

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

DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO SEMI-EMPÍRICO PARA ESTIMATIVA DE
EXCITAÇÃO TURBULENTA EM AERONAVES COM AUXÍLIO DE DINÂMICA DOS
FLUIDOS COMPUTACIONAL

Tese Submetida à

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

para obtenção do grau de

DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

MARCELO SANTOS

Florianópolis, maio de 2009

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

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO SEMI-EMPÍRICO PARA ESTIMATIVA DE
EXCITAÇÃO TURBULENTE EM AERONAVES COM AUXÍLIO DE DINÂMICA DOS
FLUIDOS COMPUTACIONAL**

MARCELO SANTOS

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção do título de

DOUTOR EM ENGENHARIA

**ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA
sendo aprovada em sua forma final.**

Prof. Samir N. Y. Gerges, Ph.D. – Orientador

Prof. Eduardo Alberto Fancello, D.Sc. – Coordenador da POSMEC

BANCA EXAMINADORA

**Prof. Samir N. Y. Gerges, Ph.D.
UFSC – Presidente**

**Prof. Fernando M. Catalano, Ph.D.
USP**

**Prof. Luiz Carlos S. Góes, Ph.D.
ITA – Relator**

**Júlio Apolinário Cordioli, Dr. Eng.
UFSC**

**Prof. César José Deschamps, Ph.D.
UFSC**

Dedico esta tese aos meus pais, João e Rosemaria, que com amor e educação conseguiram transformar uma criança em um homem com caráter, dignidade e bons valores. Nestas linhas, eternizo meu imensurável amor por vocês. Muito obrigado.

AGRADECIMENTOS

À Embraer, pelo investimento na minha capacitação técnica e no desenvolvimento deste trabalho.

À Universidade Federal de Santa Catarina, pelos anos nos quais passei e me tornaram o profissional de hoje.

Ao meu orientador, professor Samir N.Y. Gerges, pelo apoio e confiança durante os anos de convívio.

Ao professor Arcanjo Lenzi, pela minha aceitação junto ao LVA e pela orientação como profissional. Mas, acima de tudo, agradeço pela forte amizade que ainda perdura.

Ao grande amigo, compadre e professor, Júio Cordioli, pela eterna amizade, por ter me acolhido em sua família e pelas discussões técnicas que, sem dúvida, foram essenciais para meu aprendizado.

Aos amigos Francisco Klug, Thiago Zmijevski, Mário Trichês, Micael Carmo, Marcus Barboza, Sideto Futatsugi e Reginaldo Faisca, pela boa amizade que se reflete no trabalho e nos momentos de descontração em São José dos Campos.

Em particular, aos amigos da Embraer, Raphael Cervan, Bernardo Santos Aflalo e Laércio Gonçalves, pela enorme e fundamental contribuição no que diz respeito às análises em CFD e aos ensaios experimentais.

Aos amigos Johnny e Juliana, Sandro e Viviane, Balla e Flavinha, Rossi e Cássia, Saretta e Nano, pelos momentos de alegria e descontração que passamos ao longo destes quatro anos juntos.

Aos amigos do LVA e UFSC, Raquel Fava de Bitencourt, Fabiano Mocellin e Juliano Heidrich, pelo tempo gasto com brincadeiras que nada agregaram a este documento, mas, com certeza, contribuíram para tornar os nossos dias mais alegres.

Em especial à minha namorada Roberta, pelos momentos perfeitos que desfrutamos um ao lado do outro.

Por último, e sobretudo à minha família, que nunca poupou esforços para que eu tivesse a melhor formação.

RESUMO

A modelagem da excitação turbulenta sobre corpos imersos em um fluido é alvo de inúmeros trabalhos na indústria naval e aeroespacial. Ao longo dos anos, alguns modelos de flutuação de pressão foram estabelecidos a partir de ensaios e estudos analíticos. Nenhum destes modelos consegue descrever o comportamento do campo de pressão para todas as situações de interesse. Neste documento são apresentados alguns dos modelos de excitação aplicáveis à predição de ruído interno em aeronaves, bem como seus resultados comparando diferentes perfis de vôo, os quais incluem variações de velocidade, altitude e posicionamento. Além disso, os resultados destes modelos foram reavaliados a partir de informações retiradas de simulações numéricas através de mecânica dos fluidos computacional. Para aeronaves de pequeno porte, observa-se que o comportamento previsto pelos modelos semi-empíricos não representa fielmente o escoamento.

Um procedimento de medição em vôo é descrito com o objetivo de capturar o espectro da flutuação de pressão e os demais parâmetros que caracterizam o fluxo. Técnicas de processamento dos dados são descritas ao longo deste trabalho. Adicionalmente, avaliações experimentais da excitação turbulenta foram realizadas através de medições de vibração na fuselagem em uma aeronave para alguns regimes de escoamento. Estes resultados são utilizados na identificação de um modelo de excitação turbulenta mais apropriado.

Por fim, como forma de validação da excitação turbulenta, os níveis de vibração medidos em vôo são comparados com os níveis calculados a partir dos modelos turbulentos ajustados.

Palavras-chaves: camada limite turbulenta, aeronaves, excitação dinâmica.

ABSTRACT

Modeling of turbulent excitation over a body surrounded by fluid has been the subject of several works in aerospace and naval industry. During the last decades, models of wall pressure fluctuation have been established through experimental data and analytical approaches; however none of these models alone can describe the pressure field behavior for all applications. Herein, the models applied for aerospace purposes are presented, and their results are calculated for a range of flight conditions, including variations of speed, altitude and location. Besides, Computational Fluid Dynamics (CFD) was used to improve the results of analytical models since flow over small aircrafts can not be fully described by means of semi-empirical methods.

A flight test procedure has been detailed in order to acquire wall pressure fluctuation and other parameters that characterize the flow variations. Moreover, data processing techniques have been detailed in this document. Additionally, experimental evaluations of turbulent excitation have been carried on using vibration data on a fuselage panel for different flow conditions. These results have been used to identify an appropriate turbulent model for each respective case.

Finally, a comparison between experimental and numerical vibration levels is carried out in order to validate the adjusted turbulent spectrum models.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Característica da flutuação de pressão sobre uma estrutura cone-cilindro.	8
Figura 2.2 – Distribuição longitudinal da flutuação de pressão sobre uma estrutura cone-cilindro.	8
Figura 2.3 – Curvas de coerência sintetizadas a partir dos modelos de Corcos e Efimtsov.	11
Figura 2.4 – Ensaio para medição da velocidade do som.	13
Figura 2.5 – Cálculo da velocidade do som: microfones 15 cm afastados.	14
Figura 2.6 – Cálculo da velocidade do som: microfones 20 cm afastados.	15
Figura 2.7 – Flutuação de pressão: Modelo de Smol'yakov & Tkachenko TBL versus dados experimentais [30].	17
Figura 2.8 – Flutuação de pressão sugerida por Goody [32]. (a) $\Phi_{pp}(\omega)$ vs $\omega\delta/U_\infty$; (b) $\Phi_{pp}(\omega)$ vs $\omega v_w/U_\tau^2$	20
Figura 2.9 – Flutuação de pressão medida versus os modelos de Efimtsov, Goodwin, Laganelli, Robertson e ESDU [14]. (a) 16400 ft, Mach 0,74 (b) 55400 ft, Mach 1,95.	21
Figura 2.10 – Flutuação de pressão medida em três regiões versus o modelo de Efimtsov Modificado [14]. (a) 16400 ft, Mach 0,74 (b) 55400 ft, Mach 1,95.	22
Figura 2.11 – Correlação temporal entre os sinais de pressão para três espaçamentos de transdutores [14].	23
Figura 2.12 – Esquema do túnel de vento utilizado pode Maestrello [2].	26
Figura 2.13 – Potência sonora irradiada por uma placa devido a uma excitação turbulenta [2].	26
Figura 2.14 – Deslocamento médio quadrático de uma placa excitada pela camada limite turbulenta [2].	27
Figura 2.15 – Coerência entre sinais de microfones para determinação do coeficiente de decaimento espacial. (a) direção longitudinal; (b) direção lateral [22].	28
Figura 2.16 – Localização das janelas e disposição dos microfones adotada por Bhat [11].	29
Figura 2.17 – Detalhes estruturais do Boeing 727-200 e da região ensaiada [34].	32

Figura 2.18 – Potência sonora irradiada (a). Eficiência de transmissão acústica (b). ○ fuselagem sem tratamento; Δ fita de amortecimento; □ <i>rubber wedge treatment</i> [34].	32
Figura 2.19 – Detalhes estruturais do Boeing 737 e da região ensaiada [12].	33
Figura 2.20 – Espectro de aceleração medido: curva sólida, Mach 0,78; curva tracejada, Mach 0,60 [12].	34
Figura 2.21 – Detalhes estruturais da aeronave X-70 e dos locais de medição [10].	35
Figura 2.22 – Comparação dos resultados experimentais de flutuação de pressão com dados da literatura [10].	36
Figura 2.23 – Fotografia da aeronave Tu-144LL utilizada no ensaio [36][37].	37
Figura 2.24 – Regiões de medição e localização dos microfones e acelerômetros [36][37].	38
Figura 2.25 – Detalhe dos pontos de medição e do ressalto [38].	39
Figura 2.26 – Distribuição de pressão a frente do ressalto [38]: (a) h=4mm, Mach 0,57; (b) h=4mm, Mach 1,21; (c) h=4mm, Mach 1,97; (d) h=7mm, Mach 1,97.	40
Figura 2.27 – Distribuição de pressão após o ressalto [38]: (a) h=4mm, Mach 0,57; (b) h=4mm, Mach 1,21; (c) h=4mm, Mach 1,97.	40
Figura 2.28 – Dispositivo de avanço/recuo dos microfones (a). Pontos de medição para verificação do alinhamento (b) [39].	41
Figura 2.29 – Desvios de flutuação de pressão devido ao desalinhamento [39]: (a) Janela #6, Mach 0,58. (b) Janela #2 e #6, Mach 0,58.	42
Figura 2.30 – Efeito do desalinhamento nas medições do Tu-144LL e em ensaios em túnel de vento para um número de Strouhal fixo e baixo Mach [39].	43
Figura 2.31 – Esquema do protótipo ensaiado por Wu et al [40].	44
Figura 2.32 – Comparação dos resultados experimentais com numéricos [40].	44
Figura 3.1 – Dependência com Reynolds para modelos para espessura da camada limite.	47
Figura 3.2 – Dependência com a distância para modelos para espessura da camada limite	48
Figura 3.3 – Comparação entre os modelos– FL 16400 ft, Mach 0,74, $X_o=34,6m$. Cockburn & Robertson; Efimtsov; Rackl & Weston; Goody; Smol'yakov & Tkachenko; Chase [18]; Chase [19]; Chase & Howe; Maestrello.	49
Figura 3.4 – Modelo de Efimtsov, Mach 0,74, $X_o=34,6m$: variação de altitude.	51
Figura 3.5 – Modelo de Rackl & Weston, Mach 0,74, $X_o=34,6m$: variação de altitude.	52
Figura 3.6 – Variação de altitude, Mach 0,74, $X_o=34,6m$ FL 16400 ft; FL 25000 ft; FL 35000 ft; FL 41000 ft.	52
Figura 3.7 – Modelo de Efimtsov, FL 35000 ft, $X_o=34,6m$: variação de velocidade.	53

