta SPL_{cor}(\omega_o) = 18,6 \text{ dB}$ ($L_s < \sqrt{\pi} L'_c(\omega) < L$). Nas outras frequências, o nível de pressão sonora foi corrigido adicionando um valor de $\Delta SPL_{cor}(\omega \neq \omega_o) = 10,05 \text{ dB}$, calculado da primeira expressão da eq. (5.4), $\sqrt{\pi} L'_c(\omega) \leq L_s$. Nota-se que o valor da correção acústica para $\Delta SPL_{cor}(\omega \neq \omega_o)$ é o mesmo que o considerado no método de Kato et al. (1993). O resultado final do espectro sonoro é mostrado na Fig. 5.22. O pico de SPL ($St \approx 0,19$) calculado está $4,0 \text{ dB}$ acima do valor correspondente do experimento de Revell, Prydz e Hays (1977). O valor de OASPL do espectro corrigido foi de $105,4 \text{ dB}$ que está aproximadamente 5 dB acima do valor correspondente obtido por Revell, Prydz e Hays (1977) de 100 dB . Desta forma, o método de Seo e Moon (2007), utilizado na correção do cálculo sonoro do escoamento 3D em torno de um cilindro com $L = 25,3D$, gerou um espectro com níveis de SPL ligeiramente superiores aos níveis previstos por Revell, Prydz e Hays (1977) na frequência fundamental. É possível que a envergadura de $L_s = 2,5D$ utilizada na simulação 3D, associado à condição de periodicidade, tenha contribuído para a geração de níveis de pressão sonora, em torno da frequência fundamental, mais elevados que o esperado. Novas simulações 3D, com comprimentos de envergadura maiores, podem ser feitas de forma a verificar se o comprimento de $L_s = 2,5D$ tem alguma influência na geração dos maiores de níveis de SPL em torno da frequência fundamental. De fato, diferentes valores de L_s/D são considerados cujos resultados são apresentados mais adiante na seção 5.4, tais simulações foram realizadas para um número de Reynolds menor de 22.000.

Figura 5.22: Espectro de SPL corrigido pelo método de Seo e Moon (2007) obtido segundo metodologia LES, comparado aos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. O número de Reynolds é de 90.000.

5.2.3 Conclusões

Para considerar os efeitos da tridimensionalidade do escoamento na geração sonora, o escoamento em torno do cilindro foi calculado considerando domínio computacional tridimensional (3D) e para lidar com a turbulência a metodologia LES foi empregada. No caso do escoamento com número de Reynolds 90.000 e número de Mach 0,2, levando em conta resultados de simulações realizadas apresentados na literatura e o alto custo computacional associado, um comprimento ao longo da envergadura de $2,5D$, com condição periódica nas extremidades, foi considerado na simulação numérica. Os resultados do campo fluido-dinâmico obtidos da simulação numérica 3D, formulação para escoamento incompressível, mostraram boa concordância com o comportamento esperado do escoamento em torno do cilindro conforme os dados experimentais. Para o cálculo do ruído no campo afastado, a formulação porosa de FW-H foi empregada. Como o escoamento foi resolvido como incompressível, aplicou-se uma superfície de integração FW-H coincidente à parede do cilindro (superfície "on-body"). Desta forma, de acordo com a formulação de FW-H, o ruído é calculado considerando como fonte sonora as flutuações de força do fluido exercidas na parede do cilindro (vide eq. (3.25), seção 3.1.3). Neste caso, o ruído gerado externamente (fora da parede do cilindro) é desprezado, porém, devido ao baixo número de Mach do escoamento, sua contribuição no total do ruído gerado é pouco significativa, como mostra a eq. (3.19), seção 3.1.2. Além disso, os métodos de correção acústica de

Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007) foram empregados de forma a equiparar o som gerado da simulação 3D de menor comprimento ao longo de envergadura ($2,5D$) ao som obtido experimentalmente com cilindro longo ($25,3D$) considerado em Revell, Prydz e Hays (1977). Os resultados finais dos espectros sonoros obtidos da simulação 3D apresentaram níveis de pressão sonora equivalentes aos respectivos níveis previstos experimentalmente. Além disso, a simulação 3D forneceu um espectro com níveis sonoros distribuídos ao longo de uma ampla faixa de frequências concordando com o padrão do espectro obtido experimentalmente. Desta forma, pelo menos para o caso aqui considerado de um escoamento com número de Reynolds 90.000 e comprimento de envergadura de $2,5D$, a formulação porosa de FW-H em conjunto com os métodos de correção acústica mostrou ser adequada para o cálculo do ruído podendo reproduzir resultados equivalentes aos previstos experimentalmente.

5.3 Ruído e escoamento considerando domínio tridimensional - $Re = 90.000$ - escoamento compressível

Nesta seção, são apresentados os resultados tanto da simulação numérica 3D do escoamento em torno de um cilindro quanto da estimativa do ruído, nas mesmas condições que na seção anterior 5.2, ou seja, número de Reynolds 90.000 e número de Mach 0,2. Porém, neste caso, a simulação numérica foi realizada considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento compressível (eq. (3.32)). O objetivo de considerar o escoamento compressível é, além de calcular a parcela fluido-dinâmica do escoamento, propagar o som através da simulação numérica, pelo menos, no campo próximo ao redor do cilindro. Assim, na estimativa do ruído, é possível utilizar superfícies de integração FW-H porosa ("off-body"), ou seja, superfícies de integração que englobam as fontes sonoras ao redor do cilindro. Com o uso de superfícies de integração "off-body", pela formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)), parte do som gerado no volume, na região inscrita pela superfície FW-H, é levado em conta na estimativa do ruído. Como o número de Mach 0,2 do escoamento ao redor do cilindro é baixo, espera-se que a contribuição do som gerado no volume, em relação ao total (OASPL), seja pouco significativa. Porém, como mostra os trabalhos de Perot et al. (2004), Boudet et al. (2003) e Seo e Moon (2007), para frequências mais elevadas que a fundamental (de emissão de vórtices), a contribuição do ruído gerado no volume é mais significativa, elevando o nível do espectro de pressão sonora (nessa faixa de frequências mais elevadas).

5.3.1 Campo fluido-dinâmico

A simulação numérica do escoamento foi realizada considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento compressível (eq. (3.32)). O domínio computacional é discretizado de acordo com o método de volumes finitos, maiores detalhes do método numérico no capítulo 3.2 e no apêndice B (seção B.2). Devido ao alto número de Reynolds, no contexto de um escoamento ao redor de um corpo rombudo prismático, o custo computacional de resolver todas as escalas do escoamento é elevado (simulação direta ou DNS). Neste caso é aplicado a metodologia de turbulência LES ("Large Eddy Simulation") que essencialmente assume um comportamento universal da turbulência para as menores escalas não resolvidas de forma que possam ser modeladas (maiores detalhes no apêndice A, seção A.2). Especificamente, para levar em conta características locais do escoamento, a variante dinâmica do modelo sub-malha LES ou SGS dinâmico foi empregada (vide seção A.2 no apêndice A). Para o escoamento em torno de um

cilindro no regime subcrítico com número de Reynolds 90.000, o escoamento apresenta uma esteira de vórtices tridimensional e turbulenta. Desta forma, na simulação numérica, deve-se empregar um comprimento de envergadura longo o suficiente para capturar os principais efeitos da tridimensionalidade do escoamento. Conforme já descrito na seção anterior 5.2.1, considerando um compromisso entre custo computacional e comprimento característico das estruturas tridimensionais do escoamento ao longo da envergadura, para a simulação numérica, é utilizado um domínio computacional de comprimento ao longo da envergadura de $L_s = 2,5D$.

As perturbações relacionadas ao campo acústico se propagam muito além das perturbações associadas ao escoamento fluido-dinâmico. Tratando-se das equações de Navier-Stokes para escoamento compressível, para lidar com as perturbações acústicas na fronteira do domínio computacional, deve-se aplicar condições de contorno não-reflexivas. No caso, foi aplicada uma condição de contorno não-reflexiva baseada no método das características considerando as equações de Euler, maiores detalhes no apêndice B, seção B.2. Valores de referência de pressão, temperatura, número de Mach e direção do escoamento não perturbado (condições ao infinito) foram utilizados para aplicar as condições de contorno não-reflexivas nas fronteiras do domínio computacional. As condições de contorno não-reflexivas aplicadas nas fronteiras do domínio não são capazes de lidar com o escoamento que não pode ser representado pelas equações de Euler, tais como flutuações turbulentas do escoamento. Neste caso, as perturbações turbulentas do escoamento devem ser dissipadas antes de atingir a fronteira do domínio computacional. Para a simulação numérica, as flutuações turbulentas do escoamento foram dissipadas gradualmente, diminuindo a resolução da malha computacional. Assim, de forma a dissipar gradativamente as perturbações fluido-dinâmicas do escoamento e garantir condições de contorno não-reflexivas, o plano de entrada do domínio computacional foi fixado a $140D$ do centro do cilindro, assim como os planos superior e inferior. Já o plano de saída foi fixado a $1340D$, em função da elevada flutuação fluido-dinâmica presente na esteira de vórtices a jusante do cilindro. Além disso, nas laterais do domínio computacional ($L_s = 2,5D$) foi aplicada condição de contorno de periodicidade.

Devido ao uso de uma malha tridimensional híbrida (ver Fig. 5.23 e Fig. 5.24), foi possível diminuir gradualmente a resolução da malha em todas as direções do domínio computacional, fazendo com que o custo computacional adicional para dissipar as flutuações do escoamento fosse baixo. O número de volumes adicionados entre $20D$ do centro do cilindro e as fronteiras do domínio computacional representa em torno de 1,22% do total de volumes considerados na simulação numérica. Este fato evidencia a vantagem do uso da malha híbrida, permitindo economizar consideravelmente o número de volumes, em relação a uma abordagem com malha totalmente hexaédrica. A malha híbrida utilizada na simulação numérica (total de

(a)

(b)

(c)

Figura 5.23: Malha computacional utilizada nas simulações 3D considerando escoamento compressível (7.983.901 volumes). (a) Domínio computacional completo: altura $280D$, comprimento $1480D$, largura $2,5D$; (b) Detalhe parcial da distribuição de células em volta do cilindro; (c) Detalhe próximo em torno da parede do cilindro.

7.983.901 volumes) considera três tipos de malha, aplicadas em diferentes regiões do domínio computacional (ver Fig. 5.23 e Fig. 5.24): malha hexaédrica de forma cilíndrica (diâmetro externo de $3,0D$) em volta do cilindro (3.758.880 volumes); malha prismática de face não estruturada no plano xy (1.534.813 volumes); malha tetraédrica no restante do domínio computacional (2.673.420 volumes). A Fig. 5.24 mostra as regiões com malha hexaédrica e prismática, em ambas regiões foram utilizados 48 células ao longo da envergadura. A região restante do domínio computacional com malha tetraédrica pode ser observada na Fig. 5.23. A parcela da malha híbrida em que a malha é hexaédrica, região cilíndrica (diâmetro externo de $3,0D$) em volta do cilindro (Fig. 5.24), foi construída com 410 células ao longo da circunferência do cilindro, 191 células na direção normal à parede do cilindro e 48 células ao longo da envergadura. O primeiro volume adjacente à parede apresenta uma distância adimensional não maior que $y^+ = 1,2$ de forma a resolver a subcamada viscosa da camada limite.

Figura 5.24: Plano xy mostrando dois tipos de malha utilizado na malha híbrida. Na região cilíndrica (diâmetro externo $3,0D$) a malha é hexaédrica (1.534.813 volumes). Na região mais externa a malha é prismática (2.673.420 volumes). Em ambas regiões foram empregados 48 volumes ao longo da envergadura.

A simulação numérica não-estacionária do escoamento, utilizando metodologia LES, foi realizada com passo de tempo de $1/1470$ do período típico ($St = 0,19$) da emissão de vórtices na esteira do cilindro. Este passo de tempo foi determinado em função das menores escalas a serem resolvidas pelo escoamento, que depende da resolução da malha devido à filtragem espacial aplicada segundo a metodologia LES. Além disso, o passo de tempo foi reduzido, devido

à maior dificuldade de convergência do método na variável correspondente à velocidade na direção ao longo da envergadura. Na simulação do escoamento não-estacionário, 20 subiterações foram aplicadas a cada passo de tempo. O uso de um maior número de subiterações não acarretou em uma diminuição significativa do resíduo. A cada passo de tempo, após 20 subiterações, a norma $\mathcal{L}_2$ do resíduo de cada variável caiu pelo menos 3 ordens de magnitude, exceto para a variável correspondente à velocidade na direção ao longo da envergadura cujo resíduo caiu entre 2 e 3 ordens de magnitude.

Na simulação numérica considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento compressível, todas as variáveis são resolvidas de modo acoplado. Devido ao baixo Mach do escoamento, um método numérico de pré-condicionamento das equações de transportes é empregado de forma a melhorar a convergência da solução numérica. Para lidar com o pré-condicionamento aplicado na solução numérica associado ao avanço temporal implícito, o método denominado "dual-time-stepping" é empregado (maiores detalhes no apêndice B, seção B.2). Além disso, para avançar a solução no tempo é utilizado um esquema de segunda ordem. Os fluxos nas faces de cada volume (discretização do domínio computacional) associado aos termos advectivos não lineares da equação de Navier-Stokes são resolvidos pelo esquema denominado Roe, relativo ao trabalho de Roe (1986) (maiores detalhes no apêndice B, seção B.2). Na simulação numérica do escoamento segundo a metodologia LES, modelo sub-malha dinâmico (vide apêndice A, seção A.2), as menores escalas resolvidas são utilizadas para modelar a contribuição das escalas não resolvidas de forma a ajustar o modelo sub-malha dinâmico. Além disso, dependendo do erro de truncamento devido à discretização do domínio, a difusão numérica interage, com maior ou menor grau, no efeito do modelo sub-malha e da filtragem espacial aplicada segundo a metodologia LES. Desta forma, métodos de discretização numérica de ordem mais elevada de baixa difusão numérica devem preferencialmente ser utilizados (recomenda-se, pelo menos, métodos com precisão de 2ª ordem ou mais elevada, Versteeg e Malalasekera (2007)). Assim, para minimizar os efeitos da difusão numérica, a simulação foi realizada utilizando um esquema de discretização espacial (associado ao cálculo dos fluxos nos volumes de controle) de terceira ordem denominado MUSCL ("Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws") proposto inicialmente por Van Leer (1979).

A simulação numérica do escoamento foi realizada através de um processamento paralelo dividindo-se o cálculo em 128 processadores. Após aproximadamente 25 ciclos de emissão de vórtices na esteira do cilindro, foi possível obter um escoamento estatisticamente estabelecido. A partir deste ponto, iniciou-se o cálculo do ruído gerado pelo escoamento segundo a formulação de FW-H. Em torno de 50 ciclos de emissão de vórtices do escoamento foram calculados para a estimativa do ruído. Aproximadamente dois meses de processamento contínuo

foram necessários para executar todo o cálculo do escoamento (incluído a parcela para cálculo do ruído).

Seguindo o mesmo procedimento da seção anterior 5.2.1, parâmetros globais que caracterizam a fluido-dinâmica do escoamento podem ser utilizados para avaliar a qualidade da simulação numérica. Parâmetros, tais como número de Strouhal (St), valor eficaz da flutuação do coeficiente de sustentação (C'_l), coeficiente de arrasto médio ($\overline{C_d}$), valor eficaz da flutuação do coeficiente de arrasto (C'_d) e ponto de separação (θ_s), foram calculados e seus respectivos valores são comparados a resultados experimentais, conforme mostra a Tab. 5.6. Os parâmetros C'_l , $\overline{C_d}$ e C'_d foram calculados em função do histórico temporal da flutuação de força de sustentação e arrasto apresentados na Fig. 5.25a. Além disso, o número de Strouhal foi obtido pela frequência correspondente ao valor mais alto da densidade espectral de potência (PSD) da flutuação da força de sustentação, mostrada na Fig. 5.25b. Já os valores do coeficiente de atrito (C_f) ao redor do cilindro, mostrados na Fig. 5.26b, foram utilizados para obter o ponto de separação da camada limite (θ_s). A posição em que o valor de C_f é nulo corresponde ao ponto de separação, já que está associado à alteração do sentido da tensão de cisalhamento na parede do cilindro.

Tabela 5.6: Parâmetros fluido-dinâmicos obtidos numericamente da simulação numérica 3D para escoamento compressível e incompressível comparados aos dados experimentais correspondentes.

	St	C'_l	$\overline{C_d}$	C'_d	θ_s
Dado	0,18 - 0,19	0,45 - 0,60	1,0 - 1,4	0,18	78°
Experimental	Norberg (2002)	Norberg (2002)	Cantwell e Coles (1983)	West e Apelt (1993)	Achenbach (1968)
LES compressível	0,19	0,53	1,00	0,070	84°
LES incompressível	0,19	0,49	1,08	0,077	81°

Na Tab. 5.6, os resultados obtidos apresentam boa concordância com os correspondentes dados experimentais, assim como com os valores obtidos pela simulação considerando escoamento incompressível, já apresentados na seção 5.2.1. Nota-se que os valores obtidos do coeficiente de arrasto e da sua flutuação são ligeiramente inferiores aos correspondentes dados experimentais, porém para o cálculo do ruído, segundo a analogia de Curle (ver seção 4.2), sua contribuição é menos significativa se comparada à flutuação do coeficiente de sustentação.

Na Fig. 5.26b, observa-se que os valores obtidos de C_f apresentam níveis mais altos, em relação aos dados experimentais, logo a jusante do ponto de separação. Verificando os resultados instantâneos de C_f (não apresentados aqui), nota-se que há uma grande oscilação de seus valores na região do cilindro subsequente à separação da camada limite. Essas oscilações

são localizadas na região da parede logo a jusante da separação, cujo efeito não encontra correspondência nos valores do coeficiente de pressão, conforme mostra a Fig. 5.26a, assim como na esteira do cilindro e no restante do domínio computacional.

(a)

(b)

Figura 5.25: Forças aerodinâmicas atuando no cilindro obtidas numericamente segundo a metodologia LES para escoamento compressível: (a) Valores de C_l e C_d ; (b) Densidade espectral de potência (PSD) de C_l .

(a)

(b)

Figura 5.26: Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias (temporal e espacial ao longo da envergadura) ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados aos respectivos dados experimentais e numéricos da simulação realizada considerando escoamento incompressível: (a) Coeficiente de pressão (C_p); (b) Coeficiente de atrito (C_f). Os dados experimentais são de Cantwell e Coles (1983) e Achenbach (1968).

Para avaliar o nível de resolução do escoamento e sua interação com o modelo sub-

malha (LES), calculou-se a densidade espectral de energia associado à flutuação da velocidade na direção do escoamento em três diferentes posições centradas ($y=0$, referência centro do cilindro) na esteira do cilindro, $x=1,25D$, $x=2,0D$ e $x=3,0D$, cujos resultados são mostrados na Fig. 5.27. A densidade espectral de energia é mostrada em função da frequência (Strouhal) e do número de onda ($k_z = 2\pi/\lambda_z$), adimensionalizado com relação ao seu valor mínimo (ou maior valor de λ_z). A densidade espectral de energia foi calculada através do histórico temporal da flutuação da velocidade em 48 pontos igualmente espaçados ao longo do comprimento de envergadura nas três posições x/D consideradas. O espectro em função da frequência foi obtido calculando-se a média dos espectros obtidos de cada um dos 48 pontos ao longo da envergadura. O espectro em função do número de onda foi obtido aplicando-se a média dos espectros espaciais (48 pontos igualmente espaçados ao longo da envergadura) que foram calculados para cada passo de tempo. Pelo teorema de Nyquist, o menor comprimento de onda possível é duas vezes o valor de $L_S/48$, porém devido à imprecisão do cálculo, os menores comprimentos de onda não são mostrados na Fig. 5.27, considera-se que o menor comprimento de onda é $L_S/20$. Analisando o espectro de energia em função da frequência, nota-se que há um pequeno intervalo que reproduz o comportamento inercial da cascata de energia da turbulência, ou seja, há uma estreita faixa em que a curva é paralela à reta de inclinação $-5/3$ ($E_{uu} \propto (St)^{-5/3}$), indicada no gráfico da Fig. 5.27. Esse fato indica que a simulação reproduz, pelo menos, em parte o comportamento esperado da cascata de turbulência tridimensional na esteira do cilindro. Além disso, comparando os três espectros apresentados na Fig. 5.27a assim como na Fig. 5.27b, nota-se que as menores escalas apresentam valores de energia mais baixos à medida que os pontos de medição na esteira (x/D) se afastam do cilindro, ou seja, a gama de escalas é menor. Tal fato pode indicar que o escoamento é menos turbulento à medida que a esteira se afasta do cilindro, porém, neste caso, deve-se considerar o efeito combinado da difusão numérica baseado no fato de que a resolução de malha no plano xy é menor. Quanto ao espectro de energia em função do número de onda (k_z), nota-se que, para os menores comprimentos de onda λ_z (ou seja, associado às frequências mais elevadas), há uma queda mais acentuada do nível de energia em relação ao parâmetro da turbulência inercial com inclinação de $-5/3$, conforme a mostra Fig. 5.27b. Essa queda de energia está associada ao menor nível de resolução da malha (difusão numérica) e à dissipação causada pelo próprio modelo sub-malha (para uma comparação relativa ao efeito dissipativo do modelo sub-malha, vide trabalho de Kravchenko e Moin (2000)). Ainda, na Fig. 5.27b, para comprimentos de onda mais elevados, a taxa de decaimento da energia corresponde razoavelmente ao decaimento esperado, associado à cascata de energia da turbulência ($E_{uu} \propto k^{-5/3}$).

(a)

(b)

Figura 5.27: Densidade espectral de energia associada à flutuação de velocidade na direção do escoamento nas posições $x/D = 1,25$, $x/D = 2,0$ e $x/D = 3,0$ (referência centro do cilindro, $y=0$). $k_z = 2\pi/\lambda_z$ é o número de onda (adimensionalizado em relação ao seu valor mínimo) associado à distância ao longo da envergadura.

Na Fig. 5.28 são apresentados isocontornos da vorticidade na direção y (perpendicular ao escoamento). Na região logo a jusante do cilindro, pode-se observar as estruturas tridimensionais do escoamento que são da ordem de $1D$. De fato, a capacidade da simulação numérica em capturar as menores estruturas está associado ao nível de resolução da malha em conjunto com a ordem de discretização numérica assim como com o próprio modelo sub-malha (LES) empregado. No caso, foram utilizados 48 células ao longo da envergadura até $4,5D$ a jusante da parede do cilindro. Mais a jusante, a malha é tetraédrica de forma a reduzir gradualmente a resolução de malha em todas as direções.

Figura 5.28: Vista superior (plano xz em $y=0$) de isocontornos do campo de vorticidade na direção vertical em relação ao sentido do escoamento. A seta indica o sentido do escoamento. Número de Reynolds de 90.000. Unidade $[1/s]$.

Na Fig. 5.29, uma visualização tridimensional das estruturas vorticais é apresentada através da representação da isosuperfície do segundo invariante do tensor gradiente de velocidade (critério Q , vide eq. (5.1), seção 5.2.1). Nota-se que no ponto de separação da camada limite os valores da energia cinética turbulenta são baixos, indicando uma separação ainda laminar que caracteriza o escoamento no regime subcrítico. Além disso, a jusante da separação, os valores da energia cinética turbulenta aumentam gradativamente até atingir um valor máximo na região da esteira do cilindro, indicando que ocorre transição à turbulência entre o ponto de separação da camada limite e a esteira de vórtices.

A Fig. 5.30 apresenta o campo instantâneo da flutuação da pressão (em relação à sua média) que permite visualizar as ondas sonoras geradas ao redor do escoamento em torno do cilindro. Nas fronteiras do domínio computacional nenhum efeito de reflexão das ondas sonoras é observado, sendo associado às condições de contorno não-reflexivas em conjunto com o efeito da redução gradual da resolução da malha ("mesh stretching"). Além disso, observa-se que o comprimento de onda (propagação sonora) é bem superior ao diâmetro do cilindro, aproximadamente 25 vezes mais longo (neste caso, a fonte pode ser admitida como acusticamente

Figura 5.29: Visualização das estruturas vorticiais do escoamento na esteira do cilindro obtidas segundo a metodologia LES. Iso-superfície segundo critério Q com valor normalizado de 0,025. Superfície colorida pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido (adimensionalizado pelo quadrado de U_∞). Número de Reynolds de 90.000.

compacta).

Na Fig. 5.31 é mostrado o campo do valor eficaz da flutuação de pressão (p_{rms}). Os resultados demonstram o caráter dipolar da directividade da propagação sonora. Há uma ligeira inclinação para montante da directividade, devido à interação entre o escoamento e a propagação sonora. Note que no cálculo do ruído (formulação porosa de FW-H), a partir da superfície de integração FW-H, o efeito da interação entre a propagação sonora e o escoamento não é levado em conta (considera-se um meio quiescente). No entanto, esse efeito pode ser considerado parcialmente fazendo uma composição geométrica entre a velocidade do escoamento e da propagação sonora, conforme mostra os trabalhos de Inoue e Hatekeyama (2002) e Brés, Perot e Freed (2010).

(a)

(b)

Figura 5.30: Campo instantâneo da flutuação da pressão, p_{fluct} (pressão instantânea subtraída de sua média temporal). Unidade Pascal. Número de Reynolds de 90.000. (a) Região abrangendo todo o domínio computacional, exceto fronteira de saída; (b) Região próxima em volta do cilindro.

(a)

(b)

Figura 5.31: Campo do valor eficaz da flutuação de pressão (p_{rms}). Unidade Pascal. Número de Reynolds de 90.000. (a) Região abrangendo todo o domínio computacional ; (b) Região próxima em volta do cilindro.

5.3.2 Estimativa do ruído

Segundo a formulação porosa de FW-H, a solução numérica do escoamento não-estacionário ao redor do cilindro é utilizada como dado entrada (fonte sonora) para o cálculo do ruído. O ruído é calculado para um observador localizado a $128D$ do centro do cilindro, de acordo com os dados experimentais obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977). Devido à simulação realizada considerando escoamento compressível, superfícies de integração FW-H "off-body" são utilizadas para o cálculo do ruído. Neste caso, uma parcela da contribuição do ruído gerado no volume é levada em conta no cálculo da propagação sonora. Para avaliar a contribuição do uso das superfícies de integração "off-body" no cálculo do ruído, seus resultados em termos de espectro sonoro de SPL e OASPL são comparados aos correspondentes resultados obtidos utilizando superfície de integração "on-body".

Um comprimento do cilindro ao longo da envergadura de $L_s = 2,5D$ foi utilizado na simulação numérica do escoamento, enquanto que os dados experimentais do ruído de Revell, Prydz e Hays (1977) foram obtidos considerando um cilindro de comprimento maior de $L = 25,3D$. Assim, para equiparar o cálculo do ruído considerando $L_s = 2,5D$ ao comprimento de $L = 25,3D$ (utilizado experimentalmente), os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007) são utilizados.

Primeiramente, são apresentados os resultados do cálculo do ruído utilizando uma superfície de integração "on-body" sem uso do método de correção acústica. Utilizando a formulação porosa de FW-H, o histórico temporal da pressão sonora foi calculado para um observador a $128D$ ($\theta = 90^\circ$) e seu espectro de SPL é apresentado na Fig. 5.32. O ruído foi calculado considerando um tempo de simulação de aproximadamente 50 ciclos de emissão de vórtice, assim a resolução espectral correspondente é de 14,2 Hz. Na Fig. 5.32, devido ao menor comprimento de $L_s = 2,5D$ considerado no cálculo do ruído, nota-se que os valores de SPL estão bem abaixo se comparado aos níveis do espectro previsto experimentalmente por Revell, Prydz e Hays (1977), evidenciando a necessidade de utilizar os métodos de correção acústica de forma a equiparar a geração sonora correspondente ao cilindro de maior comprimento.

Figura 5.32: Espectro de SPL sem correção acústica obtido segundo a metodologia LES comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Superfície de integração "on-body".

De acordo com o procedimento do método de correção acústica de Kato et al. (1993), já apresentado anteriormente na seção 5.2.2, a estimativa do ruído é baseada em uma formulação (eq. (5.2), vide seção anterior 5.2.2) que considera uma contribuição perfeitamente correlacionada, em termos da pressão aerodinâmica, ao longo da envergadura para um comprimento entre L_s e L_c e uma contribuição não correlacionada entre L_c e o comprimento L considerado experimentalmente (assumindo $L_s < L_c < L$). O comprimento L_c é, então, um comprimento representativo da coerência da pressão aerodinâmica do escoamento ao longo da envergadura. Assim, L_c é denominado de comprimento de coerência equivalente e precisa ser determinado. Kato et al. (1993) sugerem calcular L_c segundo os valores da pressão aerodinâmica ao longo da envergadura na parede do cilindro. A coerência pode ser estimada calculando a função de coerência (eq. (5.3), vide seção anterior 5.2.2) entre os valores obtidos da flutuação de pressão em diferentes pontos equidistantes ao longo do comprimento de envergadura do cilindro, $L_s = 2,5D$. Os valores da função de coerência (Γ_{ij}), calculados em função da distância (Δ_{ij}) ao longo do comprimento de envergadura do cilindro, são mostrados na Fig. 5.33. No caso, considerou-se os valores da pressão aerodinâmica de 48 pontos equidistantes ao longo da envergadura, na parede do cilindro, posição $\theta = 90^\circ$. A função de coerência é calculada para valores discretos de frequência, ω , de acordo com a resolução do espectro da flutuação de pressão aerodinâmica. Na Fig. 5.33, são mostrados os valores da função de coerência para

três frequências diferentes (adimensionalizada segundo definição do número de Strouhal): fundamental ($St=0,19$), primeiro harmônico ($St=0,38$) e terceiro harmônico ($St=0,76$). Para estimar o valor de L_c , que é função da frequência ω , Kato et al. (1993) sugerem utilizar a distância Δ_{ij} correspondente à $\Gamma_{ij}=0,5$. Porém, na frequência fundamental, o valor de Γ_{ij} não atinge o valor de 0,5 dentro da distância limite considerada que é $L_s/2$, devido à condição de periodicidade aplicada. Desta forma, Kato et al. (1993) sugerem extrapolar os valores até obter $\Gamma_{ij}=0,5$. Conforme apresentado em Seo e Moon (2007), os valores obtidos da função de coerência podem ser aproximados e, subsequentemente, extrapolados por uma função gaussiana, $\exp(-\Delta_{ij}^2/L_g(\omega)^2)$. O ajuste da aproximação é feito modificando o valor de $L_g(\omega)$, cujo critério é o menor erro quadrático. Na Fig. 5.33, são mostradas as curvas obtidas pela aproximação dos valores da função de coerência, através da função gaussiana, para as três frequências consideradas. A distância Δ_{ij} , cujo valor na função gaussiana vale 0,5, corresponde ao comprimento de coerência equivalente $L_c(\omega)$. A Tab. 5.7 mostra os valores de $L_c(\omega)$ obtidos para cada uma das três frequências consideradas. Note que na frequência fundamental ($St=0,19$), devido à emissão de vórtices na esteira, há uma maior sincronização do escoamento, aumentando a coerência ao longo da envergadura, assim o valor de $L_c(\omega)$ é mais elevado. Já para as frequências mais altas, a coerência do escoamento é baixa, apresentando valores de $L_c(\omega)$ pequenos, isto é, menores que L_s . Neste caso, pela formulação de Kato (eq. (5.2)), o valor de $L_c(\omega)$ não é utilizado, bastando calcular $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 10 \log[L/L_s]$. Já o valor de $L_c(\omega)$, na frequência fundamental, encontra-se na faixa $L_s < L_c(\omega) < L$, assim sua contribuição no cálculo do ruído pela formulação de Kato é mais elevada. Neste caso, a contribuição do ruído é $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 20 \log[L_c(\omega)/L_s] + 10 \log[L/L_c(\omega)]$. Na frequência fundamental (ω_0), o valor de $\Delta SPL_{cor}(\omega_0)$ obtido foi de 17,4 dB. Já para as outras frequências, em que $L_c(\omega) < L_s$, o valor a ser adicionado no cálculo do ruído foi de $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 10,05$ dB. Assim, adicionando a contribuição do ruído ($\Delta SPL_{cor}(\omega)$), para cada frequência, pode-se obter o espectro de SPL corrigido para um maior comprimento de $L=25,3D$. O espectro de SPL corrigido, segundo a formulação de Kato et al. (1993), utilizando superfície de integração "on-body" é apresentado na Fig. 5.34. O pico do espectro sonoro obtido está aproximadamente 3 dB mais elevado, em relação ao nível correspondente previsto por Revell, Prydz e Hays (1977). Além disso, o valor de OASPL calculado segundo o espectro de SPL foi de 104,4 dB, superando o valor experimental de 100 dB em 4,4 dB. Comparando com o nível de ruído obtido da simulação numérica considerando escoamento incompressível (vide seção 5.2.2), o nível mais elevado de SPL (caso compressível) se deve essencialmente à maior coerência do escoamento ($L_c(\omega_0) = 13,65$ dB) prevista pela simulação associado a um valor ligeiramente mais alto de $C'_l = 0,53$. De fato, tal efeito pode ser claramente mostrado através da relação eq. (4.9) deduzida da analogia de Curle,

assim os níveis de SPL são função do comportamento do escoamento previsto pela simulação numérica, principalmente em relação à flutuação da força de sustentação e da coerência do escoamento ao longo do comprimento de envergadura do cilindro.

Figura 5.33: Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana.

Tabela 5.7: Valores calculados do comprimento de coerência equivalente, $L_c(\omega)$, determinado segundo a função de coerência cujo valor é 0,5 (critério de Kato et al. (1993)).

St	0,19	0,38	0,76
$L_c(\omega)$ (gaussiana), $\Gamma_{ij}(\omega) = 0,5$	13,65D	0,49D	0,15D

Figura 5.34: Espectro de SPL corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido segundo metodologia LES, comparado aos respectivos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body".

Conforme já apresentado na seção anterior 5.2.2, o mesmo procedimento de correção acústica de Seo e Moon (2007) é aplicado para corrigir o nível de ruído gerado do escoamento previsto pela simulação numérica. Para empregar a correção acústica segundo a formulação de Seo & Moon (eq. (5.4), vide seção 5.2.2) é preciso determinar o valor de $L'_c(\omega)$, denominado comprimento de coerência equivalente acústico. Diferentemente da formulação de Kato et al. (1993), o valor de $L'_c(\omega)$ é determinado em função da coerência da pressão acústica calculada de diferentes seções ao longo do comprimento de envergadura do cilindro. Da mesma forma como feito na seção anterior 5.2.2, o cilindro foi subdividido em 48 subseções igualmente espaçadas ao longo da envergadura. Aplicando a analogia de Curle, o histórico temporal da pressão sonora oriunda de cada subseção foi calculado na posição do observador a $128D$ acima do centro do cilindro. Valores da função de coerência acústica, γ_{ij} (vide expressão, eq. (5.5)), associados à flutuação de pressão acústica obtida de cada subseção foram calculados. A Fig. 5.35 mostra os valores obtidos de γ_{ij} , em função da distância entre as subseções (Δ_{ij}), considerando três frequências: fundamental ($St=0,19$), primeiro harmônico ($St=0,38$) e terceiro harmônico ($St=0,76$). Conforme sugerem Seo e Moon (2007), os valores da função de coerência podem ser aproximados por uma função gaussiana, $\exp(-\Delta z^2/L'_c(\omega)^2)$, que permite determinar os valores de $L'_c(\omega)$. A Fig. 5.35 mostra as curvas obtidas (gaussiana) que melhor aproximam os valores da função coerência acústica. O valor de $L'_c(\omega)$ que melhor aproxima a função gaussiana

em relação aos valores de γ_{ij} é utilizado como critério para determinar o valor do comprimento de coerência equivalente acústico. A Tab. 5.8 mostra os valores de $L'_c(\omega)$, determinados pela aproximação da função gaussiana, para as três frequências consideradas. Conforme a formulação de Seo & Moon (eq. (5.5)), o valor mais elevado de $L'_c(\omega)$, frequência fundamental (ω_0), está na faixa de $L \leq \sqrt{\pi} L'_c(\omega)$, recaindo na expressão em que a correção sonora é feita considerando os valores da pressão acústica perfeitamente correlacionados ao longo da envergadura, ou seja, $\Delta SPL_{cor}(\omega_0) = 20 \log[L/L_s]$. Neste caso, o valor de $\Delta SPL_{cor}(\omega_0) = 20,1 \text{ dB}$ é adicionado ao espectro sonoro inicial. Para as frequências mais elevadas, conforme mostra a Tab. 5.8, o valor de $L'_c(\omega)$ é baixo recaindo na expressão, $10 \log[L/L_s]$, da formulação de Seo & Moon. O valor de correção a ser adicionado no espectro inicial é $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 10,05 \text{ dB}$, mesmo valor que da correção de Kato et al. (1993). Finalmente, o espectro de SPL obtido aplicando a correção acústica de Seo e Moon (2007) é mostrado na Fig. 5.36. Devido ao elevado comprimento de coerência de $L'_c(\omega_0) = 19,9D$, o alto valor de correção sonora obtido, $\Delta SPL_{cor}(\omega_0)$, fez com que o nível de SPL na frequência fundamental esteja 6 dB acima do nível previsto experimentalmente por Revell, Prydz e Hays (1977). Quanto ao valor de OASPL, que engloba o total da contribuição sonora do espectro de SPL, o nível sonoro obtido foi de $107,2 \text{ dB}$, ou seja, aproximadamente 7 dB acima do nível experimental de 100 dB . Assim, de acordo com a formulação de FW-H associado ao método de correção acústica, o comportamento do escoamento previsto pela simulação numérica, principalmente relacionado à flutuação da força de sustentação e ao maior nível de coerência (pressão aerodinâmica ou acústica) ao longo da envergadura, foi determinante para que o nível de ruído seja mais elevado se comparado ao respectivo nível obtido experimentalmente.

Figura 5.35: Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função gaussiana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $128D$ acima do cilindro, utilizando como fonte as flutuações de pressão aerodinâmicas em cada uma das 48 subseções ao longo da superfícies do cilindro.

Tabela 5.8: Valores calculados do comprimento de coerência equivalente acústico ($L'_c(\omega)$). Comprimento de coerência determinado pela curva gaussiana que melhor aproxima os valores da função de coerência acústica.

St	0,19	0,38	0,76
$L'_c(\omega)$ (gaussiana, $\exp(-\Delta z^2/L'_c(\omega)^2)$)	$19,9D$	$0,49D$	$0,24D$

Figura 5.36: Espectro de SPL corrigido pelo método de Seo e Moon (2007), obtido segundo metodologia LES, comparado aos resultados experimentais de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body".

A simulação numérica do escoamento foi realizada considerando escoamento compressível, possibilitando o uso de superfícies de integração FW-H "off-body" para o cálculo do ruído. De acordo com a formulação porosa de FW-H, o ruído oriundo de cada superfície de integração teoricamente engloba todas as fontes sonoras geradas em seu interior. A Fig. 5.37 mostra a localização das três superfícies de integração "off-body" consideradas no cálculo do ruído denominadas S1, S2 e S3 à medida que se afastam das fontes sonoras. Além disso, a superfície de integração ao redor do cilindro "on-body" é denominada S0. Quanto mais afastada a superfície de integração "off-body", mais fontes sonoras, teoricamente, são levadas em conta. No entanto, a difusão numérica pode dissipar parte das fontes sonoras, pois devem ser calculadas e propagadas até a fronteira da superfície de integração "off-body" considerada.

Para considerar o maior comprimento de envergadura do cilindro utilizado no experimento de Revell, Prydz e Hays (1977), o cálculo do ruído utilizando superfície "off-body" é apresentado considerando somente o método de correção de Kato et al. (1993). Os valores a serem adicionados ao espectro de SPL, pelo método de Kato et al. (1993), são exatamente os mesmos que o apresentado no cálculo do ruído considerando superfície "on-body" (S0). Ou seja, $10,05 \text{ dB}$, para frequências com baixo nível de coerência e aproximadamente, $17,4 \text{ dB}$, para as frequências em torno da fundamental, que apresentam nível de coerência mais alto.

Figura 5.37: Esquema ilustrativo mostrando a localização das três superfícies de integração "off-body", S1 (a uma $1D$ da parede do cilindro), S2 e S3 utilizadas no cálculo do ruído. A superfície "on-body" coincidente com a parede do cilindro é indicada como superfície S0.

A Fig. 5.38 mostra o espectro de SPL obtido considerando a superfície de integração "off-body", mais próxima do cilindro, S1. Comparando o nível de SPL com o correspondente obtido pela superfície de integração "on-body", nota-se que em torno da frequência fundamental os níveis são equivalentes. Já para as frequências mais elevadas, os níveis de SPL obtidos da superfície S1 são nitidamente superiores aos níveis de ruído previstos segundo a superfície S0. Este fato indica que fontes sonoras adicionais, de frequência mais elevada, estão sendo levadas em conta no cálculo do ruído, evidenciando a contribuição do ruído gerado no volume. A região que mais contribui para as fontes sonoras geradas no volume está na esteira do cilindro, devido às maiores amplitudes de flutuação fluido-dinâmicas, associado à emissão alternada de vórtices. A frequência predominante das perturbações fluido-dinâmicas na esteira é da ordem de duas vezes a fundamental ($St \approx 0,38$). Assim, conforme mostra a Fig. 5.38, os níveis de SPL são mais elevados nessa faixa de frequência, em relação aos níveis obtidos pela superfície S0. Além disso, pode ser observado que nas frequências ainda mais elevadas, os níveis de SPL continuam superiores aos correspondentes obtidos da superfície S0, indicando que há fontes sonoras sendo geradas no volume nessa faixa de frequências mais altas. Na esteira do cilindro, além dos vórtices principais ou maiores, há o efeito da cascata de turbulência, em que os vórtices

maiores transferem sua energia para vórtices de tamanho intermediário e estes para vórtices de tamanho menor até serem finalmente dissipados pela viscosidade do fluido. Segundo a hipótese de Taylor (vide Pope (2000)), pode-se associar de forma aproximada que as frequências típicas dos vórtices locais são inversamente proporcionais aos seus tamanhos, ou seja, as estruturas vorticais menores na esteira tendem a apresentar frequências típicas mais elevadas. Desta forma, a cascata de turbulência se caracteriza por apresentar uma ampla faixa de frequências típicas (banda larga), devido à presença de uma sequência de vórtices desde os maiores até os menores. Diante deste cenário, pode-se afirmar, de forma aproximada, que o ruído gerado no volume oriundo da cascata de turbulência é de banda larga e de frequência mais elevada, associada ao tamanho típico dos vórtices. Assim, o padrão do espectro de SPL observado nas frequências mais elevadas (isto é, níveis superiores de SPL em uma ampla faixa de frequências acima da fundamental), pode ser um indicativo de que parte das fontes sonoras seja devida à presença da cascata de turbulência na esteira do cilindro. Somente um estudo específico permitirá, de fato, esclarecer exatamente quais são as fontes de ruído de banda larga observadas no espectro de SPL na faixa de frequências mais elevadas.

Figura 5.38: Espectro de SPL, corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido utilizando superfície de integração FW-H "off-body" S1 comparado ao espectro obtido utilizando a superfície de integração "on-body" S0. Os dados experimentais foram obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro.

A Fig. 5.39 apresenta o espectro de SPL obtido considerando a superfície de integração "off-body" S2. Em torno da frequência fundamental, da mesma forma que o observado para o espectro obtido utilizando a superfície S1, o espectro calculado segundo a superfície S2 apresenta níveis de SPL equivalentes aos níveis obtidos da superfície S0 ("on-body"). Para as

frequência mais elevadas, os níveis de SPL são também ligeiramente superiores aos níveis correspondentes calculados segundo a superfície S0, evidenciando a contribuição do ruído gerado no volume considerado pela superfície "off-body".

Figura 5.39: Espectro de SPL, corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido utilizando superfície de integração FW-H "off-body" S2 comparado ao espectro obtido utilizando a superfície de integração "on-body" S0. Os dados experimentais foram obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro.

Na Fig. 5.40, é mostrado o espectro de SPL calculado da superfície de integração "off-body" S3, a mais afastada da fonte. Em torno da frequência fundamental, pode-se observar que o nível de ruído está aproximadamente 3 dB abaixo do nível correspondente obtido pela superfície S0 ("on-body"). Devido ao maior afastamento da superfície S3, em relação às principais fontes de ruído, a difusão numérica pode ter contribuído para a dissipação das fontes sonoras à medida que propagavam através do domínio computacional até a superfície de integração. De fato, em regiões mais afastadas do cilindro, o nível de resolução da malha torna-se gradativamente mais baixo, conforme mostra a Fig. 5.23b (seção 5.3.1), o que aumenta o efeito da difusão numérica. Já para as frequências mais elevadas, os níveis de SPL estão ligeiramente mais altos se comparados aos respectivos níveis calculados segundo a superfície S0. Apesar da superfície S3 estar mais afastada, a contribuição do ruído gerado no volume ainda é parcialmente levada em conta. Este fato pode estar relacionado à presença da face vertical a jusante da superfície S3 que atravessa a esteira do cilindro, conforme mostra a Fig. 5.37.