Figura 3.8 – Modelo de Rackl & Weston, FL 35000 ft, $X_o=34,6m$: variação de velocidade.....	54
Figura 3.9 – Variação de velocidade, FL 35000 ft, $X_o=34,6m$ Mach 0,58; Mach 0,60; Mach 0,62; Mach 0,64; Mach 0,74; Mach 0,85.	55
Figura 3.10 – Modelo de Efimtsov, FL 35000 ft, Mach 0,64: variação de velocidade.	56
Figura 3.11 – Modelo de Rackl & Weston, FL 35000 ft, Mach 0,64: variação de velocidade. ...	57
Figura 3.12 – Variação de distância, FL 35000 ft, Mach 0,64 $X_o = 4m$; $X_o = 5m$; $X_o = 6m$; $X_o = 34,6m$	57
Figura 3.13 – Coeficiente de decaimento espacial (Efimtsov): análise do comportamento. Esquerda: Paralelo ao escoamento. Direita: Perpendicular ao escoamento.	59
Figura 4.1 – Posicionamento dos microfones na janela metálica.....	61
Figura 4.2 – Detalhes do microfone BK 4948.	62
Figura 4.3 – Alinhamento dos microfones BK 4948.....	63
Figura 4.4 – Fotos da montagem dos microfones e janela metálica.	63
Figura 4.5 – Fotos da montagem dos microfones e janela metálica.	64
Figura 5.1 – Diagrama de fluxo dos dados de medição.	67
Figura 5.2 – Amostra de flutuação de pressão em função do tempo (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43)	69
Figura 5.3 –Densidade espectral da flutuação de pressão (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43) ...	70
Figura 5.4 – Densidade espectral cruzada da flutuação de pressão (Microfone 1-3, FL 200 Mach 0,43).....	71
Figura 5.5 – Correlação Temporal Cruzada (FL 200 Mach 0,43)	72
Figura 5.6 – Densidade espectral da aceleração na fuselagem (FL 200 Mach 0,43).	72
Figura 5.7 – Exemplo da aplicação da correção de Corcos na flutuação de pressão (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43).	75
Figura 5.8 – Média da flutuação de pressão em função de diferentes bandas de frequência (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43).	76
Figura 5.9 – Característica espectral da flutuação de pressão para diferentes regiões de frequência.....	78
Figura 5.10 – Flutuação de pressão para todos os microfones e condições de vôo.....	79
Figura 5.11 – Flutuação de pressão adimensional para todos os microfones e condições de vôo.....	80
Figura 6.1 – Malha com refino menor.	83

Figura 6.2 – Malha com refino intermediário.....	84
Figura 6.3 – Malha com refino maior.....	84
Figura 6.4 – Campo de pressão para as malhas testadas: (a) refino menor; (b) refino intermediário; (c) refino maior.	85
Figura 6.5 – Convergência de pressão para as malhas testadas.....	85
Figura 6.6 – Detalhes de malha de CFD utilizada nas simulações de camada limite.	86
Figura 6.7 – Espessura da camada limite, 20000 ft / Mach 0,43.....	87
Figura 6.8 – Espessura da camada limite, 35000 ft / Mach 0,60.....	87
Figura 6.9 – Espessura da camada limite, 37000 ft / Mach 0,63.....	88
Figura 6.10 – Linhas de cisalhamento e coeficiente de fricção, FL 200 / Mach 0,43.....	89
Figura 6.11 – Variação circunferencial da espessura da camada limite.	91
Figura 6.12 – Coeficientes de fricção na parede extraídos no extradorso da aeronave.	92
Figura 6.13 – Comparação dos espectros de flutuação de pressão calculados a partir de equações semi-empíricas e parâmetros de CFD.....	93
Figura 6.14 – Comparação dos decaimentos espaciais longitudinais calculados a partir de equações semi-empíricas e parâmetros de CFD.....	94
Figura 6.15 – Comparação dos decaimentos espaciais laterais calculados a partir de equações semi-empíricas e parâmetros de CFD.	94
Figura 6.16 – Correlação temporal, direção longitudinal (0 mm; 60 mm; 90 mm; 150 mm).	96
Figura 6.17 – Correlação temporal, direção lateral (0 mm; 60 m).	97
Figura 6.18 – Correlação espectral cruzada, microfones 2-3. (Dado Experimental; Ajuste Polinomial).....	100
Figura 6.19 – Correlação espectral cruzada, microfones 1-2. (Dado Experimental; Ajuste Polinomial).....	101
Figura 6.20 – Correlação espectral cruzada, microfones 1-3. (Dado Experimental; Ajuste Polinomial).....	101
Figura 6.21 – Coeficiente de Convecção (FL 200 Mach 0,43). Linhas sólidas: via correlação cruzada; linhas tracejadas: via correlação temporal.	102
Figura 6.22 – Coeficiente de Convecção (FL 300 Mach 0,63). Linhas sólidas: via correlação cruzada; linhas tracejadas: via correlação temporal.	102
Figura 6.23 – Coeficiente de Convecção (FL 370 Mach 0,63). Linhas sólidas: via correlação cruzada; linhas tracejadas: via correlação temporal.	103

Figura 6.24 – Função coerência, direção longitudinal (FL 200 Mach 0,43):	Corcos;	
Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$
		104
Figura 6.25 – Função coerência, direção longitudinal (FL 300 Mach 0,63):	Corcos;	
Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$
		105
Figura 6.26 – Função coerência, direção longitudinal (FL 370 Mach 0,63):	Corcos;	
Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$
		105
Figura 6.27 – Função coerência, direção lateral (FL 200 Mach 0,43):	Corcos;	Efimtsov,
$\xi_2=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$	
		106
Figura 6.28 – Função coerência, direção lateral (FL 300 Mach 0,63):	Corcos;	Efimtsov,
$\xi_2=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$	
		106
Figura 6.29 – Função coerência, direção lateral (FL 370 Mach 0,63):	Corcos;	Efimtsov,
$\xi_2=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$	
		106
Figura 6.30 – Função coerência proposta, direção longitudinal (FL 200 Mach 0,43):		
Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$
		108
Figura 6.31 – Função coerência proposta, direção longitudinal (FL 300 Mach 0,63):		
Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$
		108
Figura 6.32 – Função coerência proposta, direção longitudinal (FL 370 Mach 0,63):		
Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$;	Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$;	Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$
		109
Figura 6.33 – Função coerência proposta, direção lateral (FL 200 Mach 0,43):		Efimtsov,
$\xi_2=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$	
		109
Figura 6.34 – Função coerência proposta, direção lateral (FL 300 Mach 0,63) :		Efimtsov,
$\xi_2=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$	
		109
Figura 6.35 – Função coerência proposta, direção lateral (FL 370 Mach 0,63) :		Efimtsov,
$\xi_2=60\text{mm}$;	Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$	
		110
Figura 6.36 – Comparação entre a PSD experimental e os atuais modelos:	Cockburn &	
Robertson;	Efimtsov;	Rackl & Weston;
Chase [18];	Chase [19];	Chase & Howe;
		Maestrello.....
		111
Figura 6.37 – Ajuste do modelo de Rackl & Weston:	Antes;	Depois.....
		112

Figura 6.38 – Novo modelo para a flutuação de pressão: Rackl & Weston; Proposto.	113
Figura 6.39 – Modelo de Chase: Equação (2.22); Equação (2.24).....	114
Figura 6.40 – Modelo de Chase [18]: Original; Ajustado.	115
Figura 6.41 – Ajuste do modelo de Maestrello: Antes; Depois.	116
Figura 6.42 – Modelo em SEA simplificado para avaliação da excitação turbulenta.	118
Figura 6.43 – Modelo em FEM simplificado para avaliação da excitação turbulenta.....	120
Figura 6.44 – Níveis de vibração: Experimental vs Maestrello: Experimental; FEM; SEA.	121
Figura 6.45 – Níveis de vibração: Experimental vs Chase [18] : Experimental; FEM; SEA.	123
Figura 6.46 – Níveis de vibração: Experimental vs Rackl & Weston: Experimental; FEM; SEA.....	124
Figura 6.47 – Níveis de vibração: Experimental vs Proposto: Experimental; FEM; SEA.	125
Figura 6.48 – Influência dos motores na flutuação de pressão (FL 200 Mach 0,43): E1 / E2 operando; E1 <i>idle</i> / E2 operando.....	126
Figura 6.49 – Influência dos motores na flutuação de pressão (FL 350 Mach 0,60): E1 / E2 operando; E1 /E2 <i>idle</i>	127
Figura 6.50 – Influência dos motores na flutuação de pressão (FL 350 Mach 0,63): E1 / E2 operando; E1 /E2 <i>idle</i>	128
Figura 6.51 – Comparação dos níveis de vibração em função da representação do número de onda: Experimental; Numérico (não dispersivo); Numérico (dispersivo).	129
Figura 6.52 – Direção do fluxo em função do ângulo de ataque.	130
Figura 6.53 – Influência do ângulo de ataque nos níveis de vibração: Experimental; Numérico ($\alpha = 0^\circ$); Numérico (α experimental).	132