A Tab. 5.9 mostra os valores do nível total de ruído gerado (OASPL), considerando as quatro superfícies de integração S0, S1, S2 e S3, corrigidos pelos métodos de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007). Todos os valores de OASPL obtidos considerando a correção acústica

Figura 5.40: Espectro de SPL, corrigido pelo método de Kato et al. (1993), obtido utilizando superfície de integração FW-H "off-body" S3 comparado ao espectro obtido utilizando a superfície de integração "on-body" S0. Os dados experimentais foram obtidos por Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Observador localizado a $128D$ acima do cilindro.

estão acima do correspondente valor experimental de Revell, Prydz e Hays (1977). Conforme já observado nos espectros obtidos de SPL, pela correção de Kato et al. (1993) o nível de OASPL é da ordem 4 dB superior e pela correção de Seo e Moon (2007) o nível é em torno de 7 dB mais elevado. Além disso, comparando os níveis de OASPL obtidos por cada superfície de integração sem considerar a correção acústica, pode-se contabilizar a contribuição da superfície de integração "off-body" em termos totais de nível de ruído. Nota-se que a contribuição da superfície de integração "off-body", em relação ao nível total de ruído obtido pela superfície "on-body", é bem pequena, de $0,2\text{ dB}$ para a superfície S1. Já para as superfícies S2 e S3, a contribuição é praticamente nula e negativa (respectivamente), provavelmente devido ao efeito da difusão numérica que tende a dissipar as fontes sonoras à medida que se propagam através do domínio computacional até a fronteira das superfícies de integração consideradas. Comparando os valores de OASPL obtidos sem e com correção acústica, nota-se que a diferença entre os valores de OASPL obtidos através das superfícies S0, S1, S2 e S3 não é a mesma. A diferença se deve ao fato de que com a correção acústica (adição de valores de SPL ao espectro original) a contabilização do ruído total gerado é ligeiramente alterada. Assim, a contribuição das superfícies "off-body" (em relação à "on-body") deve ser preferencialmente medida considerando a geração sonora sem a aplicação da correção acústica.

Tabela 5.9: Valores de OASPL obtidos utilizando diferentes superfícies de integração FW-H, S0, S1, S2 e S3. Microfone localizado a $128D$ do cilindro na direção $\theta = 90^\circ$. Dado experimental de Revell, Prydz e Hays (1977), apud Tam e Hardin (1997). Os valores de OASPL são corrigidos de acordo com os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007).

OASPL(dB)					
Método Correção	Superfície de Integração FW-H				Dado Experimental
	S0	S1	S2	S3	
Kato	104,4	104,4	104,1	103,3	100
Seo & Moon	107,6	107,5	107,0	106,7	
Sem correção	88,9	89,1	88,9	88,8	

5.3.3 Conclusões

Para avaliar o efeito do ruído gerado no volume, não considerado na simulação 3D realizada considerando formulação para escoamento incompressível (vide seção 5.2), o escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds de 90.000 foi resolvido utilizando a formulação para escoamento compressível. Neste caso, para o cálculo do ruído, pode-se utilizar superfícies de integração FW-H fora do corpo ("off-body") e levar em conta parte dos efeitos do ruído gerado no volume. Comparando os espectros sonoros obtidos com superfície de integração "on-body" e "off-body", verificou-se que a contribuição do ruído gerado no volume do ponto de vista do nível total de pressão sonora (OASPL) é pouco significativa, porém na faixa de frequências mais elevadas que a fundamental, em que o nível de ruído é mais baixo, sua contribuição é relevante. Os resultados mostraram que o ruído gerado no volume é de banda larga, ou seja, apresenta geração sonora ao longo de uma ampla faixa de frequências a partir de aproximadamente duas vezes a frequência fundamental. Esta característica do ruído gerado no volume pode estar associado às flutuações fluido-dinâmicas turbulentas oriundas da emissão de vórtices na esteira do cilindro, já que sua frequência típica é distribuída segundo uma cascata de turbulência que é determinada pela troca de energia desde os vórtices maiores até os menores na esteira.

5.4 Ruído e escoamento considerando domínio tridimensional - $Re = 22.000$

Nesta seção, são apresentados tanto os resultados obtidos da simulação numérica do escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 22.000 quanto da estimativa do ruído. Com intuito de avaliar a influência do comprimento ao longo da envergadura e da resolução de malha no cálculo do ruído, cinco diferentes casos de simulação foram considerados. Devido ao alto custo computacional da simulação numérica do escoamento associado ao elevado número de Reynolds de 90.000 do caso "benchmark", optou-se por realizar esse estudo considerando um número de Reynolds mais baixo de 22.000, viabilizando a simulação dos cinco casos conforme proposto.

O ruído gerado do escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 22.000 foi medido experimentalmente por Casalino e Jacob (2003). No experimento, realizado em um túnel de vento anecóico, um jato de ar, com número de Mach 0,06, foi conduzido ao redor de um cilindro de comprimento $L/D = 18,75$. O ruído medido em um microfone localizado a $86,26 D$ do centro do cilindro é apresentado na forma de um espectro de pressão sonora.

O ruído é calculado utilizando a formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)), que utiliza como fonte sonora a solução não-estacionária do escoamento ao redor do cilindro. Devido ao baixo Mach de 0,06, as simulações numéricas foram realizadas considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível (eq. (3.29)). Para lidar com a turbulência, a solução do escoamento foi obtida considerando as equações de Navier-Stokes filtradas segundo a metodologia LES. Assim, o ruído foi calculado considerando superfícies de integração FW-H "on-body", ou seja, coincidindo com a parede do cilindro. Neste caso, as fontes sonoras geradas no volume foram desprezadas, porém, devido ao baixo número de Mach do escoamento, sua contribuição é pequena (vide eq. (3.19), seção 3.1.2).

5.4.1 Campo fluido-dinâmico

Para o cálculo do escoamento ao redor do cilindro, foram considerados três comprimentos de envergadura do cilindro: $L_s/D = 3,0$, $L_s/D = 6,0$ e $L_s/D = 9,0$. Além disso, três resoluções de malha computacional foram utilizadas: 1) resolução alta em todas as direções (x, y, z) ; 2) resolução alta no plano paralelo ao escoamento (plano xy) e menor em z ; 3) resolução menor em todas as direções (x, y, z) . A compilação dos três comprimentos de envergadura e das três resoluções de malha resultou em cinco casos de simulação numérica.

Para diminuir o custo computacional, as malhas foram construídas como não-conforme e subdividas em 55 blocos. Dentro de cada bloco a malha é hexaédrica (estruturada) e entre cada bloco há uma ou mais interfaces não-conformes. Para calcular o escoamento entre as interfaces não-conformes, pelo método de volumes finitos, é utilizado o algoritmo dos polígonos virtuais ("virtual polygon approach"), maiores detalhes em Fluent (2011). Na Fig. 5.41, são mostradas as 62 interfaces não-conformes utilizadas para a construção das malhas para os cinco casos. Essa subdivisão não-conforme possibilitou aumentar a resolução da malha localmente (segundo cada bloco), principalmente ao longo da envergadura do cilindro, sem causar um crescimento significativo do custo computacional total. As malhas foram construídas de forma a garantir que a relação entre as resoluções de malhas nas interfaces não-conformes, de dois volumes adjacentes, não fosse maior que 2. Na região em torno do cilindro até $4,5D$ (em relação ao centro do cilindro), a malha é conforme no plano xy do escoamento e não-conforme ao longo do comprimento de envergadura do cilindro (direção z). Devido aos maiores gradientes das variáveis fluido-dinâmicas presentes nessa região ($4,5D$), a relação entre as resoluções de malha nas interfaces não-conformes foi fixada em 1,5. Conforme mostra a Fig. 5.42, à medida que se afasta da região de interesse ao redor do cilindro, a resolução da malha diminui gradativamente a cada interface não-conforme até a fronteira do domínio computacional.

As faces de entrada, superior e inferior do domínio computacional foram fixadas a $50D$ do centro do cilindro e a face de saída foi posicionada a $52,5D$ do cilindro. A Fig. 5.42 mostra as fronteiras do domínio computacional, assim como a distribuição dos volumes da malha não-conforme. Utilizando a mesma nomenclatura proposta no artigo Lockard, Khorrami e Choudhari (2007), uma malha mais refinada nas direções cartesianas x , y e z é denominada Fxyz. Já uma malha menos refinada nas direções x , y e z é denominada Mxyz. E uma combinação entre malha refinada no plano xy e menos refinada na direção z (ao longo da envergadura) é identificada como FxyMz. Com esta nomenclatura, os cinco casos considerados podem ser identificados com base na resolução da malha. A Tab. 5.10 descreve os cinco casos no que se refere à resolução da malha computacional e comprimento ao longo da envergadura. A região de maior interesse com malha conforme mais próxima do cilindro é identificada como bloco 1. Esta região é cilíndrica com diâmetro externo de $1,5D$, onde há uma interface não-conforme com outro bloco adjacente mais afastado (bloco 2). O número de volumes em cada direção da malha do bloco 1 é descrita na Tab. 5.10 na forma de coordenadas cilíndricas, (r, θ, z) . A resolução de malha dos outros blocos do domínio computacional é determinada em função da resolução do bloco 1 de referência. O caso em que a malha é mais refinada é identificado como Fxyz e seu comprimento ao longo da envergadura é $L_s/D = 3,0$. Já para os casos com malha menos refinada, Mxyz, foram considerados três comprimentos ao longo da envergadura de

Figura 5.41: Visualização do domínio computacional mostrando as 62 interfaces não conformes utilizadas para a construção da malha computacional.

$L_s/D = 3,0$, $L_s/D = 6,0$ e $L_s/D = 9,0$. Independentemente do caso de simulação considerado, todas as malhas apresentam um total de 55 blocos em que pelo menos uma face é não-conforme, totalizando 62 interfaces não-conformes.

Uma velocidade prescrita de 20 m/s ($M \approx 0,06$), com nível de turbulência nulo, foi fixada na entrada do domínio computacional. Na saída do domínio foi empregada uma condição de contorno prescrita da pressão do escoamento não-perturbado (considera-se o valor da pressão ao infinito ou de referência). Nos planos superior e inferior do domínio computacional foram consideradas as mesmas condições que as impostas na entrada. Uma condição de periodicidade foi aplicada nas laterais do domínio computacional em todos os cinco casos considerados. Na região da camada limite, as malhas foram construídas de forma a garantir que a primeira célula adjacente à parede respeitasse a distância adimensional máxima de $y^+ \approx 2,5$. De acordo com o nível de resolução do escoamento a ser resolvido (menores escalas), que está associado à resolução da malha conforme a filtragem espacial considerada segundo a metodologia LES, o

(a)

(b)

(c)

Figura 5.42: Malha computacional não conforme utilizada nas simulações 3D com número de Reynolds 22.000. O número total de blocos é 55. A resolução da malha mostrada é do tipo Mxy. (a) Domínio computacional completo; (b) Detalhe parcial da distribuição de células em volta do cilindro; (c) Detalhe próximo no entorno da parede do cilindro.

Tabela 5.10: Malhas não-conforme geradas para a simulação do escoamento 3D. O bloco 1 indica a primeira região conforme mais próxima em volta do cilindro (diâmetro externo de $1,5D$).

Caso	Malha (bloco 1) (r, θ, z)	Comprimento envergadura	Malha Total	Denominação
1	(63, 410, 288)	$3,0D$	15.460.637	$F_{xyz}, L_s/D = 3,0$
2	(63, 410, 144)	$3,0D$	7.736.941	$F_{xyMz}, L_s/D = 3,0$
3	(49, 286, 144)	$3,0D$	2.589.762	$M_{xyz}, L_s/D = 3,0$
4	(49, 286, 288)	$6,0D$	5.173.695	$M_{xyz}, L_s/D = 6,0$
5	(49, 286, 432)	$9,0D$	7.763.457	$M_{xyz}, L_s/D = 9,0$

passo de tempo foi fixado a aproximadamente $1/1000$ do período típico de emissão de vórtices. Um esquema implícito com precisão de segunda ordem é utilizado para avançar a solução no tempo. Além disso, no esquema de cálculo de avanço temporal, o processo iterativo interno é resolvido através de um método de passo fracionado. Para reduzir o custo computacional, não comprometendo a precisão temporal de segunda ordem, o método é modificado de forma a resolver as equações da quantidade de movimento de Navier-Stokes separadas da equação de correção da pressão, assim como de outras equações de transporte. Esse método é denominado NITA ("Non Iterative Time Advancement"), uma descrição mais detalhada é apresentada no apêndice B.1. Foram necessários 70 ciclos de emissão de vórtice para obter um escoamento estatisticamente estabelecido. A partir deste ponto, adicionais 30 ciclos de emissão de vórtices foram simulados para o cálculo da emissão de ruído. Para realizar a simulação numérica dos cinco casos, foi considerada a variante dinâmica do modelo sub-malha LES, o coeficiente de proporcionalidade (C_S), entre a viscosidade turbulenta de sub-malha e a taxa de deformação do escoamento médio, é calculada com base em parâmetros locais do escoamento (maiores detalhes vide apêndice A, seção A.2). Para minimizar a influência da difusão numérica, que interage com o cálculo associado ao modelo sub-malha assim como a filtragem espacial (metodologia LES), um esquema de diferenças centradas de segunda ordem é utilizado para o cálculo dos termos advectivos (termos não-lineares). Devido a possíveis oscilações numéricas do esquema de diferenças centradas, utiliza-se uma variante denominada BCD ("Bounded Central Differencing Scheme"), maiores detalhes no apêndice B.1.

Parâmetros globais que caracterizam a fluido-dinâmica do escoamento, tais como número de Strouhal (St), valor eficaz da flutuação da força de sustentação (C'_l), média e valor eficaz da flutuação da força de arrasto ($\overline{C_d}$ e C'_d) e ponto de separação (θ_s), podem ser utilizados para avaliar a qualidade dos resultados da simulação do escoamento (metodologia LES). A Tab. 5.11 mostra os resultados obtidos segundo os cinco casos considerados. Os casos com

malha menos refinada (Mxyz) apresentaram um número de Strouhal ligeiramente mais elevado. Quanto às flutuações da força de sustentação e arrasto, os dois casos com malha mais refinada no plano xy (Fxy) apresentaram valores significativamente mais elevados. Além disso, os valores da força de arrasto também foram superiores às correspondentes forças obtidas pelos casos com malha menos refinada (Mxy). Nos casos considerados com malha Mxyz, observa-se que menores valores dos coeficientes de força (sustentação e arrasto) foram obtidos à medida que o comprimento de envergadura do domínio computacional aumentou (L_s/D). Nota-se que um comprimento de envergadura de $L_s/D = 9,0$ ainda exerce uma influência no cálculo da flutuação da força de sustentação, indicando que comprimentos ao longo da envergadura ainda maiores possam ser utilizados. Analisando isoladamente o caso Mxyz com $L_s/D = 3,0$, cuja malha é a menos refinada, nota-se que seus resultados concordam em boa parte com os dados experimentais. Porém, comparando seus resultados com as demais simulações, a boa concordância dos resultados pode ser interpretada como uma combinação de efeitos entre a resolução de malha e o comprimento do cilindro ao longo da envergadura. Em suma, avaliando os resultados apresentados na Tab. 5.11, pode-se afirmar que tanto a dimensão do domínio computacional L_s/D quanto da resolução de malha ainda exercem uma influência no cálculo dos parâmetros fluido-dinâmicos considerados.

Tabela 5.11: Parâmetros fluido-dinâmicos do escoamento obtidos pela simulação numérica 3D. Os valores são comparados aos dados experimentais correspondentes. Número de Reynolds 22.000.

	St	C'_l	$\overline{C}_d$	C'_d	θ_s
Dado	0,19 - 0,196	0,41 - 0,50	1,0 - 1,3	0,14	82°
Experimental	Norberg (2002)	Norberg (2002)	Cantwell e Coles (1983)	West e Apelt (1993)	Trichet (1975)
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	0,191	0,821	1,37	0,106	87°
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	0,191	0,822	1,38	0,117	86°
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	0,203	0,45	1,09	0,073	84°
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	0,204	0,44	1,09	0,053	84°
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	0,205	0,38	1,07	0,045	84°

A faixa de dados experimentais mostrada no topo da Tab. 5.11 representa a dispersão de uma coletânea de valores experimentais obtidos de diversos artigos apresentados nas respectivas referências de Norberg (2002) e Cantwell e Coles (1983). Já o valor de C'_d é o valor obtido segundo o experimento de West e Apelt (1993), porém não se deve considerá-lo como um valor exato. De fato, há uma faixa de valores C'_d que pode estar associada a diversos fatores relacionados ao experimento, tais como efeitos de blocagem, efeitos da extremidade do cilindro, efeito da intensidade de turbulência na entrada do túnel de vento e calibração dos sensores utilizados para as medições de forças ou pressão. Por exemplo, na referência de West e Apelt

(1993) são mostrados diferentes valores de C'_d obtidos por diversos autores, porém para outros números de Reynolds. Para número de Reynolds da ordem de 110.000, a dispersão dos valores de C'_d está entre 0,11 e 0,18. Quanto ao ponto de separação, o valor mostrado na Tab. 5.11 foi obtido de um gráfico apresentado na tese de doutorado de Trichet (1975), vide Fig. 4.7, seção 4.1. O gráfico apresenta a variação do ponto de separação com o número de Reynolds tendo como base artigos publicados na literatura. O gráfico mostra que entre os números de Reynolds 10^4 e 10^5 , o valor do ponto de separação não varia sendo da ordem de 82° . Já para número de Reynolds 10^5 , Achenbach (1968) obteve um valor de 78° para o ponto de separação, o que indica que esse valor pode oscilar um pouco sendo da ordem de 80° .

Ainda na Tab. 5.11, nota-se que as simulações realizadas com malha Fxy apresentam resultados semelhantes entre si, assim como as simulações realizadas com malha Mxy. Ou seja, há dois grupos distintos com resultados característicos, simulações realizadas com malha Fxy (casos 1 e 2) e Mxy (casos 3, 4 e 5). Para melhor analisar a diferença dos resultados obtidos entre os dois grupos (Fxy e Mxy), pode-se calcular parâmetros associados ao ponto de formação dos vórtices na esteira a jusante do cilindro. Usualmente, utiliza-se o comprimento de formação de vórtices, denominado ℓ_f , cuja definição é dada pela distância do centro do cilindro ao ponto de formação dos vórtices. Por sua vez, o ponto de formação dos vórtices é determinado pelo local, ao longo da esteira do cilindro, em que a flutuação da velocidade na direção do escoamento atinge seu valor máximo (considera-se ao longo da linha de centro, $y=0$). Outro parâmetro utilizado é o comprimento de uma bolha de recirculação a jusante do cilindro, obtida considerando o escoamento médio. Esse comprimento de recirculação, denominado ℓ_r , é definido como a distância, ao longo da esteira, entre o centro do cilindro e o ponto cuja velocidade média é nula (considera-se ao longo da linha de centro, $y=0$). Para comparação com dados experimentais, admite-se que o comprimento de recirculação é determinado pelo ponto em que a velocidade média na direção do escoamento (coordenada x) é nula. Para número de Reynolds 140.000, o valor de ℓ_f está aproximadamente entre $0,9D$ e $1,0D$ (CANTWELL; COLES, 1983). Já o valor de ℓ_r está aproximadamente entre $0,91D$ e $0,97D$ (CANTWELL; COLES, 1983). A Tab. 5.12 mostra os resultados obtidos de ℓ_f e ℓ_r segundo as cinco simulações realizadas.

Tabela 5.12: Valores obtidos do comprimento de formação dos vórtices, ℓ_f , e comprimento de recirculação, ℓ_r , número de Reynolds 22.000. Dados experimentais de Cantwell e Coles (1983), número de Reynolds 140.000.

	Fxyz $L_s/D=3,0$	FxyMz $L_s/D=3,0$	Mxyz $L_s/D=3,0$	Mxyz $L_s/D=6,0$	Mxyz $L_s/D=9,0$	Dado Experimental
ℓ_f/D	0,80 - 0,90	0,80 - 0,90	1,00 - 1,20	0,85 - 1,05	1,00 - 1,20	0,90 - 1,00
ℓ_r/D	1,02	0,98	1,31	1,34	1,37	0,91 - 0,97

Na Tab. 5.12, apesar do número de Reynolds mais elevado de 140.000 dos dados experimentais, admite-se que os valores de ℓ_f e ℓ_r são próximos dos valores característicos que seriam obtidos considerando número de Reynolds 22.000 na medida em que na faixa de número de Reynolds entre 10^4 e $1,4 \times 10^5$ não há uma variação significativa do comportamento do escoamento como mostra, por exemplo, a Fig. 4.3 na seção 4.1, cuja variação de C'_l com o número de Reynolds é pouco significativa. Para uma ordem de grandeza, por exemplo, considerando um número de Reynolds mais baixo de 5000, o valor de ℓ_f está aproximadamente entre $1,2D$ e $1,8D$ e o valor de ℓ_r está aproximadamente entre $1,38D$ e $1,47D$, dados de Norberg (1998), apud Kim (2006). Neste caso os valores de ℓ_f e ℓ_r são mais elevados, indicando que há um afastamento do ponto de formação dos vórtices, que é característico da faixa de número de Reynolds entre 10^3 e 10^4 , conforme mostra a Fig. 4.4, seção 4.1. De fato, os valores mais elevados de ℓ_f e ℓ_r , que ocorrem nessa faixa de número de Reynolds, refletem na diminuição dos valores de C'_l conforme mostra a Fig. 4.3, seção 4.1. Ou seja, o ponto de formação dos vórtices exerce influência nos valores característicos de amplitude da flutuação da força de sustentação (C'_l). Neste contexto, os resultados mostrados na Tab. 5.12 indicam dois comportamentos distintos, menores valores de ℓ_f e ℓ_r para as simulações realizadas com malha Fxy (casos 1 e 2) e valores mais elevados de ℓ_f e ℓ_r para as simulações realizadas com malha Mxy (casos 3, 4 e 5). Ou seja, os vórtices na esteira se formam mais afastados do cilindro para os casos simulados com malha Mxy em relação aos casos simulados com malha Fxy. Os maiores valores obtidos de ℓ_f e ℓ_r (casos com malha Mxy) refletiram em valores mais baixos de C'_l (vide Tab. 5.11), assim como os menores valores obtidos de ℓ_f e ℓ_r (casos com malha Fxy) podem estar relacionados aos maiores valores obtidos de C'_l . Ainda, observando a Tab. 5.12, nota-se que os resultados obtidos de ℓ_f e ℓ_r com malha Fxy estão mais próximos dos dados experimentais se comparado aos resultados obtidos com malha Mxy. Por fim, os resultados mostram que há ainda um efeito da resolução de malha na previsão do ponto de formação dos vórtices que, por sua vez, reflete nos diferentes valores obtidos de C'_l apresentados na Tab. 5.12.

Na Fig. 5.43, são apresentados os valores obtidos médios (temporal e espacial ao longo da envergadura) do coeficiente de pressão (C_p) e de atrito (C_f) ao redor da parede do cilindro. O ângulo em que C_f se anula corresponde ao ponto de separação da camada limite (θ_s). Todas as cinco simulações realizadas prevêm um ângulo de separação ligeiramente superior a 80° , ver Tab. 5.11. A distribuição dos valores obtidos de C_f , em função do ângulo θ , está dentro do esperado se comparado aos valores experimentais de Achenbach (1968), mesmo que para um número de Reynolds mais elevado ($Re = 100.000$). Quanto à distribuição de C_p , nota-se que a partir do ponto de separação, os valores obtidos pelos casos Mxyz estão ligeiramente acima dos correspondentes obtidos experimentalmente e, para os casos com malha Fxy, os valores

são ligeiramente inferiores. De modo geral, os valores C_p previstos pelas cinco simulações são bastante similares entre si e concordam com os dados experimentais.

(a)

(b)

Figura 5.43: Distribuição de propriedades fluido-dinâmicas médias ao longo da parede do cilindro obtidos numericamente e comparados com os respectivos dados experimentais. Número de Reynolds 22.000: (a) Coeficiente de pressão (C_p), dados experimentais de Thom (1933), apud Zdravkovich (1997); (b) Coeficiente de atrito (C_f), dados experimentais de Achenbach (1968).

Valores obtidos do valor eficaz da flutuação da força de pressão (C_p') são apresentados

na Fig. 5.44. Pela analogia de Curle (eq. (4.5)), mostra-se que a derivada temporal da flutuação da força de pressão é o principal fator que contribui para a geração do ruído. Desta forma, o comportamento em termos de nível e distribuição dos valores de C_p' são parâmetros relevantes da fluido-dinâmica no que diz respeito à geração de ruído. Observando a Fig. 5.44, nota-se que os valores mais elevados de C_p' se encontram em um ângulo em torno de 80° . Os valores obtidos pela simulação com malha Fxyz estão em um patamar significativamente mais elevado se comparado aos dados experimentais. Quanto à distribuição de C_p' previstas pelas simulações com malha Mxyz, os valores concordam com os resultados experimentais na faixa até aproximadamente 90° . A partir deste ponto, os valores são ligeiramente inferiores aos correspondentes dados experimentais. A diferença dos valores obtidos considerando as malhas Mxyz e Fxyz, indica que a resolução da malha associada ao comprimento ao longo da envergadura ainda exercem uma influência nos resultados.

Figura 5.44: Valores obtidos do valor eficaz da flutuação do coeficiente de pressão, C_p' , médio ao longo da parede do cilindro. Dados experimentais de West e Apelt (1993).

Na Fig. 5.45, são apresentados os valores obtidos da densidade espectral de energia associado à flutuação da velocidade na direção do escoamento (E_{uu}) para três casos simulados: Fxyz com $L_s/D=3,0$, Mxyz com $L_s/D=3,0$ e Mxyz com $L_s/D=9,0$. Os espectros foram obtidos através dos históricos temporais da velocidade na direção do escoamento, medidos em 48 pontos igualmente espaçados ao longo da envergadura, para três diferentes distâncias em relação ao centro do cilindro na esteira, $x/D=1,25$, $x/D=2,0$ e $x/D=3,0$, todos posicionados em $y=0$. No lado esquerdo da Fig. 5.45, são mostrados os espectros de energia em função da frequência (Strouhal) que foram obtidos calculando-se a média dos espectros de cada um dos 48 pontos ao longo da envergadura. Já no lado direito da Fig. 5.45, são mostrados os espectros de energia em função do número de onda, $k_z = 2\pi/\lambda_z$, adimensionalizados com relação

ao seu valor mínimo (ou maior valor de λ_z). O espectro em função do número de onda foi obtido aplicando-se a média dos espectros espaciais (48 pontos igualmente espaçados ao longo da envergadura) que foram calculados para cada passo de tempo. Pelo teorema de Nyquist, o menor comprimento de onda possível é duas vezes o valor de $L_S/48$, porém devido à imprecisão do cálculo, os menores comprimentos de onda não são mostrados na Fig. 5.45, considera-se que o menor comprimento de onda é $L_S/20$. Analisando os espectros de energia em função da frequência, nota-se que o espectro obtido da simulação com malha mais refinada Fxyz apresenta uma faixa mais longa com relação à curva correspondente ao comportamento do decaimento inercial da turbulência, com inclinação $-5/3$ (ou seja, $E_{uu} \propto (St)^{-5/3}$), indicada no gráfico da Fig. 5.45. Uma malha mais refinada permite resolver estruturas menores do escoamento, reproduzindo uma cascata de energia mais longa (entre as estruturas maiores até as menores) até o limite da filtragem espacial determinada pela resolução da malha. A cascata de energia mais longa permite melhor resolver o escoamento do ponto de vista do modelo sub-malha (LES), pois a influência da difusão numérica interagindo no modelo de sub-malha é menos significativa (a própria malha é mais refinada o que reduz a difusão numérica). Além disso, a cascata mais longa indica que menores estruturas estão sendo resolvidas e aquelas não resolvidas mais se aproximam das hipóteses do comportamento da turbulência universal conforme considerado pelo modelo sub-malha. O fato de observar nos três espectros a presença de uma região inercial, de inclinação $-5/3$, é um indicativo de que a solução do escoamento está bem representada, pelo menos, do ponto de vista local da simulação prever o comportamento da cascata de turbulência na esteira do cilindro, além de corroborar com as hipóteses associadas ao modelo sub-malha dinâmico. Quanto ao espectro de energia em função do número de onda ao longo da envergadura, nota-se que a inclinação da curva ou dissipação com relação ao espectro de energia não é tão bem reproduzida pela inclinação de $-5/3$, representativa da cascata de energia da turbulência. É possível que o comportamento da turbulência seja significativamente influenciado pelo confinamento do escoamento ao longo da envergadura, associado à condição de periodicidade e à discretização espacial, fazendo com que o processo de cascata de energia seja alterado em relação ao comportamento inercial da turbulência. Note que o espectro de energia obtido com a malha mais refinada (Fxyz) apresenta um comportamento na região inercial mais próximo à cascata de energia característica da turbulência com inclinação $-5/3$, indicando que o refino da malha permite melhor representar o comportamento no que diz respeito à turbulência do escoamento. Além disso, observando os espectros de energia na faixa de números de onda mais elevados, nota-se que a taxa de decaimento é mais alta, indicando a influência do efeito dissipativo associado à discretização espacial (difusão numérica), que atua em conjunto com o efeito do modelo sub-malha (para uma comparação no que diz respeito ao efeito dissipativo

do modelo sub-malha, vide Kravchenko e Moin (2000), simulação realizada em torno de um cilindro com número de Reynolds 3900). Já para o espectro (em função de k_z) obtido utilizando um comprimento mais longo de $L_s/D = 9,0$, a taxa de decaimento da energia é mais baixa, pelo simples fato de que as medições das velocidades foram feitas com espaçamento físico três vezes maior, pois foram considerados em todos os casos 48 pontos de medição equiespaçados ao longo da envergadura.

A Fig. 5.46 apresenta uma vista superior (plano xz) do campo de isocontornos da vorticidade na direção vertical (y), em relação ao sentido do escoamento, de três casos, Fxyz com $L_s/D = 3,0$, Mxyz com $L_s/D = 3,0$ e Mxyz com $L_s/D = 9,0$. Pode ser observado que a simulação numérica do escoamento com malha mais refinada prevê estruturas vorticais menores, da ordem de $1/15$ do diâmetro, na esteira adjacente logo a jusante do cilindro. Assim, uma malha mais refinada tem a capacidade de melhor representar os efeitos da tridimensionalidade do escoamento. Observando o campo de vorticidade obtido pela simulação com comprimento mais longo de $L_s/D = 9,0$, nota-se que os vórtices se movimentam mais livremente possibilitando melhor capturar os efeitos da tridimensionalidade do escoamento (ou seja, a influência das condições de contorno de periodicidade, aplicada nas laterais do domínio computacional, é menor). Note que a partir de $0,25D$ a jusante da parede do cilindro, a resolução da malha ao longo da envergadura é menor (interface não-conforme), causando uma gradativa dissipação das estruturas vorticais.

As estruturas vorticais tridimensionais do escoamento obtidas pelas simulações, segundo os casos Fxyz com $L_s/D = 3,0$, Mxyz com $L_s/D = 3,0$ e Mxyz com $L_s/D = 9,0$, podem ser visualizadas na Fig. 5.47. A visualização dos vórtices é feita representando a isosuperfície do segundo invariante do tensor gradiente de velocidade (critério Q, vide eq. (5.1), seção 5.2.1). Na Fig. 5.47, nota-se claramente que a malha mais refinada apresenta estruturas vorticais menores. Além disso, pode ser observado na região onde ocorre a separação da camada limite que os valores de energia cinética turbulenta são baixos, indicando uma separação laminar que representa o típico comportamento do escoamento no regime subcrítico. Ainda na Fig. 5.47 (itens b e c), logo a jusante da separação na camada limite, ondulações com comprimento de onda da ordem de $1D$ podem ser observadas. Apesar da aparente semelhança, tais ondulações não estão relacionadas às ondas de Tollmien-Schlichting (associada à transição para turbulência na camada limite, vide Versteeg e Malalasekera (2007)), pois logo a jusante da separação da camada limite o escoamento ainda continua no regime laminar (os valores da energia cinética turbulenta são tão baixos quanto a montante da separação). De fato, a transição à turbulência ocorre mais a jusante em alguma região mais próxima à esteira de vórtices conforme indica a própria Fig. 5.47.

Figura 5.45: Densidade espectral de energia associada à flutuação da velocidade na direção do escoamento nas posições $x/D = 1,25$, $x/D = 2,0$ e $x/D = 3,0$ na esteira do cilindro (referência centro do cilindro, $y = 0$). k_z é o número de onda (adimensionalizado em relação ao seu valor mínimo) associado à direção ao longo da envergadura do cilindro. (a) F_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (b) M_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (c) M_{xyz} , $L_s/D = 9,0$.

Figura 5.46: Vista superior (plano xz em $y=0$) de isocontornos de vorticidade na direção vertical (y), em relação ao sentido do escoamento. O sentido do escoamento é da direita para a esquerda. Número de Reynolds 22.000. Unidade $[1/s]$. (a) F_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (b) M_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (c) M_{xyz} , $L_s/D = 9,0$.

Figura 5.47: Visualização das estruturas vorticais do escoamento na esteira do cilindro obtidas segundo a metodologia LES. Iso-superfícies do critério Q com valor normalizado de 0,1. Superfícies coloridas pelos valores da energia cinética turbulenta do escoamento resolvido (adimensionalizado pelo quadrado de U_∞). Número de Reynolds 22.000. (a) F_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (b) M_{xyz} , $L_s/D = 3,0$; (c) M_{xyz} , $L_s/D = 9,0$.

5.4.2 Estimativa do ruído

O ruído é calculado pela formulação porosa de FW-H (eq. (3.22)), a solução não-estacionária do escoamento é utilizada como dado de entrada representando as fontes sonoras. Devido ao fato do escoamento ter sido resolvido como incompressível, a superfície de integração FW-H é coincidente à parede do cilindro ("on-body"). Neste caso, o ruído gerado no volume é desprezado. Porém, devido ao baixo Mach do escoamento ($M = 0,06$), sua contribuição é pouco significativa (vide expressão eq. (3.19)).

A estimativa do ruído é comparada ao resultado experimental de Casalino e Jacob (2003). No experimento, o ruído foi medido em um microfone localizado a $86,26D$ do centro do cilindro (direção $\theta = 90^\circ$). O resultado da medição do ruído é apresentado na forma de um espectro sonoro (densidade espectral de potência, PSD, da flutuação de pressão acústica). Além disso, o experimento foi conduzido utilizando um cilindro de comprimento $L/D = 18,75$.

As simulações numéricas (fontes sonoras) foram realizadas utilizando um comprimento ao longo da envergadura (L_s) menor que o comprimento $L/D = 18,75$, considerado no experimento de Casalino e Jacob (2003). Desta forma, métodos de correção acústica podem ser utilizados para equiparar o nível de ruído calculado, considerando um comprimento menor (L_s), ao correspondente nível de ruído obtido experimentalmente, utilizando cilindro de comprimento mais longo ($L/D = 18,75$). Para estimar o ruído gerado do escoamento com $Re = 22.000$, dois métodos de correção acústica são aplicados, os métodos de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007).

Antes de apresentar os resultados do ruído já aplicando os métodos de correção acústica, na Fig. 5.48 é mostrada a densidade espectral de potência (PSD) da flutuação de pressão acústica obtida sem uso dos métodos de correção acústica. O espectro, mostrado na Fig. 5.48, corresponde ao ruído gerado, do escoamento ao redor do cilindro, considerando $L_s/D = 3,0$ para o caso com resolução de malha mais elevada, Fxyz (caso 1, Tab. 5.10). Como o ruído foi calculado considerando um comprimento do cilindro menor ($L_s/D = 3,0$) em relação ao comprimento ($L/D = 18,75$) utilizado no experimento de Casalino e Jacob (2003), na Fig. 5.48, nota-se que os níveis de pressão sonora calculados estão de 10 a 15 dB abaixo dos níveis previstos experimentalmente. Além disso, na Fig. 5.49 é apresentado o espectro de pressão sonora obtido da simulação numérica com comprimento de envergadura maior de $L_s/D = 9,0$ (caso 5, Tab. 5.10). Neste caso, mesmo com o maior comprimento ao longo da envergadura, os níveis de pressão sonora estão significativamente abaixo dos correspondentes níveis obtidos experimentalmente, evidenciando a necessidade de aplicar os métodos de correção acústica.

Figura 5.48: Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) sem correção acústica comparado aos respectivos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração "on-body". Simulação do escoamento com malha Fxyz e $L_s/D = 3,0$.

Figura 5.49: Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) sem correção acústica comparado aos respectivos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração "on-body". Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D = 9,0$.

Com relação ao método de correção acústica de Kato et al. (1993), os níveis de pressão sonora de correção acústica são obtidos utilizando a formulação de Kato, eq. (5.2), já apresen-

tada na seção anterior 5.2.2. Esses níveis de pressão de sonora, obtidos pela formulação de Kato, são adicionados ao espectro original de forma a corrigir os níveis de ruído considerando um cilindro de comprimento maior. A formulação é baseada na coerência do escoamento ao longo da envergadura, que pode ser representado por um comprimento característico denominado de comprimento de coerência equivalente, L_c . Kato et al. (1993) sugerem determinar L_c com base na coerência da pressão aerodinâmica na parede no cilindro ao longo da envergadura. A coerência entre as pressões de dois pontos distintos (i e j) pode ser calculado pela função de coerência, Γ_{ij} (eq. (5.3), vide seção anterior 5.2.2). À medida que a distância entre os pontos i e j (Δ_{ij}) aumenta, o valor da função de coerência tende a diminuir. Assim, Kato et al. (1993) estabeleceram um critério que determina L_c , segundo a distância (Δ_{ij}) pela qual a função de coerência vale 0,5 ($\Gamma_{ij}=0,5$). Em torno da frequência fundamental, a coerência do escoamento ao longo da envergadura é elevada, assim o valor de Γ_{ij} não atinge sua metade dentro da distância considerada pela simulação numérica de $L_s/2$ (divide-se L_s por dois, devido à condição de periodicidade aplicada nas laterais do domínio computacional). Neste caso, Kato et al. (1993) sugerem extrapolar os valores da função de coerência até obter a distância em que $\Gamma_{ij}=0,5$. Seo e Moon (2007) propõem aproximar os valores da função de coerência por uma função gaussiana, $\exp(-\Delta_{ij}^2/L_g^2)$, ajustando o valor de L_g . Desta forma, utilizando a função gaussiana é possível extrapolar os valores da função de coerência de modo a obter a distância (Δ_{ij}) correspondente à $\Gamma_{ij}=0,5$, o que permite determinar o valor de L_c .

Em todas as cinco simulações realizadas, 48 pontos na parede do cilindro ($\theta=90^\circ$) igualmente espaçados ao longo da envergadura foram monitorados de forma a obter o histórico temporal das flutuações de pressão aerodinâmica. Para uma mesma distância entre os pontos i e j diversos valores de Γ_{ij} podem ser obtidos (48 pontos igualmente espaçados). Assim, calculando-se a média desses valores foi possível determinar os valores finais de Γ_{ij} nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico. Os valores da função de coerência obtidos para cada frequência (ω) foram, então, aproximados pela função gaussiana (critério do menor erro quadrático) permitindo determinar os valores de $L_c(\omega)$, ou seja, distância correspondente à $\Gamma_{ij}=0,5$. Os valores de $L_c(\omega)$ considerando as frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico obtidos para cada uma das cinco simulações realizadas são mostrado na Tab. 5.13. Nota-se que tanto no primeiro harmônico quanto no terceiro, os valores de $L_c(\omega)$ são baixos, ou seja, menores do que L_s . Desta forma na formulação de Kato (eq. (5.2)), a correção acústica (nessa faixa de frequências) é feita considerando a expressão que assume escoamento não correlacionado ao longo da envergadura, assim basta aplicar $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 10 \log[L/L_s]$. Já em torno da frequência fundamental, os valores de $L_c(\omega)$ se encontram entre L_s e L , exceto no caso simulado com $L_s/D=9,0$.

Neste caso, a correção acústica é calculada pela expressão $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 20 \log[L_c(\omega)/L_s] + 10 \log[L/L_c(\omega)]$, ou seja, assume-se escoamento perfeitamente correlacionado até $L_c(\omega)$ e não correlacionado entre $L_c(\omega)$ e L . Para o caso em que $L_s = 9,0D$, sendo maior que $L_c(\omega)$, a correção é feita assumindo escoamento não correlacionado ao longo da envergadura, ou seja, emprega-se $\Delta SPL_{cor}(\omega) = 10 \log[L/L_s]$. Ainda na Tab. 5.13, os valores de $L_c(\omega)$ obtidos na frequência fundamental podem ser utilizados como parâmetro representativo da coerência do escoamento previsto pelas simulações numéricas. De fato, uma coerência mais alta do escoamento significa que as forças de pressão aplicadas na parede do cilindro estão mais sincronizadas ao longo da envergadura, o que faz com que, no cálculo integral das forças, os valores obtidos dos coeficientes de sustentação e arrasto sejam mais elevados. Além disso, a coerência do escoamento ao longo da envergadura também influencia diretamente o cálculo do ruído, pois a integral da derivada temporal das flutuações de pressão na parede do cilindro determina o nível de ruído gerado, conforme determina a analogia de Curle (eq. (3.16) ou eq. (4.9)).

Tabela 5.13: Valores calculados do comprimento de coerência equivalente, $L_c(\omega)$, segundo critério de Kato et al. (1993), $\Gamma_{ij} = 0,5$. Coerência calculada em função da pressão aerodinâmica ao longo da envergadura do cilindro ($\theta = 90^\circ$).

Valores de $L_c(\omega)/D$ - critério de Kato et al. (1993)			
Malha Computacional	Frequência Fundamental (ω_0)	Primeiro Harmônico ($2\omega_0$)	Terceiro Harmônico ($4\omega_0$)
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	16,25	1,61	0,34
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	11,65	0,75	0,23
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	16,40	1,27	0,36
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	14,97	0,91	0,28
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	8,49	1,98	0,57

Para mostrar um exemplo do comportamento da função de coerência em função da distância ao longo da envergadura (Δ_{ij}), os valores obtidos para o caso da simulação realizada com $L_s/D = 9,0$ são apresentados na Fig. 5.50.

Aplicando os valores de $L_c(\omega)$, apresentados na Tab. 5.13, na formulação de Kato (eq. (5.2)), obtém-se os níveis de pressão sonora ($\Delta SPL_{cor}(\omega)$) a serem adicionados no espectro original para cada frequência considerada. A Tab. 5.14 mostra os valores de correção acústica ($\Delta SPL_{cor}(\omega)$) obtidos para cada uma das cinco simulações realizadas nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico.

Adicionando os valores de $\Delta SPL_{cor}(\omega)$, conforme mostra a Tab. 5.14, aos níveis de pressão sonora originais obtém-se o espectro de pressão sonora corrigido, correspondendo ao comprimento do cilindro utilizado no experimento de Casalino e Jacob (2003), $L/D = 18,75$.

Figura 5.50: Função de coerência da flutuação de pressão na superfície do cilindro ($\theta = 90^\circ$) ao longo da envergadura, para as frequências (Strouhal) de 0,20, 0,40 e 0,80, aproximados por uma função gaussiana. Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D = 9,0$.

Tabela 5.14: Valores de correção acústica segundo a formulação de Kato et al. (1993) a serem adicionados ao espectro sonoro nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico.

Valores de ΔSPL_{cor} [dB] - formulação de Kato et al. (1993)			
Malha Computacional	Frequência Fundamental (ω_0)	Primeiro Harmônico ($2\omega_0$)	Terceiro Harmônico ($4\omega_0$)
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	15,30	7,96	7,96
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	13,85	7,96	7,96
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	15,34	7,96	7,96
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	8,92	4,95	4,95
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	3,19	3,19	3,19

Dois casos da densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) obtidos são mostrados nas Fig. 5.51 e Fig. 5.52, correspondentes ao ruído gerado, respectivamente, das simulações com malha Fxyz e $L_s/D = 3,0$ e com malha Mxyz e $L_s/D = 6,0$. Observando a Fig. 5.51, os níveis de pressão sonora obtidos estão ligeiramente acima dos correspondentes níveis obtidos experimentalmente. De acordo com a analogia de Curle (aproximada pela eq. (4.9)), os elevados níveis de ruído estão relacionados em parte ao elevado valor de $L_c(\omega) = 16,25D$ obtido, em conjunto com o maior valor de $C'_l = 0,821$ (Tab. 5.11) previsto pela simulação numérica. Por outro lado, os níveis de ruído, obtidos pela simulação com $L_s/D = 6,0$ (Fig. 5.52), são ligeiramente inferiores em comparação aos níveis obtidos experimentalmente. Da mesma forma, de acordo com a analogia de Curle (eq. (4.9)), os menores níveis de ruído obtidos estão associa-

dos em parte ao menor valor de $C_l' = 0,444$ (Tab. 5.11) previsto pela simulação numérica, em conjunto com o valor do comprimento de coerência de $L_c(\omega) = 14,97D$.

Figura 5.51: Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Kato et al. (1993), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Fxyz e $L_s/D = 3,0$.

Figura 5.52: Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Kato et al. (1993), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D = 6,0$.