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Variação de altitude: propriedades do ar e parâmetros do escoamento.	51
Tabela 3.2 – Variação de velocidade: propriedades do ar e parâmetros do escoamento.	54
Tabela 3.3 – Variação da distância: propriedades do ar e parâmetros do escoamento.	56
Tabela 4.1 – Equipamentos utilizados no ensaio.....	64
Tabela 4.2 – Condições de vôo ensaiadas.	65
Tabela 5.1 – Parâmetros do escoamento.	68
Tabela 5.2 – Parâmetros do vôo: média durante o período de medição.....	68
Tabela 5.3 – Variáveis adimensionais encontradas na revisão bibliográfica.	79
Tabela 6.1 – Parâmetros da camada limite turbulenta.	93
Tabela 6.2 – Velocidade de convecção no interior da camada limite.....	98
Tabela 6.3 – Coeficiente de convecção no interior da camada limite.....	98
Tabela 6.4 – Coeficiente de convecção médio.	99
Tabela 6.5 – Coeficientes de Efimtsov para cálculo do decaimento espacial.	110
Tabela 6.6 – Novos coeficientes para os modelos baseados em Efimtsov.....	114
Tabela 6.7 – Novos coeficientes para o modelo de Chase [18].	115
Tabela 6.8 – Novos coeficientes para o modelo de Maestrello [17].	116
Tabela 6.9 – Número de onda convectivo baseado no ângulo de ataque.	131

LISTA DE SÍMBOLOS

$a_{1...10}$	constantes de Efimtsov
c_0	velocidade do som, [m/s]
C_f	coeficiente de fricção na parede
k_1	número de onda na direção paralela ao escoamento, [m ⁻¹]
k_2	número de onda na direção perpendicular ao escoamento, [m ⁻¹]
k_c	número de onda convectivo, [m ⁻¹]
M	número de Mach
$\sqrt{P^2}$	flutuação de pressão r.m.s., [Pa]
q_∞	pressão dinâmica do fluxo livre, [Pa]
R	constante ar, [J / kg K]
$Re_x (= X_0 U_\infty / \nu)$	número de Reynolds em função da distância ao bordo de ataque
$Re_\tau (= \delta U_\tau / \nu)$	número de Reynolds em função da velocidade de fricção na parede
R_{xy}	correlação temporal cruzada, [Pa ²]
$Sh (= \omega \delta / U_\tau)$	número de Strouhal
$Sh_\infty (= \omega \delta^* / U_\infty)$	número de Strouhal
S_{pp}	densidade espectral cruzada de pressão, [Pa ² /Hz] ou [Pa ² /(rad/s)]
T	temperatura, [K]
T_w	temperatura na parede, [K]

T_∞	temperatura no fluxo livre, [K]
U_c	velocidade convectiva, [m/s]
$U_\delta (= 0,99U_\infty)$	velocidade na fronteira da camada limite, [m/s]
$U_\tau (= \sqrt{\tau_w/\rho_w})$	velocidade de fricção, [m/s]
U_∞	velocidade do fluxo livre, [m/s]
X, X_o	distância do bordo de ataque, [m]
α	ângulo de ataque
α_1	coeficiente de decaimento espacial paralelo ao escoamento
α_2	coeficiente de decaimento espacial perpendicular ao escoamento
β	ângulo de guinada
δ	espessura da camada limite, [m]
δ^*	deslocamento da espessura da camada limite, [m]
γ	razão de calor específico
γ_1	função coerência na direção paralela ao escoamento
γ_2	função coerência na direção perpendicular ao escoamento
μ	viscosidade absoluta do fluido, [N.s/m ²]
μ_w	viscosidade absoluta próximo à parede, [N.s/m ²]
μ_∞	viscosidade absoluta no fluxo livre, [N.s/m ²]
ν	viscosidade cinemática do fluido, [m ² /s]
ν_w	viscosidade cinemática próximo à parede, [m ² /s]
θ'	fase da correlação cruzada, [rad]
ρ	densidade do fluido, [kg/m ³]
ρ_w	densidade do fluido próximo à parede, [kg/m ³]
τ	atraso temporal, [s]

τ_{opt}	tempo de atraso do pico da auto correlação, [s]
$\tau_w (= 0,5 \rho_w U_\infty^2 C_f)$	tensão de cisalhamento na parede, [N/m ²]
ω	freqüência angular, [rad/s]
ω_o	freqüência característica, [rad/s]
ξ_1	distância entre dois pontos paralelos ao escoamento, [m]
ξ_2	distância entre dois pontos perpendiculares ao escoamento, [m]
ξ_{12}	distância entre dois pontos no escoamento, [m]
Φ_{pp}	densidade espectral de pressão, [Pa ² /Hz] ou [Pa ² /(rad/s)]
$\Gamma(\xi_1, \xi_2, \omega)$	função de correlação entre dois pontos separados por (ξ_1, ξ_2)
$\Gamma(k_1, k_2, \omega)$	função de correlação em função do número de onda espacial
Λ_1	comprimento de correlação na direção paralela ao fluxo, [m]
Λ_2	comprimento de correlação na direção perpendicular ao fluxo, [m]

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 Introdução.....	1
CAPÍTULO 2 Revisão Bibliográfica.....	4
2.1 Modelos Semi-Empíricos para Caracterização da Flutuação de Pressão.....	4
2.1.1 Modelo de Corcos.....	5
2.1.2 Modelo de Maestrello.....	6
2.1.3 Modelo de Cockburn & Robertson.....	7
2.1.4 Modelo de Efimtsov.....	9
2.1.5 Modelo de Smol'yakov & Tkachenko.....	15
2.1.6 Modelo de Chase.....	17
2.1.7 Modelo de Chase & Howe.....	18
2.1.8 Modelo de Goody.....	19
2.1.9 Modelo de Rackl & Weston.....	20
2.1.10 Outros Modelos.....	23
2.2 Ensaio para Caracterização da TBL.....	25
2.2.1 Ensaio em Túnel de Vento.....	25
2.2.2 Medições em Vôo.....	28
2.2.3 Medições em Túnel de Vento para outras Aplicações.....	43
2.3 Proposta de Estudo.....	44
CAPÍTULO 3 Avaliação dos Modelos Semi-Empíricos.....	46
3.1 Modelos para Espessura da Camada Limite.....	46
3.2 Modelos para Flutuação de Pressão.....	48
3.3 Efeito da Altitude.....	50
3.4 Efeito da Velocidade.....	52
3.5 Efeito da Distância.....	55

3.6	Coeficiente de Decaimento Espacial	58
CAPÍTULO 4 Descrição dos Procedimentos de Ensaio em Vôo		60
4.1	Ensaio em Vôo	60
4.2	Instrumentação	62
4.2.1	Microfones de Superfície	62
4.2.2	Acelerômetros e Microfone Interno	63
4.3	Procedimento de Teste	64
4.4	Dados de Resposta	65
4.5	Parâmetros do Vôo	65
CAPÍTULO 5 Resultados Experimentais		66
5.1	Processo de Redução dos Dados	66
5.2	Análise Digital de Sinais	68
5.3	Tratamento dos Dados de Flutuação de Pressão	73
5.3.1	Validade dos Dados de Medição	73
5.3.2	Correção do Sinal Devido à Dimensão do Microfone	74
5.3.3	Médias na Freqüência	75
5.3.4	Adimensionalização do Espectro de Flutuação de Pressão	77
CAPÍTULO 6 Modelagem da Flutuação de Pressão		81
6.1	Simulação de CFD para Extração de Parâmetros da TBL	81
6.1.1	O Modelo Turbulento	82
6.1.2	Análise de Convergência de Malha	82
6.1.3	Condições de Contorno	86
6.1.4	Resultados de CFD	87
6.2	Determinação da Velocidade de Convecção	94
6.2.1	Velocidade de Convecção a Partir da Correlação Temporal	95
6.2.2	Velocidade de Convecção a Partir da Correlação Cruzada	99
6.3	Determinação do Coeficiente de Decaimento Espacial	103
6.4	Modelo de Flutuação de Pressão	110
6.4.1	Comparação entre Dados Experimentais e Modelos Existentes	110
6.4.2	Proposta de Modelos de Flutuação de Pressão	112

6.5	Modelagem Vibroacústica da Fuselagem Excitada pela TBL	116
6.5.1	Modelo de Análise Estatística Energética	117
6.5.2	Modelo de Elementos Finitos.....	119
6.6	Validação Experimental da Excitação Turbulenta	120
6.7	Demais Considerações a Respeito da Flutuação de Pressão	125
6.7.1	Efeito do Ruído dos Motores	125
6.7.2	Velocidade Convectiva em Função da Frequência	128
6.7.3	Efeito Ângulo de Ataque	129
CAPÍTULO 7 Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros		133
7.1	Conclusões	133
7.1.1	Modelos Analíticos para Excitação Turbulenta.....	133
7.1.2	Investigação Experimental.....	134
7.1.3	Fontes de Erro Associadas à Medição	135
7.1.4	Ajuste de Modelos Turbulentos e Validade de Aplicação	136
7.1.5	Modelagem Vibratória da Excitação da TBL	137
7.1.6	Sumário das Conclusões	138
7.2	Sugestões para Trabalhos Futuros	139
Referências Bibliográficas		141
Apêndice A		147
Apêndice B		151

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A excitação turbulenta causada pelo deslocamento de ar em torno de uma superfície é um problema complexo e de extrema relevância no projeto de aeronaves de alta velocidade. O entendimento pleno dos fenômenos envolvidos e suas técnicas de predição vêm sendo estudados, com maior ênfase, a partir da última metade do século passado por diversos ramos da engenharia. O estudo da flutuação de pressão em escoamentos turbulentos é motivado por dois principais aspectos: (i) o conhecimento da interação entre a estrutura e os mecanismos da camada limite turbulenta, que é a geradora do campo de pressão; (ii) a definição das propriedades mais relevantes do escoamento que estão presentes na maior parte dos problemas de engenharia.

Dentre os principais problemas de engenharia causados pela flutuação de pressão turbulenta, destacam-se o carregamento de fadiga que as superfícies de uma aeronave são submetidas durante todo período de vôo; a geração de fontes sonoras decorrentes da interação turbulenta entre o fluido e a superfície áspera; a radiação sonora de estruturas flexíveis em virtude da excitação mecânica gerada pela flutuação de pressão; a transmissão estrutural da energia vibratória através de elementos de conexão entre superfície e itens de interior. Outros tipos de problemas envolvendo a camada limite turbulenta podem ser encontrados em diferentes setores da indústria, como, por exemplo, a vibração nas paredes de tubulações com escoamento interno de alta velocidade e os efeitos de esteira turbulenta deixados por veículos subaquáticos que podem ocasionar erros de medição em *arrays* de hidrofones.