Um segundo método de correção acústica, proposto por Seo e Moon (2007), pode ser aplicado para equiparar os níveis de pressão sonora obtidos com cilindro de menor comprimento aos níveis obtidos experimentalmente utilizando um cilindro mais longo. Neste método, uma formulação de correção acústica é deduzida considerando que a coerência da flutuação de pressão entre dois pontos i e j (ao longo da envergadura) decai segundo uma função gaussiana, $\exp(-\Delta_{ij}^2/L'_c(\omega)^2)$, onde $L'_c(\omega)$ é denominado comprimento de coerência equivalente acústico e precisa ser determinado. Note que, na formulação de Seo e Moon (2007), no lugar da flutuação de pressão aerodinâmica, utiliza-se a flutuação de pressão acústica para determinar o comprimento de coerência acústico, $L'_c(\omega)$. Neste caso, Seo e Moon (2007) sugerem subdividir o cilindro em pequenas subseções ao longo da envergadura (no caso a superfície do cilindro foi dividida em 48 subseções). O ruído gerado oriundo da flutuação de pressão exercida em cada subseção é então calculado pela analogia de Curle (superfície de integração "on-body"). Para o cálculo da coerência, entre os valores de pressão acústica obtidos de duas subseções i e j , utiliza-se a expressão da função de coerência acústica, γ_{ij} , conforme a eq. (5.5) já apresentada na seção anterior 5.2.2. A função de coerência acústica, entre os valores de pressão acústica obtidos, pode ser, então, calculada em função da distância (Δ_{ij}) entre cada subseção de onde foi gerado o ruído. Os valores da função de coerência calculados são aproximados por uma função gaussiana ($\exp(-\Delta_{ij}^2/L'_c(\omega)^2)$) ajustando o valor de $L'_c(\omega)$ que, por sua vez, é utilizado na formulação de Seo & Moon (eq. (5.4)). Maiores detalhes sobre o procedimento de cálculo da função de coerência acústica assim como do comprimento de coerência acústica são mostrados na seção 5.2.2. Na Tab. 5.15, são mostrados os valores de $L'_c(\omega)$, obtidos para cada uma das cinco simulações numéricas realizadas, nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico.

Tabela 5.15: Valores calculados do comprimento de coerência equivalente acústico ($L'_c(\omega)$). Valores a serem aplicados no cálculo da correção acústica de Seo e Moon (2007).

Valores de $L'_c(\omega)/D$ - critério de Seo e Moon (2007)			
Malha Computacional	Frequência Fundamental (ω_0)	Primeiro Harmônico ($2\omega_0$)	Terceiro Harmônico ($4\omega_0$)
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	20,00	0,73	0,33
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	23,20	0,90	0,29
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	24,20	0,97	0,29
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	21,30	1,23	0,55
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	10,56	1,47	0,53

Analisando os resultados obtidos do comprimento de coerência tanto considerando os critérios de Kato et al. (1993) quanto Seo e Moon (2007), respectivamente Tab. 5.13 e Tab. 5.15, nota-se que os valores de $L_c(\omega)$ ou $L'_c(\omega)$ são mais elevados na frequência fundamental e são mais baixos nas frequências mais altas. De fato, a emissão relativamente regular de vórtices na esteira do cilindro tende a sincronizar o escoamento ao longo da envergadura fazendo com que os valores de $L_c(\omega_0)$ ou $L'_c(\omega_0)$ sejam mais elevados. Ainda, observando os resultados apresentados nas Tab. 5.13 e Tab. 5.15 na frequência fundamental, nota-se que o caso simulado com $L_s/D = 9,0$ apresentou um valor de $L_c(\omega_0)$ ou $L'_c(\omega_0)$ significativamente menor em comparação aos valores obtidos pelos outros casos simulados com $L_s/D = 3,0$ e $L_s/D = 6,0$. Além disso, para os casos com malha Mxyz, observa-se que os valores de $L_c(\omega_0)$ ou $L'_c(\omega_0)$ diminuem à medida que o comprimento do cilindro é mais longo ($L_s/D = 6,0$ e $L_s/D = 9,0$). Assim, considerando esses resultados, conjectura-se que o uso de um comprimento ao longo da envergadura curto (L_s/D menor que o comprimento típico da coerência do escoamento) possa fazer com que a sincronização fluido-dinâmica seja mais elevada, assim os valores de $L_c(\omega_0)$ ou $L'_c(\omega_0)$ tendem a ser mais elevados, de forma que o comprimento de coerência é ainda dependente de L_s/D podendo interferir no cálculo do ruído assim como da correção acústica. Neste caso, recomenda-se o uso de valores de L_s/D cada vez mais elevados até que a sua influência (através dos valores de $L_c(\omega_0)$ ou $L'_c(\omega_0)$) seja pouco significativa no cálculo da correção acústica. No entanto, tal prática está limitada aos recursos computacionais disponíveis (ou desenvolvimento de métodos de solução numérica mais eficientes).

Um exemplo dos valores obtidos da função do coerência acústica em função da distância (Δ_{ij}), ao longo da envergadura, é mostrado na Fig. 5.53, relativo ao caso da simulação realizada com malha Mxyz e comprimento de $L_s/D = 9,0$. A distância, Δ_{ij} , é limitada à metade do comprimento ao longo da envergadura ($L_s/2$), devido à condição de periodicidade aplicada na simulação numérica.

Aplicando os valores de $L'_c(\omega)$ na formulação de Seo & Moon (eq. (5.4)), obtém-se os níveis de correção da pressão sonora (ΔSPL_{cor}) a serem adicionados no espectro original. Os valores obtidos de ΔSPL_{cor} , para as frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico, são apresentados na Tab. 5.16. Para os casos com $L_s/D = 3,0$ e $L_s/D = 6,0$, na frequência fundamental, como $\sqrt{\pi}L'_c(\omega) > L$, foi utilizada a expressão $\Delta SPL_{cor} = 20 \log[L/L_s]$ da formulação de Seo & Moon, ou seja, a correção sonora foi calculada assumindo flutuação de pressão acústica perfeitamente correlacionada ao longo da envergadura.

Figura 5.53: Função de coerência da flutuação de pressão acústica, para as frequências (Strouhal) de 0,19, 0,38 e 0,76, aproximados por uma função Gaussiana. A flutuação de pressão acústica foi obtida para um observador a $86,26D$ acima do cilindro. Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D = 9,0$.

Tabela 5.16: Valores de correção acústica, segundo a formulação de Seo & Moon, a serem adicionados ao espectro sonoro, nas frequências fundamental, primeiro harmônico e terceiro harmônico.

Valores de ΔSPL_{cor} [dB] - formulação de Seo & Moon			
Malha Computacional	Frequência Fundamental (ω_0)	Primeiro Harmônico ($2\omega_0$)	Terceiro Harmônico ($4\omega_0$)
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	15,92	7,96	7,96
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	15,92	7,96	7,96
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	15,92	7,96	7,96
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	9,90	4,95	4,95
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	6,37	3,19	3,19

Note que o cálculo do comprimento de coerência depende da função da coerência e do quão representativo é a aproximação feita por uma função gaussiana. Para uma dada simulação, os valores da função de coerência podem variar se a resolução do espectro da flutuação de pressão é menor ou maior (depende do histórico temporal). Tal estudo não foi realizado, porém a resolução do espectro corresponde a uma variação de Strouhal da ordem de 3%. O espectro assim como a função de coerência foram calculados com base em todo o histórico

temporal disponível (30 ciclos de emissão de vórtices), não foram feitas médias considerando diferentes ou sobreposição de intervalos amostrais. De fato o uso de um comprimento maior $L_s = 9,0D$ torna a aproximação por uma função gaussiana mais representativa para o cálculo do comprimento de coerência, porém, conforme mostra a Fig. 5.50, é ainda desejável o uso de comprimentos ainda maiores. Devido ao alto custo computacional, simulações do escoamento em torno do cilindro com comprimentos L_s/D mais longos não foram realizadas. O efeito da resolução da malha assim como do comprimento ao longo da envergadura no cálculo do comprimento de coerência foi analisado na medida dos casos apresentados nas Tab. 5.13 e Tab. 5.15. Nota-se que os valores podem variar aproximadamente de $L_c = 8D$ a $L_c = 17D$ ou de $L'_c = 10D$ a $L'_c = 25D$. Esses resultados mostram que a resolução da malha e os diferentes valores de L_s/D afetam significativamente os valores obtidos do comprimento de coerência (pelo menos para os casos considerados). De qualquer forma, deve-se analisar o efeito da variação do comprimento de coerência na correção sonora (ΔSPL_{cor}). Para as frequências mais elevadas ($St = 0,38$ e $0,76$), a variação do comprimento de coerência não afeta a correção sonora, pois tipicamente os seus valores são significativamente menores que L_s/D . Já na frequência fundamental, os diferentes valores do comprimento de coerência podem afetar a correção sonora. Por exemplo, uma variação do comprimento de coerência da ordem de $L_c = 7D$ a $L_c = 17D$ corresponde a uma alteração na correção sonora da ordem de 4 dB (método de Kato et al. (1993)). Tal valor pode ser utilizado como estimativa da ordem de grandeza (4 dB) de quanto pode variar o cálculo do espectro sonoro em função da correção acústica ou de quão significativo é o efeito dos diferentes valores do comprimento de coerência (Tab. 5.13 e Tab. 5.15) na correção sonora. Os cálculos foram feitos considerando uma correção acústica de $L_s = 3,0D$ para $L/D = 18,75$.

Adicionando os valores de ΔSPL_{cor} ao espectro original, obtém-se os espectros sonoros corrigidos correspondentes ao comprimento do cilindro utilizado experimentalmente. Nas Fig. 5.54 e Fig. 5.55 são apresentados os valores corrigidos da densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) obtidos das simulações numéricas realizadas, respectivamente, com malha Fxyz e $L_s/D = 3,0$ e com malha Mxyz e $L_s/D = 6,0$. Com relação ao espectro obtido da simulação com malha Fxyz (Fig. 5.54), baseando-se na expressão da analogia de Curle (eq. (4.9), seção 4.2), os elevados valores de C'_l (Tab. 5.11) e $L'_c(\omega_0)$ podem ter contribuído para que os níveis de ruído obtidos ficassem ligeiramente acima dos respectivos níveis previstos experimentalmente. Por outro lado, para a simulação Mxyz (Fig. 5.55), o valor mais baixo de C'_l pode ter contribuído de forma que os níveis de pressão sonora ficassem ligeiramente abaixo em comparação aos valores obtidos experimentalmente.

Figura 5.54: Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Seo e Moon (2007), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Fxyz e $L_s/D = 3,0$.

Figura 5.55: Densidade espectral de potência da pressão sonora (PSD) corrigido pelo método de Seo e Moon (2007), comparado aos resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003). Observador localizado a $86,26D$ acima do cilindro. Superfície de integração FW-H "on-body". Simulação do escoamento com malha Mxyz e $L_s/D = 6,0$.

Compilando os valores dos níveis de pressão sonora ao longo do espectro, obtém-se a contribuição total do ruído gerado dado pelo valor de OASPL (vide eq. (4.13), seção 4.2.1). A

Tab. 5.17 mostra os valores de OASPL, obtidos de cada uma das cinco simulação realizadas, com e sem correção acústica. Comparando os valores de OASPL obtidos sem correção acústica com os mesmos comprimentos $L_s/D = 3,0$, observa-se que o ruído gerado considerando a malha Fxy é aproximadamente 4 dB mais elevado em relação ao caso com malha Mxyz. Este fato indica de forma aproximada a influência das diferentes malhas computacionais consideradas (Fxy e Mxyz) no cálculo do nível de ruído gerado (sem considerar o efeito da correção acústica). Além disso, conforme a expressão baseada na analogia de Curle (eq. (4.9)), nota-se que os maiores valores de C'_l , previstos pela simulação numérica nos casos com malha Fxy (vide Tab. 5.11), contribuíram (em parte) para que os valores de OASPL ficassem mais elevados. Ainda, analisando os valores obtidos da correção sonora (ΔSPL_{cor}), na frequência fundamental com $L_s/D = 3,0$ (ver Tab. 5.14 e Tab. 5.16), observa-se que as respectivas contribuições das correções acústicas, nos valores de OASPL (ou nos espectros sonoros), são relativamente semelhantes entre si, fazendo com que a diferença entre os mesmos seja predominantemente determinada pelos níveis de ruído obtidos sem a correção acústica.

Tabela 5.17: Valores de OASPL obtidos segundo as formulações de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007). Os valores são comparados ao correspondente dado experimental de Casalino e Jacob (2003). Os valores de OASPL obtidos sem correção acústica também são apresentados.

Valores de OASPL [dB]				
Malha Computacional	Sem Correção	Correção Kato	Correção Seo & Moon	Dado Experimental
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	66,1	80,0	80,9	78,1
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	65,1	77,1	78,9	
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	61,5	75,3	77,0	
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	67,4	75,9	77,1	
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	68,5	71,7	74,6	

A Tab. 5.18 mostra a diferença entre os valores de OASPL obtidos numericamente em relação ao valor obtido experimentalmente por Casalino e Jacob (2003). Os valores de OASPL foram inferiores ao valor experimental nos casos em que os parâmetros de flutuação de força (principalmente C'_l), previstos numericamente, foram mais baixos, ou seja, nas simulação realizadas com malha Mxyz, o que, por sua vez, pode ser relacionado com a expressão aproximada da analogia de Curle, eq. (4.9). Além disso, os valores da correção acústica (ΔSPL_{cor}), associados aos comprimentos de coerência ($L_c(\omega)$ ou $L'_c(\omega)$), também contribuíram aos valores dos níveis totais de ruído. Por exemplo, o menor comprimento de coerência obtido pela simulação com $L_s/D = 9,0$ contribuiu em parte para que os valores de OASPL ficassem ainda mais abaixo do valor experimental. Em suma, os resultados mostram que os níveis de flutuação de força

de pressão associados ao comprimento de coerência ao longo da envergadura são fatores que influenciam o cálculo da geração sonora, o que, por sua vez, está de acordo com a expressão aproximada da analogia de Curle, eq. (4.9), assim como com a formulação considerada pelos métodos de correção acústica, podendo gerar níveis de ruído superior ou inferior aos respectivos valores experimentais.

Tabela 5.18: Diferença entre os valores de OASPL obtidos, segundo as formulações de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007), em relação ao correspondente dado experimental de Casalino e Jacob (2003), 78,1 dB.

Diferença OASPL [dB]		
Malha Computacional	Correção Kato	Correção Seo & Moon
Fxyz, $L_s/D = 3,0$	1,9	2,8
FxyMz, $L_s/D = 3,0$	-1,0	0,8
Mxyz, $L_s/D = 3,0$	-2,8	-1,1
Mxyz, $L_s/D = 6,0$	-2,2	-1,0
Mxyz, $L_s/D = 9,0$	-6,4	-3,5

O comportamento do escoamento relativo à coerência e correlação (ao longo da envergadura) da flutuação de pressão, previsto por cada simulação numérica, pode ser avaliado comparando-os com dados experimentais. Casalino e Jacob (2003) mediram experimentalmente o coeficiente de correlação da pressão aerodinâmica na parede do cilindro com $\theta = 90^\circ$ para escoamento com número de Reynolds 22.000. O coeficiente de correlação (ρ_{ij}) da flutuação de pressão aerodinâmica (P') entre dois pontos i e j é definida pela seguinte expressão:

$$\rho_{ij} = \frac{\overline{(P'_i P'_j)}}{\sqrt{|P'_i|^2} \sqrt{|P'_j|^2}} \quad (5.6)$$

O gráfico da Fig. 5.56 mostra os valores do coeficiente de correlação, em função da distância ao longo da envergadura (Δ_{ij}), calculados para cada uma das cinco simulações realizadas. Nota-se que os valores do coeficiente de correlação previstos numericamente são significativamente mais elevados em relação aos dados experimentais de Casalino e Jacob (2003).

Além disso, o decaimento da coerência na frequência fundamental da flutuação de pressão aerodinâmica ao longo da envergadura do cilindro ($\theta = 90^\circ$) foi medido experimentalmente por Casalino e Jacob (2003). A coerência entre os valores da flutuação de pressão aerodinâmica (P') é calculada pela função de coerência, porém em Casalino e Jacob (2003), a função de coerência é calculada pela seguinte expressão:

Figura 5.56: Valores do coeficiente de correlação (ρ_{ij}), obtidos ao longo do comprimento de envergadura do cilindro, da flutuação de pressão aerodinâmica ($\theta = 90^\circ$). Valores experimentais de Casalino e Jacob (2003). Número de Reynolds 22.000.

$$C_{ij}(\omega) = \frac{\overline{\hat{P}'_i \hat{P}'_j^*}}{\sqrt{|\hat{P}'_i|^2} \sqrt{|\hat{P}'_j|^2}} \quad (5.7)$$

onde $\hat{P}'$ indica a flutuação de pressão aerodinâmica no domínio da frequência. De acordo com esta formulação, para determinar a função de coerência (C_{ij}) é preciso dividir o intervalo amostral de forma a obter o valor esperado através de médias. No caso, foi utilizado o método periodograma de Welch (metodologia descrita em Stoica e Moses (1997)). Diante do intervalo amostral disponível, optou-se em dividi-lo em duas partes, cinco amostras foram consideradas com sobreposição de 25%, permitindo calcular o valor esperado através de médias realizadas entre as mesmas. A Fig. 5.57 mostra os valores obtidos da função de coerência, entre os valores de flutuação de pressão, na frequência fundamental. Nota-se que os valores da função de coerência obtidos numericamente são significativamente mais elevados em comparação aos valores previstos experimentalmente por Casalino e Jacob (2003).

Analisando os resultados da correlação e coerência, mostrados nas Fig. 5.56 e Fig. 5.57, como já descrito acima, nota-se que o nível de sincronização do escoamento previsto pelas simulações numéricas são significativamente mais elevados em relação ao previsto experimentalmente por Casalino e Jacob (2003). Com o aumento do comprimento ao longo da envergadura ($L_s/D = 9,0$), a queda dos valores da função de coerência em função da distância tornou-se mais acentuada, indicando um escoamento menos sincronizado ao longo da envergadura,

Figura 5.57: Valores da função de coerência (C_{ij}) na frequência fundamental, obtidos ao longo do comprimento de envergadura do cilindro, da flutuação de pressão aerodinâmica ($\theta = 90^\circ$). Valores experimentais de Casalino e Jacob (2003). Número de Reynolds 22.000.

aproximando-se dos valores previstos experimentalmente. Ainda, avaliando quantitativamente os resultados obtidos, para o caso simulado com $L_s/D = 9,0$, o comprimento de coerência obtido através de uma função gaussiana ($\exp(-\Delta z^2/L_g(\omega)^2)$), que melhor se ajusta aos valores de coerência, foi de $L_g = 13,1D$. Já o valor obtido segundo o experimento realizado por Casalino e Jacob (2003) foi de $L_g = 6,6D$ (aproximação gaussiana dada pela curva experimental da Fig. 5.57). Por outro lado, pela definição da função de coerência dada pela expressão eq. (5.3), utilizada para correção acústica de Kato et al. (1993), o valor obtido foi de $L_g = 10,2D$. Em vista dos resultados obtidos, os comprimentos de L_s/D (em conjunto com a condição de periodicidade e resolução da malha) considerados nas simulações numéricas, ainda exercem uma influência na coerência do escoamento ao longo da envergadura, valores ainda mais elevados de L_s/D (mantendo pelo menos a mesma resolução de malha) devem contribuir para que o decaimento da coerência se aproximem dos correspondentes valores obtidos experimentalmente (tais simulações não foram realizadas devido à limitações dos recursos computacionais disponíveis). Por fim, há diversos fatores do experimento, não levados em conta na simulação numérica, que podem influenciar, em maior ou menor grau, no comportamento da correlação ou coerência do escoamento ao longo da envergadura, tais como o uso de placas paralelas para fixar as bordas laterais do cilindro (por exemplo, esse efeito é avaliado em Szepessy e Bearman (1992)).

Valores do comprimento característico de coerência (frequência fundamental, $\theta = 90^\circ$), do escoamento em torno de um cilindro, foram também obtidos numericamente (campo fluido-dinâmico resolvido segundo a metodologia LES) nos trabalhos de Boudet (2003) e Seo e Moon

(2007), porém considerando números de Reynolds mais elevados. Em Seo e Moon (2007), foi simulado um escoamento com número de Reynolds 46.000 com cilindro de comprimento $L_s/D = 3,0$. O comprimento característico de coerência (na frequência fundamental) obtido foi da ordem de $7D$. É possível que o uso de um curto comprimento do cilindro ao longo da envergadura de $L_s/D = 3,0$ tenha dificultado realizar a aproximação dos valores da função de coerência por uma função gaussiana, o que pode comprometer a precisão do cálculo do comprimento característico de coerência. Além disso, o baixo número de 30 volumes, utilizadas para discretização espacial do escoamento ao longo da envergadura, também pode ter exercido uma influência no cálculo do comprimento de coerência (note que as simulações numéricas aqui realizadas mostram que a resolução espacial da malha ao longo da envergadura afeta o cálculo do comprimento de coerência, vide Tab. 5.13, Tab. 5.15 e Fig. 5.57).

No trabalho de Boudet (2003), uma simulação do escoamento em torno de um cilindro com número de Reynolds 48.000 foi realizada com comprimento ao longo da envergadura de $L_s/D = 3,0$. O valor do comprimento característico de coerência ao longo da envergadura foi calculado em torno de $5D$, enquanto que o valor experimental obtido por Jacob et al. (2005) foi da ordem de $7D$. Da mesma forma como já descrito acima, o baixo número de 31 células computacionais utilizadas na discretização ao longo da envergadura, associado ao curto comprimento do cilindro de $L_s/D = 3,0$, pode ter comprometido a precisão do cálculo do comprimento de coerência.

Com relação à simulação numérica aqui realizada do escoamento com número Reynolds menor de 22.000 e $L_s/D = 9,0$, o valor obtido do comprimento de coerência da ordem de $\sim \mathcal{O}(10D)$ está coerente aos valores experimentais de $\sim \mathcal{O}(7D)$ previstos por Jacob et al. (2005) e Casalino e Jacob (2003), considerando que nos experimentos foi utilizado um comprimento do cilindro de $L/D = 30,0$. De acordo com a tendência de uma maior taxa de decaimento da coerência do escoamento (ao longo da envergadura) em função do aumento de L_s/D , prevista pelas simulações numéricas realizadas ($Re = 22.000$), o uso de um cilindro com comprimento ainda mais longo que $L_s/D = 9,0$, pode fazer com que o comprimento de coerência seja ainda menor, se aproximando ainda mais dos valores previstos experimentalmente da ordem de $\sim \mathcal{O}(7D)$.

5.4.3 Conclusões

Para avaliar o efeito de diferentes comprimentos ao longo da envergadura e resolução de malha tanto na simulação numérica do escoamento quanto na geração do ruído, considerou-se um escoamento com número de Reynolds mais baixo de 22.000 e número de Mach 0,06. No plano xy , duas resoluções de malha foram empregadas e ao longo da envergadura optou-se por três

comprimentos do cilindro de $3,0D$, $6,0D$ e $9,0D$, totalizando em cinco casos de simulação. Devido ao baixo número de Mach do escoamento, as simulações foram realizadas considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível. Os resultados da simulação numérica do escoamento mostraram que o nível da flutuação da força de sustentação é relativamente sensível à resolução da malha e ao comprimento ao longo da envergadura. Nota-se que para os casos simulados com resolução de malha mais baixa no plano xy e comprimentos ao longo da envergadura de $3,0D$ e $6,0D$, os valores da flutuação das forças de sustentação obtidos estavam de acordo com a faixa de valores prevista experimentalmente. Já para os casos com malha mais refinada no plano xy , os valores da flutuação das forças de sustentação obtidos foram mais elevados que os respectivos valores previstos experimentalmente. Desta forma, a simulação do escoamento realizada utilizando metodologia LES apresentou resultados particularmente sensíveis à malha utilizada e ao comprimento ao longo da envergadura. O fato dos resultados da simulação numérica concordarem ou não com os dados experimentais deve ser avaliado com cautela, podendo ser uma combinação dos efeitos de resolução de malha e comprimento ao longo da envergadura. Quanto ao cálculo do ruído, a superfície de integração FW-H foi considerada "on-body", ou seja, o ruído gerado no volume foi desprezado. Devido ao baixo número de Mach do escoamento, sua contribuição em relação ao total do ruído gerado é pouco significativa, como mostra os resultados já apresentados da simulação realizada considerando escoamento compressível (seção 5.3), o que está em acordo com a expressão geral dada pela eq. (3.19), seção 3.1.2. Os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007) foram utilizados para equiparar o ruído gerado da simulação numérica de menor comprimento ao longo da envergadura com o correspondente comprimento mais longo de $18,75D$ empregado no experimento de Casalino e Jacob (2003). Os espectros sonoros e os níveis de OASPL obtidos foram ligeiramente diferentes entre si para cada uma das cinco simulações numéricas consideradas, apesar da concordância com o padrão do espectro previsto experimentalmente por Casalino e Jacob (2003). Analisando os resultados, notou-se que as amplitudes de flutuação das forças de sustentação associados ao comprimento de coerência ao longo da envergadura foram os fatores que influenciaram mais significativamente os níveis de ruído gerado, o que está em acordo com a expressão eq. (4.9) de Leehey e Hanson (1971) deduzida da analogia de Curle. Ainda, comparando os resultados obtidos dos cinco casos considerados, apesar dos diferentes valores apresentados da flutuação da força de sustentação e do comprimento de coerência, seus efeitos no cálculo dos níveis de pressão sonora não são tão significativos do ponto de vista da precisão desejada em termos de níveis de pressão sonora. Por exemplo, para o valor experimental de Casalino e Jacob (2003) dado por $OASPL = 78,1 \text{ dB}$, os cinco diferentes casos apresentaram um valor mínimo de $74,6 \text{ dB}$ e máximo de $80,9 \text{ dB}$ (vide Tab. 5.17), ou seja, uma

diferença que pode chegar à 4 dB em relação ao valor experimental.

6 CONCLUSÃO

A equação de Ffwocs Williams & Hawkings foi utilizada para calcular o ruído gerado do escoamento ao redor de um cilindro. A proposta foi de calcular o som gerado do escoamento em torno de um cilindro com esteira tridimensional e turbulenta, particularmente na faixa de número de Reynolds de $1 \times 10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$, ou seja, no regime subcrítico que é caracterizado pela separação da camada limite no regime laminar. Diante da disponibilidade na literatura de dados experimentais da medição do ruído, considerou-se dois casos de simulação do escoamento ao redor de um cilindro: 1) Número de Reynolds 90.000 e número Mach 0,2; 2) Número de Reynolds 22.000 e número de Mach 0,06. O ruído gerado foi calculado pela formulação porosa de Ffwocs Williams & Hawkings (FW-H) tendo como fonte sonora a solução não-estacionária do escoamento em torno do cilindro.

Nas simulações numéricas realizadas considerando domínio computacional tridimensional, o campo fluido-dinâmico foi obtido resolvendo as equações de Navier-Stokes segundo a metodologia LES. Nas simulações considerando escoamento incompressível, a formulação porosa FW-H foi aplicada para uma superfície de integração coincidente à parede do cilindro (superfície "on-body"). Nestes casos, o ruído gerado no volume (fora da região circunscrita pela superfície FW-H) não foi levado em conta. Devido ao baixo número de Mach do escoamento, a contribuição do ruído gerado no volume é pouco significativa em relação ao total de ruído gerado, conforme mostra a eq. (3.19), seção 3.1.2, assim como os resultados apresentados da simulação realizada considerando escoamento compressível (vide seção 5.3). Os métodos de correção acústica de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007) foram empregados para equiparar o ruído gerado considerando um cilindro com comprimento ao longo da envergadura menor, utilizado nas simulações numéricas 3D, ao som obtido experimentalmente com cilindro de comprimento maior. O ruído calculado na posição do observador (campo afastado) acima do cilindro ($\theta = 90^\circ$) apresentou valores de SPL (nível de pressão sonora) reproduzindo o padrão (distribuição) do espectro previsto experimentalmente (destaca-se também um pico no valor de SPL na frequência correspondente à emissão de vórtices). Os níveis de ruído obtidos utilizando o método de correção acústica de Kato et al. (1993) foram ligeiramente menores que os níveis

obtidos considerando a correção acústica de Seo e Moon (2007). O método de Kato et al. (1993) é baseado em uma formulação ad-hoc que considera uma perfeita coerência do escoamento ao longo da envergadura até uma determinada distância denominada de comprimento de coerência e para distâncias maiores a correção é feita considerando escoamento não correlacionado. Já a formulação de Seo e Moon (2007) é deduzida na hipótese de que a coerência entre os valores da flutuação de pressão ao longo da envergadura decai segundo uma formulação gaussiana que, por sua vez, é regida segundo um determinado comprimento de coerência. Assim, em ambas as formulações, para o cálculo da correção acústica, é utilizado um valor de comprimento de coerência que é determinado com base nos resultados obtidos da própria simulação numérica. Desta forma, os valores de correção acústica aplicados são dependentes do comportamento do escoamento previsto pelas simulações numéricas, em particular, quanto à coerência do escoamento ao longo da envergadura. Para avaliar o efeito do comprimento ao longo da envergadura e da resolução de malha no cálculo do ruído, cinco casos foram simulados considerando um escoamento com número de Reynolds 22.000. Os resultados mostraram que a amplitude da flutuação da força de sustentação assim como o comprimento de coerência são sensíveis tanto à resolução de malha quanto aos comprimentos ao longo da envergadura utilizados. De fato, à medida que o comprimento ao longo da envergadura aumenta, o cálculo do comprimento de coerência torna-se mais representativo, pois facilita o ajuste da função de coerência pela formulação gaussiana e a própria coerência do escoamento assim como a flutuação da força de sustentação sofrem menos influência das laterais do domínio computacional onde condições de periodicidade foram aplicadas. Para um cálculo representativo do comprimento de coerência ou correção acústica associado aos valores obtidos da amplitude de flutuação da força de sustentação, os resultados tanto do campo fluidi-dinâmico quanto do ruído, sugerem, em princípio, utilizar um comprimento de envergadura, pelo menos, igual ou maior que $9,0D$ e uma resolução de malha no mínimo equivalente à mais refinada considerada nas simulações. No entanto, seu custo computacional seria muito elevado, não sendo viável diante dos recursos computacionais atualmente disponíveis.

De acordo com os resultados obtidos, o uso da formulação porosa de FW-H cujas fontes sonoras são obtidas pela solução não-estacionária do escoamento, resolvido segundo a metodologia LES, mostrou ser adequada para o cálculo do ruído considerando um escoamento tridimensional em torno de um cilindro no regime subcrítico ($Re = 22.000$ e $Re = 90.000$), podendo reproduzir resultados equivalentes aos previstos experimentalmente (considera-se observador no campo afastado). Apesar das simulações numéricas 3D do escoamento considerarem apenas parte das tridimensionalidades, os métodos de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007) mostraram ser adequados para corrigir os níveis de pressão sonora devido ao maior comprimento

do cilindro considerado nos experimentos. Além disso, os próprios métodos de correção acústica através das funções de coerência e comprimentos de coerência mostraram de que forma a tridimensionalidade do escoamento, do ponto de vista da sincronização ou coerência ao longo da envergadura, podem afetar a geração do ruído. Conforme a formulação porosa de FW-H utilizada para o cálculo do ruído, a distribuição e nível do espectro sonoro são diretamente dependentes do comportamento do escoamento obtido pelas simulações numéricas. Em acordo com a eq. (4.9) de Leehey e Hanson (1971), deduzida da analogia de Curle, os resultados mostraram que os níveis de flutuação da força de sustentação associados à coerência do escoamento ao longo da envergadura foram os parâmetros fluido-dinâmicos mais relevantes no cálculo dos níveis de ruído gerado.

Esta tese vem a contribuir na literatura para mais uma investigação numérica do cálculo do ruído gerado pelo escoamento 3D ao redor de um cilindro no regime subcrítico. Conforme citado na seção 4.2.1, poucas referências são encontradas no tema de ruído gerado pelo escoamento tridimensional ao redor de um cilindro. Estas referências não permitem estabelecer uma avaliação conclusiva ou fechada, tanto do ponto de vista das simulações numéricas realizadas quanto do cálculo do ruído. Por exemplo, uma investigação da influência da tridimensionalidade com respeito à discretização espacial ao longo da envergadura não foi considerada nas respectivas referências. Desta forma, esta tese contribuiu com uma investigação mais completa e detalhada da metodologia (analogia acústica) de cálculo do ruído gerado, associada à solução não-estacionária do escoamento 3D ao redor de um cilindro, considerando a faixa de número de Reynolds do regime subcrítico ($1 \times 10^4 < Re < 1,5 \times 10^5$), tendo realizado com êxito tal investigação.

7 FUTUROS TRABALHOS

Para futuros trabalhos, sugere-se a realização de simulações 3D considerando comprimento do cilindro ao longo envergadura ainda maiores. Desta forma, poder-se-á aprimorar ainda mais os estudos dos efeitos da tridimensionalidade, do ponto de vista da coerência do escoamento ao longo da envergadura, no cálculo do espectro sonoro assim como avaliar mais criteriosamente a validade dos métodos de correção de Kato et al. (1993) e Seo e Moon (2007). Além disso, níveis de resolução de malha ainda mais elavados, que também está atrelada à aplicação da metodologia LES, podem ser considerados de forma a verificar mais conclusivamente a sua influência nos resultados tanto do campo fluido-dinâmico quanto acústico. Sugere-se também a realização de simulações 3D considerando escoamento compressível utilizando diferentes superfícies de integração FW-H externas ("off body") permitindo melhor avaliar os efeitos do ruído gerado no volume, particularmente, na esteira do cilindro. Uma abordagem ainda pouco explorada na literatura é o cálculo do ruído levando em conta diferentes direções do que $\theta = 90^\circ$. Na direção oblíqua ao escoamento, efeitos do ruído da esteira ou das forças de arrasto podem ser mais significativos, ainda que menos relevantes que o ruído devido à flutuação das forças de sustentação, conforme mostram os resultados experimentais de Casalino e Jacob (2003) e numéricos de Perot et al. (2003). Por fim, pode-se aplicar outros métodos numéricos que têm se mostrado eficientes (custo computacional) para aplicações em aeroacústica com uso da metodologia LES, principalmente para o cálculo do escoamento considerando os efeitos de compressibilidade e propagação sonora indicados para os casos com superfície de integração FW-H externas ("off body"). Pode-se citar os métodos de alta ordem, tais como o esquema de diferenças finitas, por exemplo, de Hu, Hussaini e Manthey (1996), o método de Galerkin descontínuo (MAVRILIS et al., 2009) e o método de elementos espectrais (KARNIADAKIS; SHERWIN, 1997). Além disso, pode-se utilizar o método Lattice Boltzmann, cuja formulação é baseada nas equações de Boltzmann, que tem se mostrado bastante eficiente para aplicações em aeroacústica (conforme já mencionado no final da seção 2.1).

REFERÊNCIAS

- ACHENBACH, E. Distribution of local pressure and skin friction in cross flow around a circular cylinder up to $Re = 5 \times 10^6$. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 34, p. 625–639, 1968.
- ANDERSON JR, J. D. *Fundamentals of Aerodynamics*. 3. ed. New York, NY: McGraw-Hill, 2001.
- BAILLY, C.; JUVE, D. Numerical solution of acoustic propagation problems using linearized euler equations. *AIAA Journal*, v. 38, n. 1, p. 22–29, 2000.
- BAILLY, C.; LAFON, P.; CANDEL, S. Far field boundary conditions for compressible flows. *Journal of Computational Physics*, v. 48, n. 2, p. 182–199, 1982.
- BATTEN, P.; GOLDBERG, U.; CHAKRAVARTHY, S. LNS - an approach towards embedded LES. In: *40th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: Paper AIAA 2002-0427, 2002.
- BECHARA, W.; BAILLY, C.; LAFON, P.; CANDEL, S. M. Stochastic approach to noise modeling for free turbulent flows. *AIAA Journal*, v. 32, n. 3, p. 815–844, 1994.
- BILLSON, M.; ERIKSSON, L.; DAVIDSON, L. Jet noise prediction using stochastic turbulence modeling. In: *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Hilton Head, South Caroline: Paper AIAA 2003-3282, 2003.
- BISTAFA, S. R. *Acústica aplicada ao controle do ruído*. 1. ed. São Paulo-SP: Ed. Edgard Blucher, 2006.
- BLAKE, W. K. *Mechanism of flow-induced sound and vibration*. v. 1. Orlando, Florida: Academic Press, Inc., 1986.
- BLEVINS, R. D. *Flow Induced Vibration*. 2. ed. Malabar, Florida: Krieger Publ. Co., 1990.
- BOUDET, J. *Approches numerique pour la simulation du bruit a large bande en vue de l'application aux turbomachines*. Tese (Doutorado) — Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- BOUDET, J.; CASALINO, D.; JACOB, M. C.; FERRAND, P. Prediction of sound radiated by a rod using large eddy simulation. In: *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Hilton Head, South Caroline: Paper AIAA 2003-3217, 2003.
- BRENTNER, K. S. Prediction of helicopter discrete frequency rotor noise - a computer program incorporating realistic blade motions and advanced formulation. NASA TM 87721, 1986.
- BRENTNER, K. S. An efficient and robust method for predictiong helicopter high-speed impulsilve noise. *Journal of Sound and Vibration*, v. 203, n. 1, 1997.

BRENTNER, K. S.; FARASSAT, F. Analytical comparison of the acoustic analogy and kirchhoff formulations for moving surfaces. *AIAA Journal*, v. 36, n. 8, 1998.

BRENTNER, K. S.; FARASSAT, F. Modeling aerodynamically generated sound of helicopter rotors. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 39, n. 2-3, 2003.

BRÉS, G. A.; PEROT, F.; FREED, D. A ffowcs williams-hawkings solver for lattice-boltzmann based computational aeroacoustics. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Stockholm, Sweden: Paper AIAA 2010-3711, 2010.

BREUER, M. A challenging test case for large eddy simulation: high reynolds number circular cylinder flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 21, p. 648–654, 2000.

CANTWELL, B.; COLES, D. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 136, p. 321–374, 1983.

CARIDI, D. *Industrial CFD simulation of aerodynamic noise*. Tese (Doutorado) — Università degli Studi di Napoli Federico II, 2008.

CASALINO, D. An advanced time approach for acoustic analogy predictions. *Journal of Sound and Vibration*, v. 261, n. 4, p. 583–612, 2003.

CASALINO, D.; JACOB, M. Prediction of aerodynamic sound from circular rods via spanwise statistical modelling. *Journal of Sound and Vibration*, v. 262, n. 4, p. 815–844, 2003.

CASALINO, D.; JACOB, M. Aircraft noise reduction technologies: a bibliographic review. *Aerospace Science and Technology*, v. 12, n. 1, p. 1–17, 2008.

CHEN, H. C.; PATEL, V. C. Near-wall turbulence models for complex flows including separation. *AIAA Journal*, v. 26, n. 6, 1988.

CHEN, S.; DOOLEN, G. Lattice boltzmann method for fluid flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 30, p. 329–364, 1998.

COLONIUS, T.; LELE, S. K. Computation aeroacoustics: progress on linear problems of sound generation. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 40, n. 6, p. 345–416, 2004.

COLONIUS, T.; LELE, S. K.; MOIN, P. Boundary conditions for direct computation of aerodynamic sound generation. *AIAA Journal*, v. 31, n. 9, p. 1574–1582, 1993.

COX, J. S.; BRENTNER, K. S.; RUMSEY, L. Computation of vortex shedding and radiated sound for a circular cylinder: subcritical to transcritical reynolds numbers. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, v. 12, n. 4, p. 233–253, 1998.

CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, I: General theory. *Proceedings of the Royal Society, A23*, p. 505–514, 1955.

DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 41, p. 453–480, 1970.

DI FRANCESCANTONIO, P. A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *Journal of Sound and Vibration*, v. 202, n. 4, 1997.

- DOOLAN, C. J. Aeroacoustic simulation of bluff body noise using a hybrid statistical method. In: *Proceedings of ACOUSTICS 2009*. Adelaide: [s.n.], 2009.
- DOWLING, A. P.; FFWOCS WILLIAMS, J. E. *Sound and Sources of Sound*. West Sussex: Ellis Horwood Limited, 1983.
- DOWLING, A. P.; HYNES, T. Towards a silent aircraft. *The Aeronautical Journal*, v. 110, p. 487–494, 2006.
- ESDU. An introduction to aircraft noise. *ESDU 02020*, dezembro, 2002.
- EWERT, R.; SCHRODER, W. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. *Journal of Computational Physics*, v. 188, n. 2, p. 365–398, 2003.
- FARASSAT, F. Linear acoustic formulas for calculation of rotating blade noise. *AIAA Journal*, v. 19, n. 9, p. 1122–1130, 1981.
- FARASSAT, F. Derivation of formulations 1 and 1A of farassat. NASA TM-2007-214853, 2007.
- FFWOCS WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, A264, n. 1151, p. 321–342, 1969.
- FLUENT. *Fluent 13.0 Theory Guide*. Fluent Help Documentation: ANSYS FLUENT, 2011.
- FROHLICH, J.; VON TERZI, D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 44, p. 349–377, 2008.
- GARNIER, E.; ADAMS, N.; SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for Compressible Flows*. New York: Springer, 2009.
- GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A*, v. 3, n. 7, p. 1760–1765, 1991.
- GERRARD, J. H. Measurement of the sound from circular cylinder in an air stream. *Proceedings of the physical society. Section B*, v. 68, n. 7, p. 453–461, 1955.
- GILES, M. B. Nonreflecting boundary conditions for euler equations calculations. *AIAA Journal*, v. 28, n. 12, p. 119–146, 1990.
- GOLDSTEIN, M. E. *Aeroacoustics*. Estados Unidos: McGraw-Hill, 1976.
- GOLDSTEIN, M. E. A generalized acoustic analogy. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 488, p. 315–333, 2003.
- GOLDSTEIN, M. E.; ROSENBAUM, B. Effect of anisotropic turbulence on aerodynamic noise. *Journal of the Acoustical Society of America*, v. 54, n. 3, p. 630–645, 1973.
- HARDIN, J. C.; POPE, D. S. An acoustic/viscous splitting technique for computational aeroacoustics. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, v. 6, n. 5-6, 1994.
- HIRSCH, C. *Numerical Computation of Internal and External Flows*. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 1990.

- HOSDER, S. *Clean Wing Airframe Noise Modeling for Multidisciplinary Design and Optimization*. Tese (Doutorado) — Virginia Polytechnic Institute and State University, Estados Unidos, 2004.
- HOWE, M. S. *Theory of Vortex Sound*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2003.
- HU, F. Q. A stable, perfectly matched layer for linearized euler equations in unsplit physical variables. *Journal of Computational Physics*, v. 173, n. 2, p. 455–480, 2001.
- HU, F. Q. Absorbing boundary conditions. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, v. 18, n. 6, p. 513–522, 2004.
- HU, F. Q.; HUSSAINI, M. Y.; MANTHEY, J. L. Low dissipation and low dispersion runge kutta schemes for computational acoustics. *Journal of Computational Physics*, v. 124, n. 1, p. 177–191, 1996.
- HUNT, J. C. R.; WRAY, A.; MOIN, P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center of Turbulent Report*, CTR-S88, p. 193–208, 1988.
- ICAO. Aviation and environmental experts recommend stricter noise standards and emissions procedures. *ICAO news realease*, 2001.
- IKEDA, M.; TAKAISHI, T. Perforated pantograph horn aeolian tone suppression mechanism. *Quaterly Report of Railway Technical Research Institute*, v. 45, n. 3, p. 169–174, 2004.
- INOUE, O.; HATEKEYAMA, N. Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 471, p. 285–314, 2002.
- ISSA, R. I. Solution of implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting. *Journal of Computational Physics*, v. 62, n. 1, p. 40–65, 1986.
- JACOB, M. C.; BOUDET, J.; CASALINO, D.; MICHARD, M. A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modeling. *Theoretical and computational fluid dynamics*, v. 19, n. 3, p. 171–196, 2005.
- KARNIADAKIS, G. E.; SHERWIN, S. J. *Spectral/hp Element Methods for CFD, Numerical Mathematics and Scientific Computing*. New York: Oxford University Press, 1997.
- KATO, C.; LIDA, A.; FUJITA, H.; IKEGAWA, M. Numerical prediction of aero noise from low mach number turbulent wake. In: *31st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: Paper AIAA 1993-0145, 1993.
- KHAVARAN, A.; BRIDGES, J. Modelling of fine-scale turbulence mixing noise. *Journal of Sound and Vibration*, v. 279, n. 3-5, p. 1131–1154, 2005.
- KHORRAMI, M. R.; LOCKARD, D. P. Effects of geometric details on slat noise generation and propagation. In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Cambridge, Massachusetts: Paper AIAA 2006-2664, 2006.
- KIM, S. Large eddy simulation using an unstructured mesh based finite-volume solver. In: *34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. Portland, Oregon: Paper AIAA 2004-2548, 2004.