Do ponto de vista industrial, o setor aeroespacial é, talvez, o maior interessado no estabelecimento de procedimentos de análise, projeto e otimização ligados à predição, simulação numérica, medição e controle dos efeitos causados por este tipo de excitação. Wilby [1] destaca a excitação turbulenta como a principal fonte de ruído de uma aeronave em algumas faixas de frequência. Visando alcançar um nível adequado para o conforto acústico da cabine, é de suma importância entender e modelar corretamente as fontes de energia de modo a dimensionar apropriadamente o tratamento acústico, isto é, atendendo aos requisitos de conforto através da menor massa agregada.

Ao longo dos últimos 60 anos, estudos da excitação turbulenta ligados à indústria aeroespacial foram conduzidos e apresentados à comunidade científica [2] [3] [4] [5] [6] [7] [8] [9] [10] [11] [12] [13]. A grande maioria deles esteve direcionada para a caracterização experimental, tanto em túnel de vento quanto em ensaios em vôo, e para determinação de métodos semi-empíricos para descrever o comportamento do campo de pressão em aeronaves. Nos últimos anos, com o avanço dos métodos computacionais e com o desenvolvimento de *clusters* de maior capacidade de processamento, alguns trabalhos envolvendo a aplicação de técnicas de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) podem ser encontrados. Todavia, em virtude da complexidade do problema e da impossibilidade de simular com precisão, apesar dos avanços recentes, ainda existe a necessidade de conduzir ensaios experimentais para a caracterização do campo de pressão. Entende-se que tais procedimentos são dispendiosos do ponto de vista financeiro e de tempo. Os ensaios, devido a sua sensibilidade aos parâmetros do escoamento, precisam ser devidamente estabelecidos, uma vez que erros de naturezas distintas podem acontecer.

Nos trabalhos publicados até a presente data, quase todos direcionam suas pesquisas para aeronaves de grande porte e com ampla faixa de velocidade [11] [14]. Os primeiros trabalhos trazem resultados para veículos lançadores de satélite [15]. É perfeitamente compreensível que o objetivo inicial tenha sido veículos deste porte, uma vez que a corrida espacial fora o objeto de interesse da indústria da época. Com o passar do tempo, a atenção foi direcionada às aeronaves para transporte de passageiros. Estas, quase sempre de grande porte, apresentavam diferentes regimes de escoamento (subsônico, transônico, sônico e supersônico), ou seja, apresentavam uma faixa de número de Mach entre 0,45 e 2,0 (ou maior). Avaliando os resultados divulgados em todos os trabalhos, pode-se identificar diferentes tipos de comportamento em cada um deles. Tal conclusão revela o fato de que a caracterização experimental do campo de pressão deve, se possível, ser realizada independentemente para cada aeronave, principalmente quando esta se enquadra em categoria muito distinta daquelas já ensaiadas.

Nas décadas atuais, com o crescimento da aviação executiva, as aeronaves de pequeno porte têm apresentado boa receptividade no mercado. O projeto destas aeronaves requer alto nível de excelência uma vez que seus clientes o exigem, sendo que o conforto acústico é um dos fatores que influencia na decisão de compra do produto. Com base nisso, cria-se um nicho para estudar o comportamento do campo de pressão ao redor de fuselagem de aeronaves deste porte, face que os estudos, até então, abordam aeronaves grandes e modelos semi-empíricos baseados em escoamentos turbulentos sobre placas infinitas planas.

Com os argumentos apresentados até o presente momento, propõe-se estudar, como foco desta tese de Doutorado, o desenvolvimento de um modelo semi-empírico de excitação turbulenta para aeronaves pequenas em regime subsônico e transônico que será criado a partir de um ensaio experimental em vôo e também com o auxílio de técnicas de

simulação em CFD. A utilização deste modelo de excitação acontecerá em modelos para predição de ruído interno e dimensionamento de tratamento acústico.

Para descrever os objetivos mencionados, este documento está dividido em sete capítulos. O segundo capítulo traz uma revisão bibliográfica sobre os modelos semi-empíricos estudados, técnicas de medição e resultados experimentais. O Capítulo 3, por sua vez, descreve explicitamente os tipos de modelos semi-empíricos e os compara entre si. No Capítulo 4 serão mostrados os procedimentos experimentais realizados. O Capítulo 5 relata o procedimento para tratamentos dos dados. O Capítulo 6 mostra o procedimento para extrair os parâmetros da excitação turbulenta bem como sua validação através de dados de vibração. Por fim, o último capítulo resume as conclusões e apresenta possibilidades para novos trabalhos.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo busca revisar os trabalhos já realizados sobre a caracterização da excitação por camada limite turbulenta (*TBL – Turbulent Boundary Layer*) realizados ao longo das últimas décadas. A revisão será dividida em dois tópicos, os quais abordarão a modelagem semi-empírica da TBL e sua caracterização através de ensaios.

2.1 MODELOS SEMI-EMPÍRICOS PARA CARACTERIZAÇÃO DA FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

Modelos apropriados para o cálculo do campo de pressão são importantes para prever o comportamento vibratório em estruturas flexíveis quando excitadas pela turbulência. As características de pressão na camada limite turbulenta são assunto de pesquisa de muitos engenheiros, físicos e matemáticos. Vários modelos empíricos ou semi-empíricos foram propostos na tentativa de descrever a densidade espectral de pressão turbulenta, tais como Maestrello [17], Corcos [16], Chase [18][19], Ffowcs Williams [20] e Smol'yakov & Tkachenko [21]. Nas décadas de 50 e 60, a densidade espectral cruzada da pressão na parede foi usada no estudo da resposta estrutural. A densidade espectral da pressão foi, mais tarde, investigada por muitos pesquisadores.

De acordo com Wilby [1], as primeiras correlações empíricas que geraram a base para a representação empírica do campo de pressão turbulenta foram estabelecidas por Corcos [16], Willmarth e Bull [22]. Os pesquisadores caracterizaram a excitação turbulenta em termos r.m.s. da flutuação de pressão, da autocorrelação, correlação cruzada e função coerência, todos retirados a partir de ensaios em túnel de vento. As medições indicaram que o espectro de flutuação de pressão abrange uma extensa faixa de frequência e de amplitude dinâmica. A flutuação de pressão é dominada pelas componentes de turbulência próximas ao número de onda convectivo, $k_c = \omega/U_c$, onde U_c é a velocidade convectiva. Isto significa dizer que flutuações próximas desta região tendem a aumentar sua interação com o campo vibratório de mesmo comprimento de onda. A respeito das escalas turbulentas dentro da camada limite, estas são convectadas a uma velocidade de 0,7 – 0,8 vezes a velocidade do

fluxo livre. Esta relação de proporcionalidade entre velocidade livre e velocidade convectiva é bastante discutida em trabalhos experimentais. Resultados em vôo mostram que a variação de U_c pode ser maior que a proposta por Corcos [11] [14]. Ainda, alguns autores [23] propõem expressões para o cálculo da velocidade convectiva em função de parâmetros do escoamento.

Dentro da camada limite, a magnitude das escalas turbulentas apresenta um rápido decaimento à medida que é convectada e está relacionada somente para distâncias curtas. Isto implica dizer que uma estrutura turbulenta é constantemente destruída e recriada. O modelo proposto por Corcos assume que a relação de pressão entre dois pontos do escoamento é bem representada através de um decaimento exponencial no espaço.

Com relação à amplitude flutuação de pressão, vários autores sugerem expressões próprias para estimá-la em função da frequência. A maior parte deles apresenta os resultados em forma de densidade espectral [Pa^2/Hz] ao invés de flutuação de pressão [Pa]. Todos os autores pesquisados basearam seus resultados em experimentos em túnel de vento e/ou ensaio em vôo e cobriram diversos regimes de escoamento. Nos itens que seguem, os modelos de turbulência serão detalhados de acordo com o procedimento adotado, aplicabilidade e respectivas limitações.

Borisyuk & Grinchenko [24] e Graham [25] fizeram comparações entre estes modelos aplicando-os em casos de acústica estrutural. Estes estudos mostraram que os modelos de Chase e Smol'yakov & Tkachenko são os que apresentam maior concordância com dados experimentais em situações onde a estrutura é relativamente rígida e o escoamento tem baixo número Mach. O uso destes dois modelos é defendido por alguns pesquisadores para predições em altas frequências, onde a resposta estrutural é dominada pelos modos ressonantes e o espectro de pressão apresenta-se reduzido. O modelo de Corcos, por sua vez, nas mesmas condições, tende a superestimar os níveis de vibração e a radiação sonora. Rackl & Weston [14] fizeram comparações entre os modelos de Cockburn & Robertson [15], Laganelli [26], Goodwin [27] e Efimtsov [23] com resultados experimentais obtidos em ensaios em vôo com a aeronave Tu-144-LL. O modelo de Efimtsov mostrou uma boa concordância com o espectro de flutuação de pressão experimental. Rackl & Weston ainda propuseram modificações no modelo de Efimtsov para melhorar a correlação entre os dados.

Alguns dos modelos serão apresentados, sendo que o destaque principal deste trabalho é o estudo de escoamentos subsônicos e sem descolamento da camada limite.

2.1.1 MODELO DE CORCOS

Para calcular a resposta vibratória devido a um escoamento turbulento, é importante descrever com precisão a densidade espectral cruzada da pressão. Corcos [16] sugeriu em seus trabalhos que a densidade espectral cruzada da pressão em dois pontos separados, S_{pp} , pode ser definida como:

$$S_{pp}(\xi_1, \xi_2, \omega) = \Phi_{pp}(\omega) \Gamma(\xi_1, \xi_2, \omega) \quad (2.1)$$

onde $\Phi_{pp}(\omega)$ é densidade espectral, uma medida direta do campo de pressão, e $\Gamma(\xi_1, \xi_2, \omega)$ descreve uma função de correlação entre dois pontos separados por uma distância longitudinal ξ_1 e uma transversal ξ_2 .