- KIM, S.; DAI, Y.; KOUTSAVDIS, E. K.; SOVANI, S.; KADAM, N. A.; RAVURI, M. R. A versatile implementation of acoustic analogy based noise prediction method in a general-purpose CFD code. In: *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Hilton Head, South Caroline: Paper AIAA 2003-3202, 2003.
- KIM, S.; MOHAN, L. S. Prediction of unsteady loading on a circular cylinder in high reynolds number flows using large eddy simulation. In: *24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE 2005)*. Halkidiki, Greece: OMAE2005-67044, 2005.
- KIM, S. E. Large eddy simulation of turbulent flow past a circular cylinder in subcritical regime. In: *44th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: Paper AIAA 2006-1418, 2006.
- KIM, S. E.; MARKOV, B. An implicit fractional-step method for efficient transient simulation of incompressible flows. In: *17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*. Toronto: Paper AIAA 2005-5253, 2005.
- KINSLER, L. E.; FREY, A. R.; COPPENS, A. B.; SANDERS, J. V. *Fundamentals of acoustics*. 4. ed. Nova Iorque: John Wiley & Sons, 2000.
- KOSLOFF, R.; KOSLOFF, D. Absorbing boundaries for wave propagation problems. *Journal of Computational Physics*, v. 63, n. 2, p. 363–376, 1986.
- KRAVCHENKO, A. G.; MOIN, P. Numerical studies of flow over a circular cylinder $Re=3900$. *Physics of Fluids*, v. 12, n. 2, p. 403–417, 2000.
- LARSSON, J. *Computational aero acoustics for vehicle applications*. Tese (Doutorado) — Chalmers Univiverty of Technology, 2002.
- LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 3, p. 269–289, 1974.
- LEAL, R. G. *Simulação numérica do escoamento transônico turbulento ao redor de um cilindro*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Brasília, 2006.
- LEEHEY, P.; HANSON, C. E. Aeolian tones associated with resonant vibration. *Journal of Sound and Vibration*, v. 13, n. 4, p. 465–183, 1971.
- LEONARD, B. P. The ultimate conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 88, p. 17–74, 1991.
- LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically, I: general theory. *Proceedings of the Royal Society*, A221, p. 564–587, 1952.
- LILLEY, G. M. On the noise from air jets. AGARD CP 131. v. 13.1-13.12, 1974.
- LILLY, D. K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: *Proceddings of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Science*. Yorktown Heights, New York: [s.n.], 1967. p. 195.

- LILLY, D. K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. *Physics of Fluids*, v. 4, n. 3, p. 633–635, 1992.
- LOCKARD, D. P.; CASPER, J. H. Permeable surface corrections for Ffowcs Williams and Hawkings integrals. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Monterey, California: Paper AIAA 2005-2995, 2005.
- LOCKARD, D. P.; KHORRAMI, M. R.; CHOUDHARI, M. M. Tandem cylinder noise predictions. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Rome, Italy: Paper AIAA 2007-3450, 2007.
- LYRINTZIS, A. S. Review: the use of Kirchhoff's method in computational aeroacoustics. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, v. 116, n. 4, p. 665–676, 1994.
- LYRINTZIS, A. S. Surface integral methods in computational aeroacoustics-from the (CFD) near-field to the (acoustic) far-field. *International Journal of Aeroacoustics*, v. 2, n. 2, p. 95–128, 2003.
- MAIRIE, S.; RICOT, D.; SAGAUT, P. Comparison between lattice boltzmann method and navier-stokes high order schemes for computational aeroacoustics. *Journal of Computational Physics*, v. 228, n. 4, p. 1056–1070, 2009.
- MALISKA, C. R. *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional*. Rio de Janeiro, RJ: LTC Editora S.A., 2004.
- MAVRIPLIS, D.; NASTASE, C.; SHAHBAZI, K.; WANG, L.; BURGESS, N. Progress in high-order discontinuous galerkin methods for aerospace applications. In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit with New Horizons Forum*. Orlando, Florida: Paper AIAA 2009-601, 2009.
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.
- MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. In: *Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*. Antalya, Turkey: Begell House, Redding, CT., 2003. p. 625–632.
- MOIN, P.; MAHESH, K. Direct numerical simulation: a tool in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 30, p. 539–578, 1998.
- NORBERG, C. Ldv-measurements in the near wake of a circular cylinder. In: *Conference on Bluff Body Wakes and Vortex Induced Vibrations*. Washington, D.C.: ASME Fluids Engineering Division, 1998.
- NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: Review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, n. 1, p. 57–96, 2002.
- PANDYA, S. A.; VENKATESWARAN, S.; PULLIAM, T. H. Implementation of dual-time procedures in overflow. Technical Report AIAA 2003-3240. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2003.
- PATANKAR, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Washington, DC: Hemisphere, 2004.

PEROT, F. *Calcul du Rayonnement Acoustique d'écoulements turbulents base sur des analogies acoustiques couplees aux simulations aerodynamiques instationnaires*. Tese (Doutorado) — Ecole Centrale de Lyon, 2004.

PEROT, F.; AUGER, J. M.; GIARDI, H.; GLOERFELT, X.; BAILLY, C. Numerical prediction of the noise radiated by a cylinder. In: *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Hilton Head, South Caroline: Paper AIAA 2003-3240, 2003.

PEROT, F.; AUGER, J. M.; GIARDI, H.; BAILLY, C.; JUVE, D. Computational of the noise genetared by low Mach number flows around a cylinder and a wall-mounted galf-cylinder. In: *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. Manchester, UK: Paper AIAA 2004-2859, 2004.

PHILLIPS, O. M. The intensity of aeolian tones. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 1, p. 607–624, 1956.

POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.

RAYLEIGH, J. W. S. Acoustical observations II. *Philosophical Magazine Series 5*, v. 7, n. 42, p. 149–162, 1879.

REVELL, J. D.; PRYDZ, R. A.; HAYS, A. P. Experimental study of airframe noise vc. drag relationship for circular cylinders. Lockheed Report 28074. Final Report NASA Contract NAS1-14403, 1977.

RIBNER, H. S. Quadrupole correlations governing the pattern of jet noise. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 38, n. 1, p. 1–24, 1969.

ROE, P. L. Characteristic based schemes for the euler equations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 18, p. 337–365, 1986.

SAELIM, N.; ROCKWELL, D. Near-wake of a cylinder in the range of shear layer transition. *Submetido para Physics of Fluids*, Não publicado, Disponível em: <<https://fp2.cc.lehigh.edu/influid/albumsection4c.asp>>, 2004.

SEO, J. H.; MOON, Y. J. Aerodynamic noise prediction for long-span bodies. *Journal of Sound and Vibration*, v. 306, p. 564–579, 2007.

SHIH, T. H.; LION, W. W.; SHABBIR, A.; YANG, Z.; ZHU, J. A new k-epsilon model eddy-viscosity model for high Reynolds number flows: Model development and validation. *Computers & Fluids*, v. 24, n. 3, p. 227–238, 1994.

SHUR, M.; SPALART, P. R.; SQUIRES, K. D.; STRELETS, M.; TRAVIN, A. Three dimensionality in reynolds-averaged navier-stokes solutions around two-dimensional geometries. *AIAA Journal*, v. 43, n. 6, p. 1230–1242, 2005.

SILVA, C. R. I.; ALMEIDA, O. Numerical and empirical approaches for jet noise reduction: invesigation of co-flow effects. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Miami, Florida: Paper AIAA 2009-3405, 2009.

SINGER, M.; GUO, Y. Development of computational aeroacoustics tools for airframe noise calculations. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, v. 18, n. 6, p. 455–469, 2004.

- SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Monthly Weather Review*, v. 91, n. 3, p. 99–164, 1963.
- SPALART, P. R. Detached-eddy simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 41, p. 181–202, 2009.
- SPALART, P. R.; ALLMARAS, S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *La Recherche Aerospatiale*, v. 1, p. 5–21, 1994.
- SPALART, P. R.; DECK, S.; SHUR, M. L.; SQUIRES, K. D.; STRELETS, M. K.; TRAVIN, A. K. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, v. 20, p. 181–195, 2006.
- SPALART, P. R.; JOU, W. H.; STRELETS, M.; ALLMARAS, S. R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on the hybrid RANS/LES approach, Advances in DNS/LES. In: *Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES*. Ruston: [s.n.], 1997. Louisiana Tech University: Greyden Press.
- SPALART, P. R.; SHUR, M. L.; STRELETS, M. K.; TRAVIN, A. K. Towards noise prediction for rudimentary landing gear. *Procedia Engineering, IUTAM Symposium on Computational Aero-Acoustics for Aircraft Noise Prediction*, v. 6, p. 283–292, 2010.
- STOICA, P.; MOSES, R. L. *Introduction to Spectral Analysis*. Upper Saddle River, New Jersey: Prentice-Hall, 1997.
- STROUHAL, V. Über eine besondere art der tonnerregung. *Annalen der Physik und Chemie (Leipzig)*, v. 3, n. 5, p. 216–251, 1878.
- SZEPESY, S.; BEARMAN, P. W. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 234, p. 191–217, 1992.
- TAM, C. K. W. Computational aeroacoustics: an overview of computational challenges and applications. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, v. 18, n. 6, p. 547–567, 2004.
- TAM, C. K. W.; HARDIN, J. C. Second computational aeroacoustics (CAA) workshop on benchmark problems. *NASA CP-3352*, 1997.
- TAM, C. K. W.; WEBB, J. C. Dispersion-relation-preserving finite-difference schemes for computational acoustics. *Journal of Computational Physics*, v. 107, n. 2, p. 262–281, 1993.
- TANG, K. *Numerical simulation of flow-induced noise by means of the hybrid method with LES and aeroacoustics analogy*. Tese (Doutorado) — Universität Siegen, 2004.
- THOM, A. The flow past circular cylinder at low speeds. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, A141, p. 651–669, 1933.
- THOMPSON, K. W. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *Journal of Computational Physics*, v. 68, n. 1, p. 1–24, 1987.
- TRAVIN, A.; SHUR, M.; STRELETS, M.; SPALART, P. Detached-eddy simulations past a circular cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 63, p. 293–313, 1999.

TRICHET, P. *Etude de l'écoulement autour d'un cylindre et de son sillage proche*. Tese (Doutorado) — Université Paul Sabatier de Toulouse, 1975.

TURKEL, E.; VATSA, V. N. Choice of variables and preconditioning for time dependent problems. In: *16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*. Orlando, Florida: Paper AIAA 2003-3692, 2003.

VANDER KOI, J. T. *An experimental study of Aeolian tones and trailing edge noise*. Dissertação (Mestrado) — University of Twente, 2006.

VANDYKE, M. *An album of fluid motion*. Stanford, California: The Parabolic Press, 1982.

VAN LEER, B. Toward the ultimate conservative difference scheme. iv. a second order sequel to godunov's method. *Journal of Computational Physics*, v. 32, p. 101–136, 1979.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. 2. ed. Harlow, England: Pearson Education Ltd., 2007.

WAGNER, C. A.; HUTTL, T.; SAGAUT, P. *Large-Eddy Simulation for Acoustics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007.

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

WEST, G. S.; APELT, C. J. Measurements of fluctuating pressures and forces on a circular cylinder in the reynolds number range 10 to 2.5×10^5 . *Journal of Fluids and Structures*, v. 7, n. 3, p. 227–244, 1993.

WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 1998.

WILLIAMSON, C. H. K. The natural and forced formation of spot-like 'vortex dislocations' in the transition of a wake. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 243, p. 393–441, 1992.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 28, p. 447–539, 1996.

WOLFSHTEIN, M. The velocity and temperature distribution in one-dimension flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 12, n. 3, p. 301–318, 1969.

ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow around circular cylinders - Volume I: Fundamentals*. New York: Oxford University Press, 1997.

APÊNDICE A – MODELAGEM DE TURBULÊNCIA

Neste apêndice, são descritos resumidamente as formulações, parâmetros utilizados e conceitos básicos relativos às metodologias aplicadas às equações de Navier-Stokes para lidar com a turbulência denominadas RANS (seção A.1) e LES (seção A.2), abordados nesta tese.

A.1 Metodologia RANS

Nesta seção, são apresentados os conceitos básicos que definem a metodologia RANS ("Reynolds Average Navier Stokes equations") aplicadas às equações de Navier-Stokes para lidar com a turbulência considerando escoamento incompressível. Em seguida, as formulações consideradas nos modelos de turbulência k - ε , k - ω e k - ω SST são descritas de forma sucinta. Posteriormente, discute-se brevemente em que condições pode-se utilizar a metodologia URANS, relativo ao uso da metodologia RANS resolvendo o escoamento em regime transiente, ou seja, considera-se no cálculo a variação temporal do escoamento não relacionada à turbulência. Finalmente, modelos específicos e estratégias que levam em conta a presença de paredes são brevemente discutidas.

Através do estudo do comportamento dos escoamentos turbulentos, nota-se que suas grandezas físicas (tais como pressão e velocidade) podem ser decompostas em um valor médio (no tempo) mais uma flutuação de natureza randômica (com média zero). A parcela associada às flutuações randômicas (temporais) é representada estatisticamente pelo seu valor eficaz ("root mean square", RMS). Decompondo a velocidade, u_i , e a pressão, p , por suas respectivas parcelas média (indicada em letra maiúscula) e flutuante (indicada pelo sobrescrito ') tem-se:

$$u_i(x_i, t) = U_i(x_i, t) + u'_i(x_i, t) \quad (\text{A.1a})$$

$$p(x_i, t) = P(x_i, t) + p'(x_i, t) \quad (\text{A.1b})$$

Substituindo as respectivas parcelas média e flutuante da velocidade e da pressão nas equações de Navier-Stokes (eq. (3.29)) e aplicando uma média nas equações tem-se (WILCOX, 1998):

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (A.2a)$$

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu S_{ji} - \rho \overline{u'_j u'_i}) \quad (A.2b)$$

A eq. (A.2) acima é conhecida como equações de Navier-Stokes com média de Reynolds. Essa metodologia é então denominada de RANS oriunda da língua inglesa pelo nome "Reynolds Average Navier Stokes equations", ou seja, equações de Navier-Stokes com média de Reynolds. O termo $\rho \overline{u'_j u'_i}$ é conhecido como tensor de Reynolds e é, a priori, não conhecido. A barra superior indica o valor médio (temporal) de $u'_j u'_i$ que não é zero devido ao produto das parcelas flutuantes. Como o tensor é simétrico, há seis novas incógnitas e o problema não é mais fechado (mais incógnitas que equações). Até o momento nenhuma modelagem ou hipótese foi feita. Os modelos de turbulência RANS se referem a modelagem do tensor de Reynolds que não é, em principio, conhecido. Neste tese, os modelos de turbulência RANS considerados se baseiam na hipótese de Boussinesq, em que o tensor de Reynolds (τ_{ij}^t) é admitido ser proporcional ao tensor taxa de deformação do escoamento médio (S_{ij}), em analogia a definição da tensão de cisalhamento. Segundo Versteeg e Malalasekera (2007), tem-se:

$$\tau_{ij}^t = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (A.3)$$

onde $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ é a energia cinética turbulenta por unidade de massa e μ_t é a viscosidade turbulenta. Desta forma, a resolução do problema resume-se em obter μ_t e k , o que permite calcular as velocidades e pressões médias do escoamento.

Nos modelos de turbulência RANS, procura-se em geral modelar o valor μ_t relacionando-o a grandezas físicas ou propriedades do escoamento que podem ser calculadas com uso de equações adicionais de transporte. No modelo de turbulência k - ε de Launder e Spalding (1974), μ_t é dado por:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (A.4)$$

onde C_μ é uma constante adimensional e ε é a taxa de dissipação de k . Assim, o modelo possui duas equações adicionais de transporte, uma para k e outra para ε . As equações de transporte não são aqui apresentadas, mas são descritas em Versteeg e Malalasekera (2007).

No modelo k - ω de Wilcox (1998), μ_t é modelado segundo a seguinte expressão:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (\text{A.5})$$

onde $\omega = \varepsilon/k$ é uma propriedade escalar do escoamento com dimensão de frequência [s^{-1}], também chamado de frequência de turbulência. Neste modelo, há uma equação de transporte para k e outra para ω . Novamente, as equações de transporte não são aqui apresentadas, mas são descritas na referência Versteeg e Malalasekera (2007).

Os modelos k - ε e k - ω são modelos de duas equações, pois há duas equações adicionais de transporte. Já o modelo *Spalart-Allmaras* (S-A), de Spalart e Allmaras (1994), é uma proposta de um modelo de custo computacional mais baixo com apenas uma equação adicional de transporte. Neste modelo, μ_t é relacionado a uma propriedade escalar:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (\text{A.6})$$

onde $\tilde{\nu}$ é um parâmetro que representa uma viscosidade cinemática turbulenta e $f_{\nu 1}$ é uma função de amortecimento que leva em conta os efeitos da parede. A função de amortecimento é ajustada de modo a tender a zero na parede e tender a um, à medida que o número de Reynolds aumenta, ou seja, nas regiões mais afastadas da parede. Neste caso, só há uma equação de transporte para $\tilde{\nu}$, que também não é mostrada aqui, mas é descrita em Versteeg e Malalasekera (2007). Não há necessidade de uma equação de transporte para k , pois o termo $2/3 \rho k \delta_{ij}$, da eq. (A.3), não é utilizado neste modelo. De fato, o efeito do termo $2/3 \rho k \delta_{ij}$ é incorporado indiretamente em $f_{\nu 1}$ e $\tilde{\nu}$.

Conforme descrevem Versteeg e Malalasekera (2007), o modelo k - ω tem apresentado boa performance para resolver o escoamento na região da camada limite, porém os seus resultados são normalmente dependentes das condições de entrada, o que é indesejável no cálculo aerodinâmico de escoamentos externos. Já o modelo k - ε mostrou-se ser pouco dependente das condições de entrada do escoamento (maior robustez), porém os seus resultados são pouco satisfatórios no cálculo do escoamento em regiões próximas a paredes com gradiente adverso de pressão. Assim, Menter (1994) propôs um modelo híbrido que combinasse as vantagens dos

modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$. O modelo permite uma transformação gradual do modelo $k-\omega$ nas regiões próximas às paredes, para o modelo $k-\varepsilon$, à medida que se afastada das mesmas, onde o escoamento é completamente turbulento. Além disso, conforme Menter (1994), a definição de μ_t é modificada para levar em conta os efeitos do transporte da principal componente da tensão de cisalhamento turbulenta ($\overline{\rho u'v'}$) na região da camada limite (principalmente sob gradiente adverso de pressão), o que dá o nome ao modelo de $k-\omega$ *SST*, isto é, "Shear Stress Transport" (transporte da tensão de cisalhamento turbulenta). O valor de μ_t , já considerando as modificações propostas por Menter, Kuntz e Langtry (2003), é dado como segue:

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, |S| F_2)} \quad (\text{A.7})$$

onde a_1 é uma constante adimensional, $|S| = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$ e F_2 é uma função de mistura ("blending function"). Essa nova formulação visa também limitar o valor de μ_t para melhorar o desempenho do modelo no cálculo de escoamentos com esteira e gradiente adverso de pressão (Versteeg e Malalasekera (2007)). Além disso, as equações de transporte para k e ω foram ligeiramente modificadas para permitir uma transição suave e adequada entre o modelo $k-\omega$ e o modelo $k-\varepsilon$. As equações de k e ω do modelo $k-\omega$ *SST* não são aqui apresentadas, mas são descritas em Menter, Kuntz e Langtry (2003).

A.1.1 Considerações para uso da metodologia URANS

Existem situações em que o escoamento médio varia com o tempo, não sendo essa variação de natureza turbulenta (por exemplo, esteira de vórtices gerada pelo escoamento através de um corpo rombudo). Neste caso, a média temporal de uma grandeza física qualquer (velocidade ou pressão), aplicada segundo a metodologia RANS, não pode ser feita para um intervalo de tempo T tendendo ao infinito, pois implicaria em ignorar a variação temporal do escoamento médio. Nesta situação, a média deve ser realizada supondo um intervalo de tempo T muito menor que o período típico de oscilação das propriedades médias do escoamento (T_2) e, também, muito maior que o período típico das flutuações turbulentas (T_1). Ou seja, a média deve ser feita em um intervalo de tempo tal que $T_1 \ll T \ll T_2$, o que restringe o uso da metodologia URANS (metodologia RANS para escoamento em regime transiente, do inglês "Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes Equations") somente para problemas em que o período típico de variação do escoamento médio é muito maior que o período típico das flutuações turbulentas ($T_2 \gg T_1$).

A.1.2 Ajustes e modelos específicos para considerar o efeito da parede

A presença de paredes (devido a condição de não deslizamento) afeta significativamente o comportamento do escoamento médio, assim como dos parâmetros relativos à turbulência. Muito próximo da parede o escoamento é laminar, devido à dissipação viscosa que limita as flutuações turbulentas, essa região é chamada de subcamada viscosa. À medida que se afasta da parede, as flutuações de origem turbulenta aumentam rapidamente até que o escoamento se torna turbulento. Assim, diversos modelos de parede foram desenvolvidos para representar especificamente a dinâmica do escoamento nessas regiões. Além disso, muitos dos modelos de turbulência foram ajustados de forma a incorporar nas suas formulações os efeitos da parede (não necessitando do uso separado de modelos de parede).

No caso de escoamentos com separação da camada limite, melhores resultados podem ser obtidos com uso de modelos de parede que calculam diretamente o escoamento na região da camada limite até a subcamada viscosa. Na região próxima à parede, é utilizado um parâmetro de distância à parede (y) adimensional definido como $y^+ = u_\tau y / \nu$, onde $u_\tau = \sqrt{\tau_\omega / \rho}$ é a velocidade de fricção e τ_ω é a tensão de cisalhamento viscosa. Experimentalmente constatou-se que, na região onde o cisalhamento viscoso é predominante, é válida a relação $u^+ = y^+$ até aproximadamente $y^+ \approx 10$, u^+ é uma velocidade adimensional dada por u/u_τ e u é a velocidade local do escoamento. Assim, para calcular o escoamento na região da subcamada viscosa, recomenda-se que a distância entre o primeiro ponto da malha computacional e a parede seja aproximadamente de $y^+ \approx 1$.

O cálculo do escoamento na região próxima à parede ("near wall model") com $y^+ \approx 1$ é feito seguindo um modelo de duas camadas ("two-layer model") originalmente proposto por Wolfshtein (1969). Neste modelo, o domínio computacional é dividido em duas partes, uma primeira parte em que os efeitos da parede são significativos e uma segunda parte em que o escoamento é considerado turbulento sem efeitos diretos da parede. Na primeira região (próximo à parede), Wolfshtein (1969) sugere um valor de viscosidade turbulenta dada por:

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu \ell_\mu \sqrt{k} \quad (\text{A.8})$$

onde C_μ é uma constante e ℓ_μ é uma escala de comprimento característica (calculada segundo expressão de Chen e Patel (1988)). Neste caso deve-se resolver uma equação de transporte para k que é a mesma do modelo de turbulência considerado (por exemplo, k - ε ou k - ω). Neste

modelo de duas camadas, há um critério que define a separação entre as duas regiões baseado em um valor crítico de número de Reynolds local. Maiores detalhes do modelo implementado pode ser encontrado em Wolfshtein (1969) e na própria documentação do código comercial Fluent (FLUENT, 2011).