Corcos assume que a função de correlação entre dois pontos é igual à perda da coerência na direção do fluxo livre multiplicada pela perda na direção perpendicular ao fluxo. A partir de uma curva ajustada para a função correlação, Corcos define $\Gamma(\xi_1, \xi_2, \omega)$ como:

$$\Gamma(\xi_1, \xi_2, \omega) = e^{-\alpha_1 k_c |\xi_1|} e^{-\alpha_2 k_c |\xi_2|} e^{i k_c |\xi_1|} \quad (2.2)$$

O parâmetro α_i , chamado de decaimento espacial, representa a perda da coerência da pressão entre dois pontos nas direções do fluxo livre e perpendicular a esta. Vários autores recomendam valores para α_i , como por exemplo, Blake em Biergsson et al [28], que propõe para superfície lisas 0,116 e 0,7 nas direções 1 e 2, respectivamente. Blake em Graham [25] também sugere que, para aviões, o valor de α_1 seja igual a 0,32. Corcos sugeriu os valores de 0,1 e 0,72 para estas constantes.

Aplicando uma Transformada Espacial de Fourier na função correlação, definida por:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\xi_1, \xi_2, \omega) e^{-i k_1 |\xi_1|} e^{-i k_2 |\xi_2|} d\xi_1 d\xi_2 \quad (2.3)$$

chega-se a seguinte expressão no domínio do número de onda:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\pi^2 k_c^2 (\alpha_2^2 + (k_2/k_c)^2) (\alpha_1^2 + (k_1/k_c - 1)^2)} \quad (2.4)$$

O modelo de Corcos, com apenas um conjunto de parâmetros constantes (α_1, α_2) , não consegue representar fielmente o comportamento da correlação espacial para toda a faixa de frequência [28]. Devido às limitações apresentadas pelo modelo de Corcos, alguns pesquisadores adicionaram melhorias ao seu modelo. Os itens que seguem descrevem alguns deles.

2.1.2 MODELO DE MAESTRELLO

O modelo de Maestrello [17] é, talvez, o mais antigo modelo publicado. Este modelo foi desenvolvido baseado em medições na parede de um túnel de vento supersônico. Através de uma janela rígida foram feitas medições de flutuação de pressão em uma região de

gradiente de pressão zero. Seus resultados até 800 Hz foram desconsiderados em virtude de altos níveis de ruído de fundo dentro do túnel. Assim sendo, Maestrello conseguiu cobrir a faixa de 0,8 a 200 kHz medidos para Mach 1,42, 1,98, 2,99 e 3,98. Sua expressão para identificar a flutuação de pressão é dada por:

$$\frac{\Phi_{PP}(\omega)U_{\infty}}{q_{\infty}^2 \delta} = \sum_{n=1}^4 A_n e^{-K_n \left(\frac{\omega \delta}{U_{\infty}} \right)} \quad (2.5)$$

onde:

$$\begin{aligned} A_1 &= 0,044 & K_1 &= 0,0578 \\ A_2 &= 0,075 & K_2 &= 0,243 \\ A_3 &= -0,093 & K_3 &= 1,12 \\ A_4 &= -0,025 & K_4 &= 11,57 \end{aligned}$$

Estas constantes são utilizadas para determinar o valor de pico do espectro, acontecendo por volta de $\omega \delta / U_{\infty} \approx 1,5$.

2.1.3 MODELO DE COCKBURN & ROBERTSON

Cockburn & Robertson [15] realizaram estudos experimentais para avaliar a resposta vibratória em lançadores de satélite sob diferentes regimes de escoamento (subsônico, transônico e supersônico). O objeto em estudo consistiu em um cone com ângulo de quinze graus, seguido de uma região cilíndrica constante onde os autores discutiram e apresentaram expressões para calcular a flutuação de pressão em função da frequência e a correlação espacial para cada um dos regimes de escoamento.

Em regimes transônicos, abordagem principal deste trabalho, foram consideradas as velocidades de Mach 0,7 e 0,8. Para este regime, o escoamento em torno do lançador é bastante complexo, envolvendo zonas de “escoamento colado regular” (*regular attached flow*), “escoamento separado” (*separated flow*), “ondas de choque” (*shock wave*) e “escoamento colado modificado” (*modified attached flow*), determinadas a partir da espessura da camada limite. Na região transônica, a magnitude da flutuação de pressão é função da geometria do lançador, principalmente nas zonas de separação da camada e formação de onda de choque.

Cockburn & Robertson afirmam, a partir de ensaios em túnel de vento e em vôo, que existe uma relação entre a flutuação de pressão e a pressão dinâmica. Entretanto, valores máximos da flutuação de pressão não necessariamente acontecem em regimes de máxima pressão dinâmica, pois a dependência da geometria contribui fortemente nas flutuações de pressão impostas ao corpo. Em regimes transônicos, a flutuação de pressão está altamente correlacionada com a zona do escoamento, logo, depende da magnitude da pressão dinâmica relativa à posição sobre o corpo;

A Figura 2.1 apresenta o comportamento da camada limite para o lançador para três regimes de escoamento. Os resultados foram obtidos através de ensaio em túnel de vento. De acordo com o autor, os valores máximos de pressões dinâmicas acontecem na faixa de Mach entre 1,25 e 2,0. Contudo, as condições de Mach 0,7 e 0,8, foram as que mostraram as maiores flutuações. Em Mach 0,7, o escoamento sobre o cone é acelerado e, na intersecção com a parte cilíndrica, a camada limite se separa e voltar a recolar a partir de uma distância de $D/2$, onde D é o diâmetro do lançador. A partir desta posição o escoamento volta a ser colado (“attached”), mas com características novas com relação a TBL antes da zona 1. A Mach 0,8, a aceleração do fluido na região do cone faz com que o escoamento atinja uma velocidade supersônica imediatamente após a junção e propicie a formação de ondas de choque. Por fim, em Mach 2,0, a camada limite mostra-se “attached” sob todo o corpo.

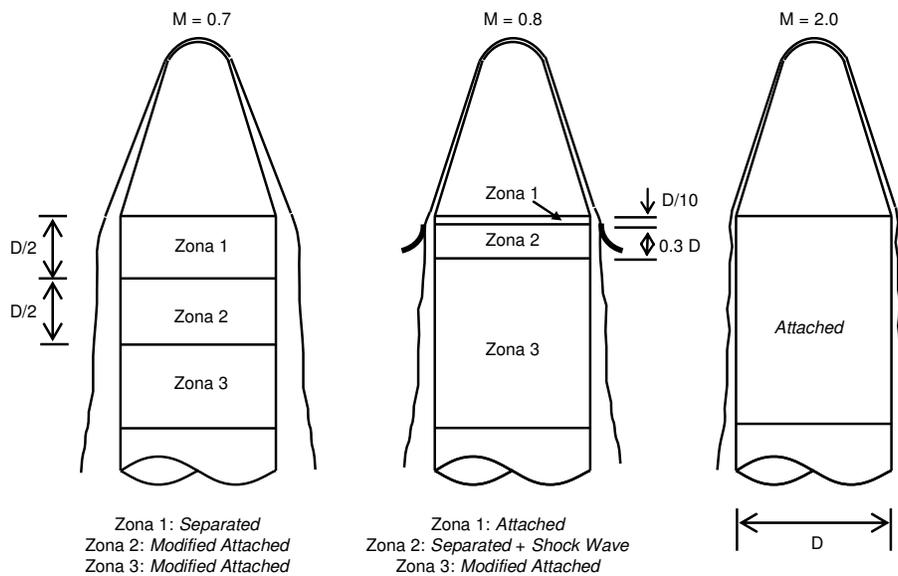


Figura 2.1 – Característica da flutuação de pressão sobre uma estrutura cone-cilindro.

A razão entre a flutuação e a pressão dinâmica é mostrada na Figura 2.2 para as velocidades de Mach 0,65, 0,70 e 0,80.

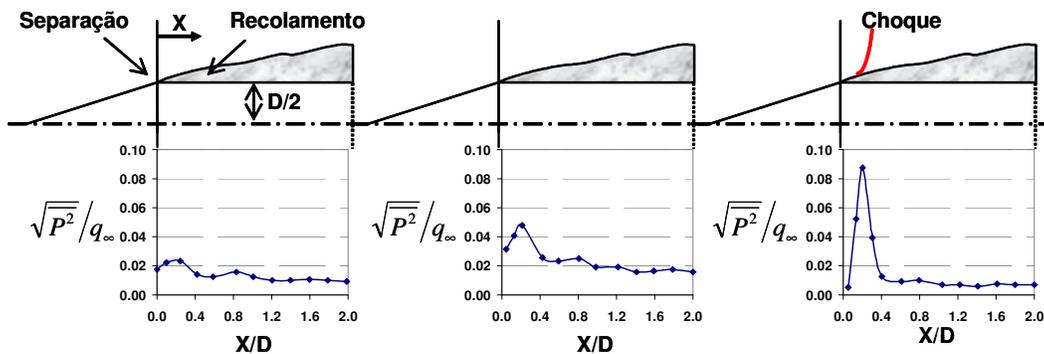


Figura 2.2 – Distribuição longitudinal da flutuação de pressão sobre uma estrutura cone-cilindro.

Para estes regimes, Cockburn & Robertson apresentaram expressões para o cálculo da flutuação de pressão global. Particularizando para a camada limite “*attached*”, tem-se:

$$\sqrt{\overline{P^2}}/q_\infty = 0,006/(1+0,14M_\infty^2) \quad (2.6)$$

onde $\sqrt{\overline{P^2}}/q_\infty$ é a razão entre a flutuação e a pressão dinâmica e M_∞ o número de Mach do fluxo livre.

O espectro de potência (densidade espectral da flutuação de pressão) representa a variação da flutuação no domínio da frequência e é apresentado em função do número de Strouhal ($\omega_o \delta^*/U_\infty$), ou seja, a frequência é normalizada através da multiplicação por um comprimento característico (δ^*) e dividido por uma velocidade típica (U_∞). Para um escoamento “*attached*” a expressão apresentada é:

$$\frac{\Phi_{pp}(\omega)U_\infty}{q_\infty^2 \delta^*} = \frac{\overline{P^2}/q_\infty^2}{\left(\frac{\omega_o \delta^*}{U_\infty}\right) \left\{1 + (\omega/\omega_o)^{10}\right\}^2} \quad (2.7)$$

onde δ^* ($=\delta/8$) é o deslocamento da espessura da camada limite e ω_o ($=0,5U_\infty/\delta^*$) é uma frequência característica. Os autores mostraram as mesmas expressões para camada limite “*separated*”, “*modified attached*” e “*shock wave*”, no entanto, não serão descritas neste documento.