Para o modelo $k-\omega$, Wilcox (1998) propôs uma versão (modelo de Baixo Reynolds) em que o próprio modelo já considera os efeitos locais na região da parede. Neste caso, o escoamento deve ser resolvido pelas equações de transporte do modelo até $y^+ \approx 1$, assim não há separação explícita entre região próxima e afastada da parede. Neste caso, os efeitos da parede foram incorporados nas próprias equações do modelo $k-\omega$ através de coeficientes de correção associados a parâmetros locais do escoamento. Além de levar em conta os efeitos viscosos, devido à presença da parede, esta versão do modelo $k-\omega$ também considera a transição de camada limite laminar para turbulenta (no sentido montante para jusante do escoamento). Esta versão do modelo $k-\omega$, que considera os efeitos da parede e transição, é também utilizada no modelo $k-\omega$ SST. Neste caso, dá-se o nome de $k-\omega$ SST *transition*. Já a simples denominação $k-\omega$ SST significa que é utilizada uma versão padrão do modelo $k-\omega$, que tem como base o uso de uma lei logarítmica para calcular o escoamento na região próxima à parede. A lei logarítmica é um modelo de parede que relaciona os parâmetros fluido-dinâmicos do primeiro volume (malha computacional) adjacente à parede aos efeitos da própria parede (condições de contorno) considerando que esse primeiro volume está localizado em uma região da camada limite aproximadamente na faixa $30 < y^+ < 500$. Nesta região considera-se que a lei logarítmica que relaciona u^+ e y^+ seja válida. Neste caso, as equações de transporte não são utilizadas para calcular o escoamento na região da camada limite até o local do primeiro volume adjacente à parede. Maiores detalhes sobre o modelo de parede baseado na lei logarítmica pode ser encontrado em Versteeg e Malalasekera (2007).

A.2 Metodologia LES

A abordagem de resolver diretamente as maiores escalas do escoamento que são mais dependentes do problema (ou geometria) e modelar somente as menores escalas que tendem a ter um comportamento mais universal (turbulência isotrópica) é usualmente denominada de metodologia LES ("Large Eddy Simulation" ou simulação de grandes escalas). Em comparação com as simulações utilizando a metodologia URANS (seção A.1), na metodologia LES deve-se resolver o escoamento considerando escalas de dimensão bem menores, o que exige um nível de discretização do domínio computacional mais elevado. Além disso, é necessário realizar a simulação (transiente) por um intervalo de tempo bastante longo até ser possível caracterizar

o escoamento em termos estatísticos já que o comportamento randômico da turbulência é, em parte, diretamente resolvido segundo a metodologia LES. Como a metodologia LES considera parte da cascata da turbulência do escoamento, a simulação numérica deve resolver essas estruturas turbulentas considerando o seu comportamento tridimensional e suas frequências características. Assim, o escoamento deve ser resolvido como tridimensional, utilizando um passo de tempo suficientemente pequeno para capturar adequadamente as menores estruturas turbulentas consideradas segundo a metodologia LES. Esses fatores da metodologia LES, como simulação em regime transiente, escoamento tridimensional e malha computacional refinada, pode implicar em um custo computacional elevado. Apesar do grande avanço dos recursos computacionais na última década, o uso da metodologia LES é ainda limitado dependendo do número de graus de liberdade associados à resolução do escoamento.

As equações governantes utilizadas segundo a metodologia LES são obtidas através da filtragem das equações originais de Navier-Stokes, seja considerando escoamento incompressível ou compressível (eq. (3.29) ou eq. (3.32)). Com o processo de filtragem, é possível estabelecer um critério de corte que separa as escalas menores, que são modeladas, das escalas maiores, que são efetivamente resolvidas. Na metodologia LES, considera-se a aplicação de uma filtragem espacial (não temporal, ou seja, não há diretamente ou explicitamente uma frequência de corte), no qual deve-se definir uma dimensão de corte (Δ) que separa as escalas que são modeladas das escalas que são resolvidas diretamente pela simulação numérica. A abordagem mais comum (método de volumes finitos) é utilizar a própria dimensão dos elementos, gerados pela discretização do domínio computacional, como critério de corte para a filtragem. De fato, as escalas menores que a dimensão dos elementos gerados pela malha computacional não podem ser numericamente resolvidas e, portanto, devem ser modeladas.

A filtragem espacial de uma grandeza física qualquer do fluido (ϕ) é feita segundo a expressão abaixo:

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}, t) = \iiint_{\mathfrak{D}} G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \phi(\mathbf{x}', t) dx'_1 dx'_2 dx'_3 \quad (\text{A.9})$$

onde $\mathfrak{D}$ representa as dimensões limites do domínio computacional e G é uma função filtro. A discretização numérica pelo método de volume finitos (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007) já realiza implicitamente uma filtragem espacial de acordo com a dimensão dos volumes elementares da malha computacional como mostra a expressão abaixo:

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{V} \iiint_V \phi(\mathbf{x}', t) dx'_1 dx'_2 dx'_3, \quad \mathbf{x}' \in V \quad (\text{A.10})$$

onde V é o volume da célula computacional. Neste caso, a função filtro $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ é dada por:

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \begin{cases} 1/V, & \mathbf{x}' \in V \\ 0, & \mathbf{x}' \notin V \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Aplicando a filtragem espacial nas equações de Navier-Stokes considerando escoamento incompressível (eq. (3.29)) tem-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (\text{A.12a})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{A.12b})$$

onde $\bar{\tau}_{ij}$ é o tensor de Reynolds sub-malha cuja expressão segue abaixo:

$$\bar{\tau}_{ij} = \rho \overline{u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (\text{A.13})$$

Este termo não é conhecido e deve ser modelado. Estudos de escoamentos turbulentos mostram que as menores escalas apresentam um comportamento estatisticamente universal (vide hipóteses de Kolmogorov descrito em Pope (2000)), o que em tese pode facilitar a modelagem associada a estas escalas conforme relatam Versteeg e Malalasekera (2007). Nesse contexto, a metodologia LES prevê que a separação (filtragem espacial) entre as escalas não resolvidas e resolvidas esteja em uma posição determinada entre as maiores e menores escalas do escoamento de forma que o comportamento das escalas não resolvidas possa ser reproduzido através de modelos. Na metodologia LES, essa modelagem associada às escalas não resolvidas é denominada de modelo sub-malha. Smagorinsky (1963) propôs um modelo sub-malha baseando-se na hipótese de que as escalas não resolvidas seguem a hipótese de Boussinesq (eq. (A.3)). Assim, o tensor de Reynolds sub-malha é, então, modelado como segue:

$$\bar{\tau}_{ij} = -2\mu_{SGS} \bar{S}_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (\text{A.14})$$

onde μ_{SGS} é a viscosidade turbulenta de submalha e $\bar{S}_{ij}$ é o tensor taxa de deformação considerando as escalas resolvidas dado por:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.15})$$

Para fechar o problema ainda é preciso modelar μ_{SGS} . Smagorinsky (1963) baseou-se na hipótese do comprimento de mistura de Prandtl para obter μ_{SGS} . Esta hipótese assume que a viscosidade turbulenta (μ_t) está associada à dimensão característica das escalas (ou estruturas) do escoamento turbulento (ℓ) e da taxa de deformação do escoamento médio ($|S| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$). Assim, tem-se:

$$\mu_{turb} = \rho \ell^2 |S| \quad (\text{A.16})$$

Smagorinsky (1963) adaptou este conceito ao modelo de sub-malha (modelo Smagorinsky-Lilly). A dimensão característica das escalas de sub-malha (ℓ_s) está associada ao tamanho limite determinado pelo filtro espacial (Δ) que pode ser o próprio espaçamento da malha computacional (volumes finitos). A taxa de deformação característica do escoamento para as escalas resolvidas pode ser representado por $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$. Assim, a viscosidade turbulenta de sub-malha, segundo Smagorinsky (1963), é:

$$\mu_{SGS} = \rho \ell_s^2 |\bar{S}| \quad (\text{A.17})$$

onde ℓ_s é dado por:

$$\ell_s = C_s \Delta \quad (\text{A.18})$$

onde $\Delta = V^{1/3}$, no qual V é o volume de uma célula elementar gerado pela discretização do domínio computacional (método de volumes finitos). Ainda na eq. (A.18), C_s é a constante de Smagorinsky. Assim, ℓ_s é determinado pelo espaçamento da malha, $\Delta = V^{1/3}$, multiplicado por uma constante C_s a ser determinada. Lilly (1967) em seus estudos, considerando taxa de decaimento da turbulência isotrópica, sugeriu C_s entre 0,17 e 0,21. Posteriormente, Deardorff (1970), levando em conta os efeitos de turbulência anisotrópica, sugeriu $C_s = 0,1$, indicando que os valores sugeridos por Lilly (1967) causariam dissipação excessiva. Para levar em conta a proximidade da parede, o valor de C_s pode ser ajustado considerando que a dimensão típica

das estruturas está diretamente relacionada à sua distância com a parede (mesmo conceito do modelo de comprimento de mistura de Prandtl). Assim de forma mais geral, pode-se calcular ℓ_s como segue:

$$\ell_s = \min(kd, C_s \Delta) \quad (\text{A.19})$$

onde κ é a constante de Von Kármán (valor utilizado de 0,41) e d é a distância entre a célula computacional e a parede. Neste caso considera-se que ℓ_s varia linearmente com d .

Estudos indicam que o comportamento do escoamento não é bem reproduzido considerando C_s constante (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007), assim Germano et al. (1991) seguido por Lilly (1992) propuseram um modelo sub-malha LES denominado modelo smagorinsky-lilly dinâmico ou modelo SGS dinâmico, no qual C_s pode ser obtido localmente através do campo de velocidades do escoamento resolvido. O valor de C_s pode variar tanto no espaço quanto no tempo. Assim, este modelo permite que o valor de C_s seja adaptado de acordo com as características locais do escoamento. Para minimizar ou evitar efeitos de instabilidade numérica, o valor de C_s é limitado no intervalo entre zero e 0,23. Maiores detalhes da implementação deste modelo no código Fluent, para o método de volumes finitos e malhas não estruturadas, são apresentados na referência Kim (2004).

Quanto à metodologia LES aplicada a escoamento compressível, os conceitos apresentados são os mesmos que os já descritos acima. Devido aos efeitos da compressibilidade do fluido, a filtragem é ponderada pela massa específica do fluido. A filtragem ponderada pela massa específica é denominada de filtragem de "Favre". Após aplicar o procedimento de filtragem de "Favre" nas equações de Navier-Stokes para escoamento compressível (eq. (3.32)), termos adicionais aparecem e algumas simplificações ou aproximações podem ser empregadas. Usualmente esses termos adicionais são desprezados, pois seus efeitos são pouco significativos na maioria dos casos (ver Wagner, Huttl e Sagaut (2007)), como é o caso considerado nesta tese de um escoamento em torno de um cilindro com número de Mach baixo de 0,2 e 0,06. Além disso, quanto aos modelos de smagorinsky-lilly e sua variante dinâmica, sua aplicação é similar ao caso incompressível, pois (entre outros fatores de menor relevância) a nível de sub-malha o número de Mach local é baixo. Assim, o efeito da compressibilidade na modelagem é usualmente pouco significativo. Maiores detalhes do equacionamento e modelagem LES aplicados à escoamento compressível são descritos nas referências Wagner, Huttl e Sagaut (2007), Garnier, Adams e Sagaut (2009) e Tang (2004).

APÊNDICE B – MÉTODO NUMÉRICO

Neste apêndice, são descritos resumidamente os métodos numéricos utilizados para resolver as equações de Navier-Stokes, associados aos modelos de turbulência utilizados. As abordagens considerando escoamento incompressível e compressível são apresentadas separadamente nas seções B.1 e B.2 abaixo.

B.1 Método Numérico para escoamento incompressível

O método numérico utilizado para resolver as equações de Navier-Stokes considerando escoamento incompressível é o de volumes finitos. Neste método, o domínio computacional é dividido em volumes de controle. Resolve-se o escoamento, integrando cada volume de controle, cuja formulação tem como base satisfazer as equações de conservação que regem o fenômeno. Maiores detalhes sobre o método de volumes finitos (aplicados à escoamento incompressível) e formulação específicas são descritos, por exemplo, em Maliska (2004) e Versteeg e Malalasekera (2007). Além disso, a própria documentação do código Fluent (FLUENT, 2011), utilizado nesta tese, descreve tanto o método de volumes finitos, assim como as formulações associadas, tais como discretização temporal e funções de interpolação. Abaixo segue uma breve descrição de alguns dos métodos utilizados, associados às metodologias RANS e LES.

Na solução das equações governantes de Navier-Stokes associada à metodologia URANS (ver apêndice, seção A.1), para os termos advectivos (termos não lineares da equação de Navier-Stokes), é utilizado o método upwind de segunda ordem e para os termos difusivos é utilizado o método de diferenças centradas. Para resolver o problema do acoplamento pressão-velocidade, optou-se por utilizar o algoritmo PISO ("Pressure Implicit with Splitting of Operators") de Issa (1986) por se tratar de uma simulação em regime transiente. Simulações realizadas têm demonstrado que o algoritmo PISO é robusto em termos de convergência permitindo o uso de passos de tempo maiores em comparação com os outros algoritmos tradicionais de acoplamento pressão-velocidade tais como SIMPLE, SIMPLEC ou SIMPLER (vide Fluent (2011)).

Para interpolação do termo de pressão, é utilizado o esquema PRESTO ("PREssure STaggerig Option"), que usa um arranjo desencontrado entre a pressão e a velocidade (conforme descreve Patankar (2004)) para evitar ou minimizar erros, principalmente em casos que o gradiente de pressão e a curvatura são mais elevados (que é o caso do escoamento em torno de corpos rombudos). Para avançar a solução no tempo, é utilizado um esquema implícito com precisão de segunda ordem. O esquema implícito tem a vantagem de não depender de restrições de estabilidade (associada ao número de Courant, CFL), e assim permitir o uso de passos de tempo maiores (em comparação ao esquema explícito). Todos os métodos e algoritmos citados são apresentados detalhadamente em Versteeg e Malalasekera (2007) e na documentação do Fluent (2011).

Quanto à metodologia LES, deve-se assegurar que a difusão numérica não seja muita alta de modo a não interferir significativamente no efeito da filtragem espacial (aplicada segundo a metodologia LES considerada). Assim, esquemas de discretização espacial (termo advectivo) de primeira ordem ou com maior difusão numérica, como upwind, devem ser evitados, recomenda-se utilizar esquemas de segunda ou de maior ordem (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Optou-se pelo uso de um esquema de diferença centradas (segunda ordem), cujo nível de difusão numérica é suficientemente baixo, sendo adequado para simulação numérica pela metodologia LES (WAGNER; HUTTL; SAGAUT, 2007). O uso do esquema de diferenças centradas pode gerar oscilações numéricas ao longo da simulação, gerando resultados não físicos. Para minimizar essas oscilações numéricas, um esquema híbrido é utilizado, dependendo de determinados parâmetros locais. Conforme critério proposto por Leonard (1991), é aplicado o próprio esquema de diferenças centradas puro ou é combinado com o esquema upwind de segunda ordem ou ainda é considerado o esquema upwind de primeira ordem. Essa esquema é denominado de "Bounded Central Differencing Scheme", maiores detalhes do esquema são apresentados na documentação do Fluent (2011).

Como já mencionado no apêndice A, seção A.2, a metodologia LES demanda uma simulação numérica em regime transiente e tridimensional. Do ponto de vista de uma simulação do escoamento ao redor de um corpo rombudo prismático com número de Reynolds elevado, este fato implica em alto custo computacional. Na solução numérica do sistema resultante da discretização das equações de Navier-Stokes (escoamento incompressível), para desacoplar a equação da continuidade da equação da quantidade de movimento, pode-se utilizar o método de passo fracionado ("Fractional Step Method") que separa a resolução de cada equação em passos intermediários através de um processo de fatoração aproximada. Devido a esse desacoplamento, para manter a mesma ordem precisão do método (por exemplo, segunda ordem), processos iterativos adicionais são geralmente empregados (vide (KIM; MARKOV, 2005)). Esses

processos iterativos adicionais tornam o custo computacional do método elevado. Assim, para minimizar o custo computacional, diversas formulações não iterativas foram propostas (vide (KIM; MARKOV, 2005)), cujo erro introduzido é pelo menos da mesma ordem que o erro da discretização temporal do método original. No caso, a formulação não-iterativa é aplicada para resolver o escoamento com base nas equações de Navier-Stokes discretizadas pelo método de volumes finitos. Para a discretização temporal, um método implícito de segunda ordem é aplicado. A solução é avançada no tempo resolvendo-se as equações de quantidade de movimento e da correção da pressão na sequência de forma desacoplada. O método empregado é denominado NITA ("Non Iterative Time Advancement") cujo diagrama é representado à direita na Fig. B.1. O esquema resolve as equações pelo método de passo fracionado de forma desacoplada sem aplicar algum processo iterativo global entre as mesmas (ver fluxograma à direita na Fig. B.1). Devido à interdependência entre as equações de quantidade de movimento e a existência de termos não lineares, sub-iterações internas são aplicadas. O erro numérico (temporal) introduzido pelo desacoplamento é no mínimo da mesma ordem que o método de passo fracionado proposto originalmente (segunda ordem). Devido ao desacoplamento das equações governantes e a ausência de um processo iterativo global, esse método deve ser aplicado com cautela na condição de que não haja uma interdependência significativa entre as variáveis envolvidas. Este fato pode ter contribuído para que o método NITA não produzisse resultados consistentes na solução do escoamento transiente em torno de um cilindro utilizando a metodologia URANS. Tal resultado pode estar associado ao acoplamento entre as equações de Navier-Stokes adaptadas segundo da metodologia URANS e as equações de transporte associadas à modelagem de turbulência. Já o método tradicional que resolve todas as equações governantes através de um processo iterativo global (versão transiente do método SIMPLE ou SIMPLEC, métodos descritos em Versteeg e Malalasekera (2007)) é denominado de ITA ("Iterative Time Advancement"), ver diagrama à esquerda na Fig. B.1. Em Kim e Markov (2005), o método NITA foi validado no cálculo do escoamento através de uma esfera e um cilindro retangular, ambos envolvendo a formação de uma esteira alternada de vórtices. Geralmente, o método NITA apresenta um custo computacional bem menor, se comparado ao método ITA, na resolução de um mesmo problema. Por exemplo, em Kim e Markov (2005), o custo computacional foi quatro vezes menor. Desta forma, o método NITA é utilizado no cálculo das simulações em regime transiente utilizando a metodologia LES considerando as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível. A formulação completa do método NITA empregado no código FLUENT é descrita em Kim e Markov (2005) e na documentação do Fluent (2011).

Figura B.1: Diagrama representando resumidamente os algoritmos dos esquemas ITA e NITA. Extraído da documentação do Fluent (2011).

B.2 Método Numérico para escoamento compressível

O método numérico utilizado para resolver as equações de Navier-Stokes considerando escoamento compressível é o de volumes finitos. O domínio computacional é dividido em volumes elementares cuja formulação satisfaz as equações de conservação. No caso de escoamento compressível, as equações governantes são resolvidas simultaneamente, ou seja, o sistema de equações é resolvido de modo acoplado. Segue abaixo uma breve descrição dos métodos numéricos empregados para o cálculo do escoamento (compressível), tendo como base a documentação fornecida pelo código Fluent (FLUENT, 2011).

Nas fronteiras do domínio computacional foram utilizadas condições de contorno não-reflexivas baseadas no método das características (teoria detalhadamente descrita em Hirsch (1990)). As condições de contorno não-reflexivas são obtidas considerando as equações de Euler. As equações de Euler formam um sistema de equações hiperbólicas, assim relações características podem ser definidas. Os autovalores da matriz jacobiana, associada ao sistema de equações, representam direções de propagação da informação, ou seja, velocidades características. Considerando as equações de Euler unidimensionais, encontram-se três autovalores para cada direção, ou seja, três velocidades características. Invariantes de Riemann (variáveis características) em cada direção podem ser obtidas ao longo das três linhas características, cujas tangentes correspondem aos autovalores. Considerando escoamento subsônico unidimensional na fronteira de saída, têm-se três invariantes de Riemann, as condições de contorno não-reflexivas são obtidas extrapolando as três invariantes de Riemann para condição no infinito (escoamento não perturbado). A invariante de Riemann direcionada para o interior do domínio computacional é imposta de acordo com as condições no infinito. As outras duas invariantes de Riemann, direcionadas para fora do domínio, são iguais a da célula interior adjacente considerando a direção da linha característica. Assim, considerando gás perfeito e relações isoentrópicas, pode-se calcular as variáveis fluido-dinâmicas na fronteira de forma que as condições de contorno sejam não-reflexivas (desde que o escoamento possa ser representado, na região da fronteira, de acordo com as hipóteses consideradas, ou seja, segundo as equações de Euler).

Devido ao baixo Mach do escoamento, um método numérico de pré-condicionamento das equações de transportes é empregado de forma a melhorar a convergência da solução numérica. Neste método, uma matriz de pré-condicionamento é multiplicada aos termos com derivada temporal nas equações de Navier-Stokes, alterando os autovalores do sistema de equações, cujo o objetivo é reduzir a rigidez ("stiffness") do método, melhorando a sua taxa de convergência. Devido ao uso do método pré-condicionamento, para não modificar a solução do escoamento considerado como transiente, o esquema "dual-time-stepping" é empregado de

acordo como proposto em Turkel e Vatsa (2003) e Pandya, Venkateswaran e Pulliam (2003). Neste método, o avanço no tempo é dividido segundo um termo de avanço temporal físico (Δt) e outro termo de avanço pseudo-temporal ($\Delta \tau$). A solução avança em pseudo passos de tempo (iterações internas) até atingir sua convergência, para, então, proceder com o avanço do tempo físico. O controle do avanço pseudo temporal é feito pelo número denominado CFL ("Courant-Friedrichs-Lewy"), $CFL = a\Delta\tau/\Delta x$, onde a é a mais alta velocidade local de propagação da informação (de acordo com o método numérico) e Δx é a distância local entre os centróides de dois volumes adjacentes. Como o avanço pseudo temporal é feito implicitamente, não há problema de estabilidade no método de marcha no tempo associado ao número CFL. Na simulação realizada foi empregado um valor de CFL de 250 para acelerar a taxa de convergência da solução, ou seja, reduzir o resíduo mais rapidamente realizando uma marcha pseudo-temporal mais longa a cada subiteração. Para o avanço temporal físico é utilizado um esquema implícito de segunda ordem baseado no método de Euler.

Os fluxos nas faces dos volumes (método de volumes finitos), associados aos termos advectivos (termos não lineares) oriundo da discretização das equações de Navier-Stokes, são determinados através de um método de separação dos fluxos utilizando esquema upwind conforme proposto por Roe (1986). A separação dos fluxos é feita de acordo com cada direção característica por onde a informação se propaga. As direções características são calculadas em função dos autovalores do sistema, associado ao método de discretização numérica. Em cada direção característica, a solução é tratada como um problema de Riemann unidimensional ("Riemann Problem"). Para aumentar a ordem de precisão do cálculo dos fluxos nas faces (baseada no esquema upwind), pode-se utilizar o esquema MUSCL ("Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws"), proposto por Van Leer (1979), que é utilizado para avaliar (interpolação) os valores das variáveis de estado nas faces. Este método é de terceira ordem cuja formulação baseia-se na combinação dos métodos de discretização de diferenças centradas e upwind de segunda ordem (maiores detalhes em Fluent (2011)).