2.1.4 MODELO DE EFIMTSOV

Efimtsov [23], em seu trabalho, afirmou que, ensaios em laboratório, com a finalidade de estimar a TBL, não conseguem cobrir toda a faixa de Reynolds requerida em problemas práticos. Além disso, as medições de flutuação de pressão realizadas em túnel, não podem ser adotadas como uma flutuação típica encontrada em fuselagens aeronáuticas pois são tomadas em geometrias simples. Desta forma, Efimtsov realizou uma série de medições em vôo com o objetivo de obter o espectro de pressão, as escalas de correlação espacial e a velocidade convectiva do escoamento. Os ensaios cobriram uma faixa de Mach entre 0,41 e 2,1.

O modelo de Efimtsov segue a mesma filosofia proposta por Corcos, no entanto, o autor introduz uma dependência da correlação espacial com a espessura da camada limite, δ . Efimtsov considera que um vórtice, de dimensão maior que a espessura da camada limite, não consegue se propagar dentro da camada limite. Do ponto de vista prático pode-se dizer que dois transdutores de pressão, alinhados ao fluxo, só têm seus sinais correlacionados se o vórtice está contido na camada limite. Sob este ponto de vista, Efimtsov sugere, sob a forma de comprimentos de correlação $\Lambda_1(=U_c/\omega \alpha_1)$ e $\Lambda_2(=U_c/\omega \alpha_2)$, a seguinte expressão:

$$\frac{\Lambda_1(\omega)}{\delta} = \left[\left(\frac{a_1 Sh}{U_c/U_\tau} \right)^2 + \frac{a_2^2}{Sh^2 + (a_2/a_3)^2} \right]^{-1/2} \quad (2.8)$$

$$\frac{\Lambda_2(\omega)}{\delta} = \left[\left(\frac{a_4 Sh}{U_c/U_\tau} \right)^2 + \frac{a_5^2}{Sh^2 + (a_5/a_6)^2} \right]^{-1/2} \quad M_\infty \leq 0,75 \quad (2.9)$$

$$\frac{\Lambda_2(\omega)}{\delta} = \left[\left(\frac{a_4 Sh}{U_c/U_\tau} \right)^2 + a_7^2 \right]^{-1/2} \quad M_\infty \geq 0,90$$

onde $Sh = \omega \delta / U_\tau$, conhecido por número de Strouhal. As constantes a_1 a a_7 são, respectivamente, 0,1, 72,8, 1,54, 0,77, 548, 13,5 e 5,66. Estas constantes podem ser determinadas experimentalmente através de medições da função coerência entre dois sinais de pressão separados por uma distância (ξ_1, ξ_2) . Para região entre Mach 0,75 e Mach 0,90, é sugerido que se faça uma interpolação do resultado. Vale ressaltar que os coeficientes de decaimento de Efimtsov convergem em alta frequência para valores constantes de α_i propostos por Corcos.

Corcos [16] assume que esta correlação espacial pode ser separada nas duas direções do escoamento, ξ_1 e ξ_2 , através de funções exponenciais independentes. Em situações experimentais, associa-se o decaimento espacial às funções coerência nas direções 1 e 2. Este comportamento é apresentado nas equações (2.10) e (2.11):

$$\gamma_1(\xi_1, \omega) = e^{-\alpha_1 k_c \xi_1} \quad (2.10)$$

$$\gamma_2(\xi_2, \omega) = e^{-\alpha_2 k_c \xi_2} \quad (2.11)$$

onde γ_1 e γ_2 representam as funções coerência nas suas respectivas direções.

Alguns outros fenômenos tornam este ajuste um pouco mais complexo. As equações (2.10) e (2.11) indicam que, para frequências tendendo a zero, a função coerência tende a unidade. Esta hipótese foi questionada por Efimtsov, pois, segundo o autor, a propagação dos turbilhões está condicionada a espessura da camada limite. As equações (2.8) e (2.9) reproduzem este efeito no cálculo do coeficiente de decaimento. Na Figura 2.3 segue uma reprodução das curvas de coerência considerando os modelos de Corcos e Efimtsov. Nota-se que a coerência na direção 2 é muito menor que a mesma na direção 1, isto porque o escoamento está acontecendo preferencialmente na direção 1.

Por fim, observa-se que a tendência proposta por Efimtsov é muito semelhante àquela encontrada por Bull [22] em seus experimentos (vide Figura 2.15). Os gráficos desta

seção estão em escala logarítmica enquanto os resultados de Bull estão em escala linear e adimensionalizados no eixo de Strouhal.

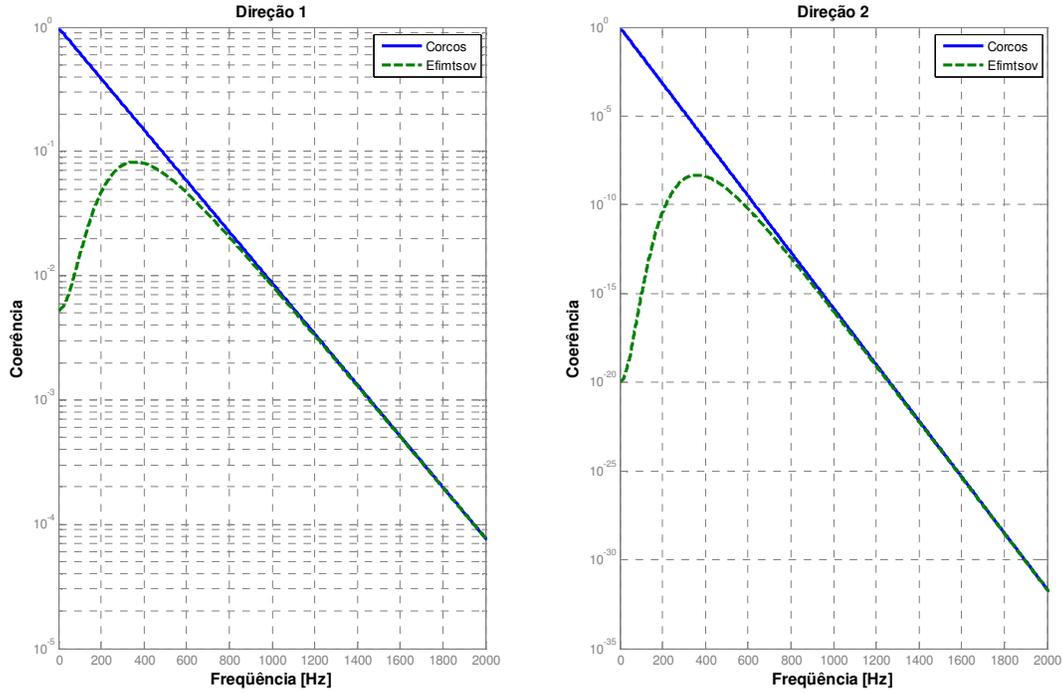


Figura 2.3 – Curvas de coerência sintetizadas a partir dos modelos de Corcos e Efimtsov.

Assim sendo, espectro de pressão no domínio do número de onda espacial é obtido substituindo α_i por $U_c/\omega \Lambda_i$ na expressão derivada por Corcos. Desta forma, pode-se escrever:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = \frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{\pi^2 (1 + (k_2 \Lambda_2)^2) (1 + (k_1 \Lambda_1 + \omega \Lambda_1 / U_c)^2)} \quad (2.12)$$

Efimtsov, em seus estudos, também descreveu uma equação que relaciona a velocidade convectiva com o número de Strouhal. Baseou-se em ensaios em vôo ($Sh > 35$) e em túnel de vento ($Re_\tau > 4000$) para cobrir toda a faixa desejada. Nos ensaios conduzidos, Efimtsov afirma que não se pode garantir a precisão do resultado, mesmo afirmando que as discrepâncias não estão associadas a erros de instrumentação. A expressão proposta é:

$$U_c = U_\tau a_8 Sh^{\frac{1}{5}} \left[\frac{1 + (a_9 Sh)^2}{1 + (a_{10} Sh)^4} \right]^{0.1} \quad (2.13)$$

onde as constantes a_8 , a_9 e a_{10} são $9,55$, $6,38 \times 10^{-4}$ e $3,98 \times 10^{-3}$, respectivamente.

Do ponto de vista experimental, a determinação da velocidade convectiva pode ser feita através de dois métodos. O primeiro utiliza a correlação temporal ao passo que o segundo faz uso da correlação espectral cruzada.

Em medições realizadas por microfones alinhados com o fluxo e separados entre si, consegue-se determinar o tempo que um sinal de pressão leva para percorrer o caminho entre os pontos de medição através de suas relações cruzadas. Assim sendo, faz-se uso das funções denominadas Correlação Temporal Cruzada, matematicamente definida por:

$$R_{xy} = \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t+\tau)dt \quad (2.14)$$

A Figura 2.11 mostra um gráfico típico da função acima definida. Cada uma das curvas representa a correlação entre dois microfones separados por uma respectiva distância. Em cada uma das curvas, o tempo de atraso para que ocorra o pico indica o próprio tempo que a onda de pressão leva para percorrer a distância entre os transdutores. Desta forma, pode-se calcular a velocidade de convecção de acordo com a seguinte equação:

$$U_c = \frac{\xi_{12}}{\tau_{opt}} \quad (2.15)$$

Para o exemplo da Figura 2.11, as velocidades convectivas para as curvas azul, verde e vermelha são respectivamente iguais a 188 m/s, 198 m/s e 200 m/s. Isto equivale dizer que a velocidade de convecção variou entre 0,79 a 0,84 vezes a velocidade do fluxo livre.

Outra forma de medir a velocidade convectiva é através da informação da fase existente na correlação cruzada de pressão entre dois microfones separados por uma distância conhecida. A Equação (2.16) detalha a expressão que dever ser empregada através deste procedimento.

$$U_c = \frac{\xi_{12} \omega}{\theta'} \quad (2.16)$$

onde ξ_{12} é a distância entre os microfones e θ' é a fase do sinal de correlação cruzada.

No caso de ondas não dispersivas, tais como as ondas sonoras e ondas longitudinais de vibração, a velocidade de propagação é independente da frequência. Em contrapartida, ondas de flexão em placas apresentam dependência com a frequência e, por esta característica, são chamadas de ondas dispersivas.

O ângulo de fase é, geralmente, apresentado sob valores que variam entre $\pm 180^\circ$ por ser uma forma mais conveniente de exibir o resultado. À medida que o sinal atinge o valor de $\pm 180^\circ$ ele é automaticamente deslocado em $\pm 360^\circ$, retornando ao seu valor inicial. Este comportamento pode ser prejudicado se informações espúrias estiverem contidas no sinal. Em

geral, costuma-se assumir que para funções coerência menores que 0,2 ($\gamma < 0,2$) a estimativa da velocidade convectiva torna-se difícil, pois a correlação cruzada depende da qualidade e da origem entre os sinais captados pelos microfones.

Para comprovar a eficácia este procedimento, um experimento simples foi realizado na câmara semi-aneecóica do Laboratório de Vibrações e Acústica com o objetivo de medir a velocidade do som. Dois microfones foram instalados de forma alinhada com uma fonte sonora B&K HP 1001. Um sinal de excitação tipo ruído branco entre 1 Hz e 6 kHz foi aplicado. Os microfones, modelo B&K 4944A, foram separados por uma distância de 15 e 20 cm. O sinal foi captado e processado para freqüências de 1 Hz a 6 kHz. Para minimizar efeitos de reflexão no solo, a medição ocorreu em um dos cantos da câmara e alguns materiais de absorção foram dispostos no piso, preenchendo a região entre a fonte e o microfone. A Figura 2.4 mostra uma imagem do experimento.

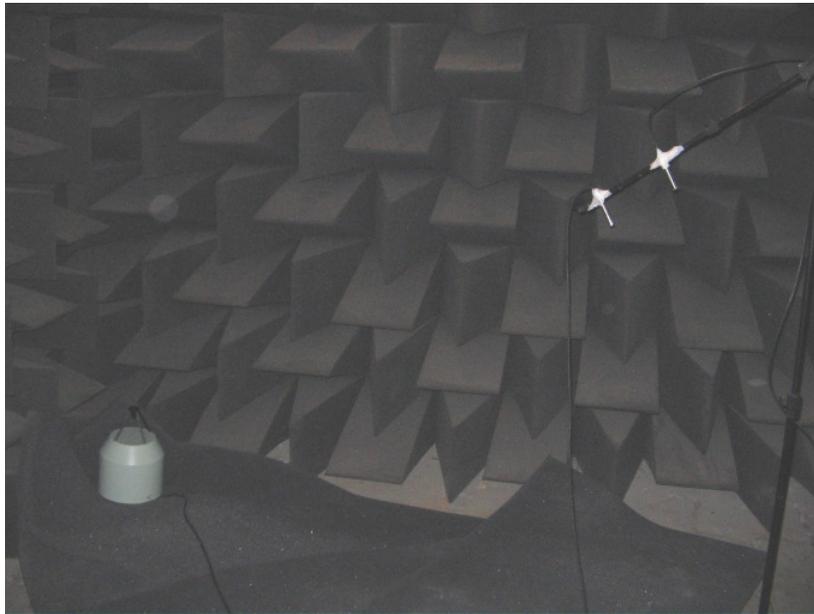


Figura 2.4 – Ensaio para medição da velocidade do som.

Na condição de 15 cm de afastamento, a Figura 2.5 apresenta os resultados obtidos pela medição e no cálculo da velocidade do som. Os resultados mostraram boa concordância com os dados esperados. A função de coerência é também mostrada e em quase toda faixa de freqüência mostrou-se próxima a unidade, garantindo a qualidade do ensaio.

Os mesmos resultados foram obtidos para 20 cm de afastamento e mostrados na Figura 2.6. A concordância para este espaçamento torna-se maior, uma vez que o cálculo da velocidade do som é menos suscetível a incertezas na medição da distância. Lembrando que para as condições de temperatura do ensaio, a velocidade do som é da ordem de 340 m/s ($c_0 = \sqrt{\gamma RT}$).

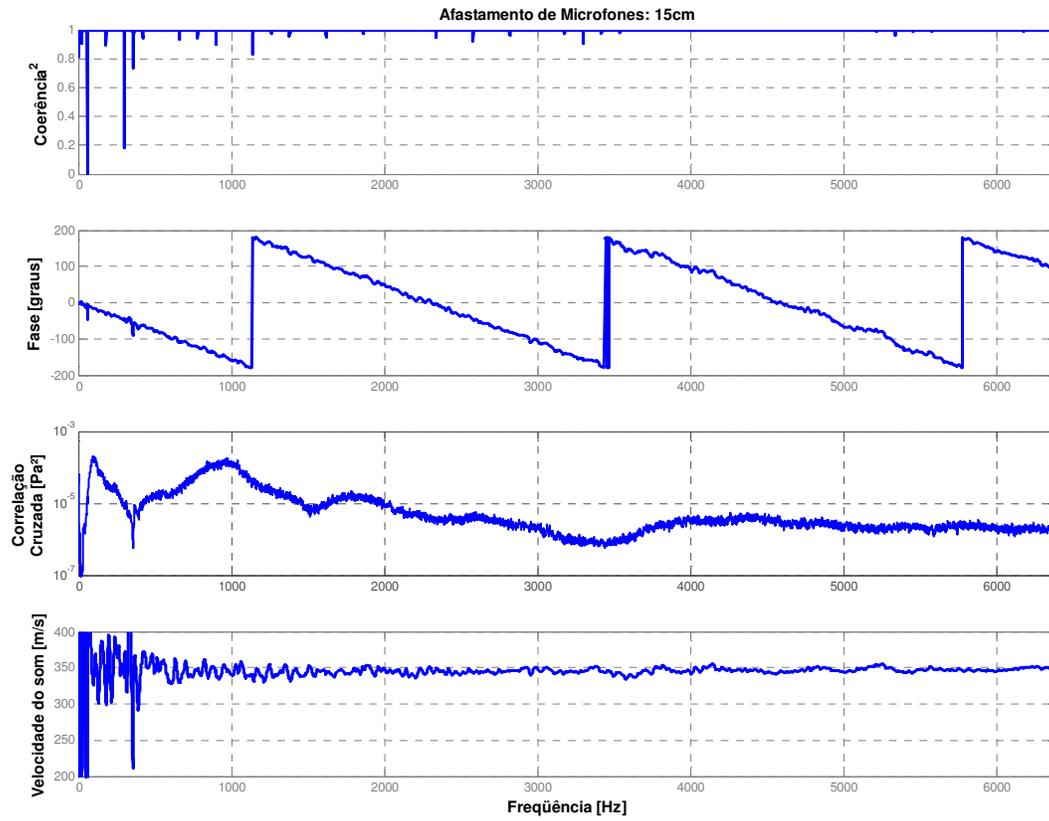


Figura 2.5 – Cálculo da velocidade do som: microfones 15 cm afastados.

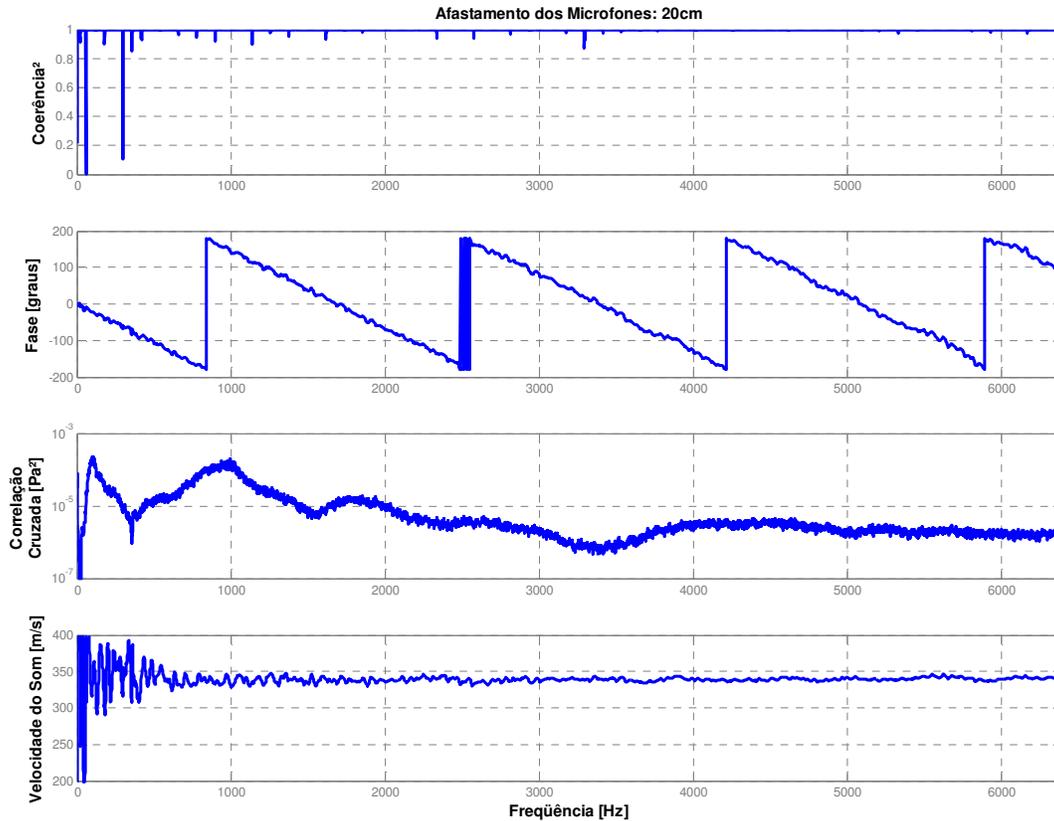


Figura 2.6 – Cálculo da velocidade do som: microfones 20 cm afastados.

Em outro trabalho, Efimtsov [29] propôs uma nova expressão para estimar a flutuação de pressão ao redor de uma fuselagem. Os ensaios foram realizados com várias aeronaves em diferentes túneis de vento, sob condições de Mach 0,41 a 4. A expressão para calcular a flutuação de pressão é:

$$\Phi_{pp}(\omega) = 2\pi\alpha U_{\tau}^3 \rho^2 \delta \frac{\beta}{\left(1 + 8\alpha^3 Sh^2\right)^{\frac{1}{3}} + \alpha\beta Re_{\tau} \left(\frac{Sh}{Re_{\tau}}\right)^{\frac{10}{3}}} \quad (2.17)$$

$$\beta = \left[1 + \left(\frac{Re_{\tau 0}}{Re_{\tau}}\right)^3\right]^{\frac{1}{3}}, \quad \alpha = 0,01, \quad Re_{\tau 0} = 3000$$

2.1.5 MODELO DE SMOL'YAKOV & TKACHENKO

Utilizando procedimentos semelhantes aos adotados por Efimtsov, Smol'yakov & Tkachenko [21] mediram a correlação de pressão em função da separação espacial e da espessura da camada limite, ajustando seus resultados a uma função exponencial. Entretanto, ao invés de multiplicar sua expressão por uma função de decaimento longitudinal e outra lateral, os autores desenvolveram uma correlação combinada e, desta forma, criaram uma

função $\exp\left[-\left(\xi_1^2/\Lambda_1^2 + \xi_2^2/\Lambda_2^2\right)^{1/2}\right]$ e aplicaram uma transformada de Fourier espacial. A expressão final, no domínio do número de onda espacial, é:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = 0,974 A(\omega) h(\omega) [F(k_1, k_2, \omega) - \Delta F(k_1, k_2, \omega)] \quad (2.18)$$

onde:

$$A(\omega) = 0,124 \left[1 - \frac{U_c}{4\omega\delta^*} + \left(\frac{U_c}{4\omega\delta^*} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad h(\omega) = \left[1 - \frac{m_1 A}{6,515\sqrt{G}} \right]^{-1}$$

$$m_1 = \frac{1+A^2}{1,025+A^2} \quad G = 1+A^2 - 1,005m_1$$

$$F(k_1, k_2, \omega) = \left[A^2 + \left(1 - \frac{k_1 U_c}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{k_2 U_c}{6,45\omega} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \quad (2.19)$$

$$\Delta F(k_1, k_2, \omega) = 0,995 \left[1 + A^2 + \frac{1,005}{m_1} \left\{ \left(m_1 - \frac{k_1 U_c}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{k_2 U_c}{\omega} \right)^2 - m_1^2 \right\} \right]^{\frac{3}{2}}$$

Peltier & Hambric [30] apresentam uma expressão do autoespectro da flutuação de pressão criada por Smol'yakov & Tkachenko, comparando com resultados experimentais de outros autores. A Figura 2.7 mostra esta comparação e a expressão analítica.

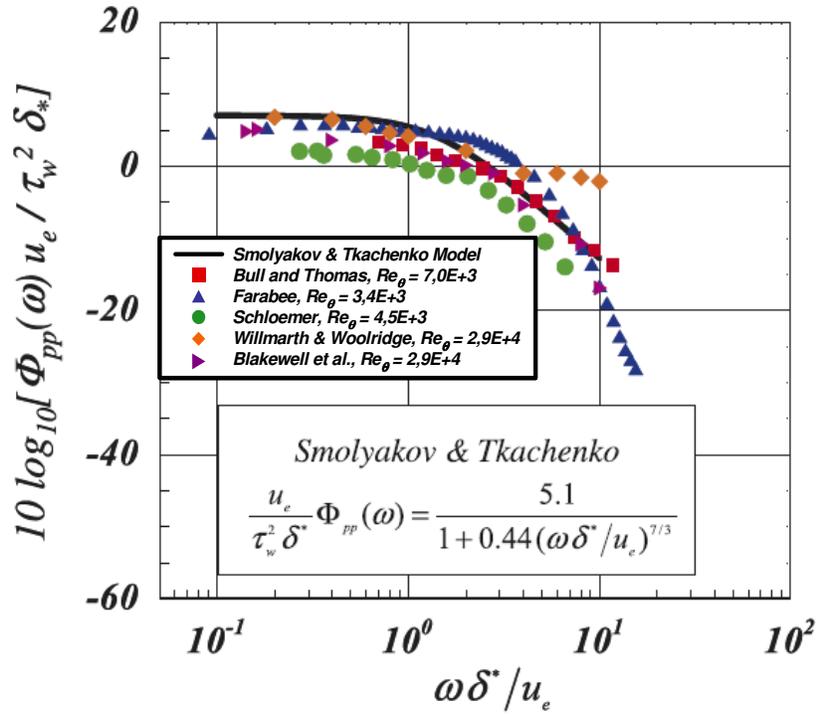


Figura 2.7 – Flutuação de pressão: Modelo de Smol'yakov & Tkachenko TBL versus dados experimentais [30].

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{\tau_w^2 \delta^*}{U_\delta} \frac{5,1}{1 + 0,44(\omega \delta^* / U_\delta)^{7/3}} \quad (2.20)$$

2.1.6 MODELO DE CHASE

Chase [18] considerou a contribuição do cisalhamento médio e a turbulência para calcular o espectro de pressão na parede e, a partir do emprego de argumentos heurísticos em sua derivação, obteve a seguinte relação matemática:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = (2\pi)^3 \frac{\rho^2 \omega^2 U_\tau^3}{U_c^2 \Phi_{pp}(\omega)} \left(\frac{C_M k_1^2}{[K_T^2 + (b_M \delta)^{-2}]^{5/2}} + \frac{C_T (k_1^2 + k_2^2)^{1/2}}{[K_T^2 + (b_T \delta)^{-2}]^{5/2}} \right) \quad (2.21)$$

onde:

$$K_T = \frac{(\omega - U_c k_1)}{h^2 U_\tau^2} + (k_1^2 + k_2^2)^{1/2} \quad \Phi_{pp}(\omega) = \frac{4\pi^2 h \rho^2 U_\tau^4}{3\omega(1 + \mu^2)} (C_M F_M + C_T F_T) \quad (2.22)$$

$$F_M = [1 + \mu^2 \alpha_M^2 + \mu^4 (\alpha_M^2 - 1)] / [\alpha_M^2 + \mu^2 (\alpha_M^2 - 1)]^{3/2}$$

$$F_T = \left[1 + \alpha_T^2 + \mu^2(3\alpha_T^2 - 1) + 2\mu^4(\alpha_T^2 - 1)\right] / \left[\alpha_T^2 + \mu^2(\alpha_T^2 - 1)\right]^{3/2}$$

$$\alpha_{M\text{ ou }T}^2 = 1 + \left(U_c / b_{M\text{ ou }T} \omega \delta\right)^2 \quad \mu = hU_\tau / U_c$$

onde, baseado nas recomendações de Chase, as constantes C_M , C_T , b_M , b_T e h são, respectivamente, 0,0745, 0,0475, 0,756, 0,378 e 3,0. Convém mencionar que Chase determinou sua própria expressão para calcular a flutuação de pressão $\Phi_{pp}(\omega)$.

Chase [19], anos mais tarde, incluiu melhorias em seu modelo de modo a representar com mais fidelidade à região supersônica ($k_1 < \omega/c_0$) e à região de baixo número de onda ($\omega/c_0 < k_1 \ll \omega/U_c$). Chase relaxou a necessidade de dependência do espectro para baixos números de onda e adicionou termos que descrevem a região sônica. Contudo, as constantes não são conhecidas e, da mesma maneira que o modelo de Ffowcs Williams, a fórmula tem aplicação limitada, não sendo ainda possível descrever plenamente o comportamento da região supersônica.

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = (2\pi)^3 \frac{\rho^2 \omega^2 U_\tau^3}{U_c^2 \Phi_{pp}(\omega) [K_T^2 + (b\delta)^{-2}]^{5/2}} \dots$$

$$\left(\frac{C_M k_1^2 + C_T (k_1^2 + k_2^2)^{1/2} \frac{K_T^2 + (b\delta)^{-2}}{(k_1^2 + k_2^2)^{1/2} + (b\delta)^{-2}}}{(k_1^2 + k_2^2)^{1/2} + (b\delta)^{-2}} \right) \quad (2.23)$$

onde:

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{4\pi^2 h \rho^2 U_\tau^4}{3\omega(1 + \mu^2)} (C_M F_M + C_T F_T) \quad (2.24)$$

$$F_M = \left[1 + \mu^2 \alpha^2 + \mu^4(\alpha^2 - 1)\right] / \left[\alpha^2 + \mu^2(\alpha^2 - 1)\right]^{3/2}$$

$$F_T = \frac{3}{2} (1 + \mu^2) (1 + \alpha^2) / \alpha^3$$

aqui, o termo F_M é uma solução exata de sua formulação, enquanto F_T é uma aproximação. As constantes recomendadas são $h = 3,0$, $h.C_M = 0,466$, $h.C_T = 0,014$ e $b = 0,75$.

2.1.7 MODELO DE CHASE & HOWE

Howe [31] apresentou uma versão semelhante ao modelo de Chase e, por conta disto, é chamado de modelo de Chase-Howe. A expressão para o cálculo da flutuação é descrita como:

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{\rho^2 U_\tau^4}{\omega} \left(\frac{\omega \delta^*}{U_\infty} \right)^3 \left[\alpha_p^2 + \left(\frac{\omega \delta^*}{U_\infty} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (2.25)$$

Este modelo, assim como o de Chase, não tem um decaimento tão rápido para a região de frequência controlada pela viscosidade, assim sendo, tem aplicação limitada para $\omega \nu / U_\tau^2 \leq 0,3$.

2.1.8 MODELO DE GOODY

Goody em Caro et al [32] desenvolveu um modelo para estimar a flutuação de pressão baseado no modelo proposto por Chase. Goody identificou que o espectro é função de escalas externas, matematicamente representadas por $\omega \delta / U_\infty$. Para baixa frequência, o espectro é função de ω^2 . Em altas frequências, as escalas internas dominam a geração de energia. Define, então, que a dependência é função de $\omega \nu_w / U_\tau^2$ e está escalonada por ω^{-5} . Na região das médias frequências, teoricamente, o espectro é escalonado por ω^{-1} . Todavia, medições experimentais mostram que o escalonamento está entre $\omega^{-0.7}$ e $\omega^{-0.8}$. A extensão à faixa de médias frequências depende do número de Reynolds. Goody propôs o seguinte modelo:

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{\tau_w^2 \delta}{U_\infty} \frac{1,5 \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty} \right)^2}{\left(\left(\frac{\omega \delta}{U_\infty} \right)^{0,75} + 0,5 \right)^{3,7} + \left(1,1 R_T^{-0,57} \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty} \right) \right)^7} \quad (2.26)$$

onde:

$$R_T = \frac{\left(\frac{\delta}{U_\infty} \right)}{\left(\frac{\nu_w}{U_\tau^2} \right)} = \frac{\delta U_\infty C_f}{\nu_w} \quad (2.27)$$

sendo R_T a razão entre as escalas temporais externa e interna. A Figura 2.8a mostra os resultados de espectro de pressão normalizados em função das escalas externas, ao passo que a Figura 2.8b apresenta com normalização em função das escalas internas.

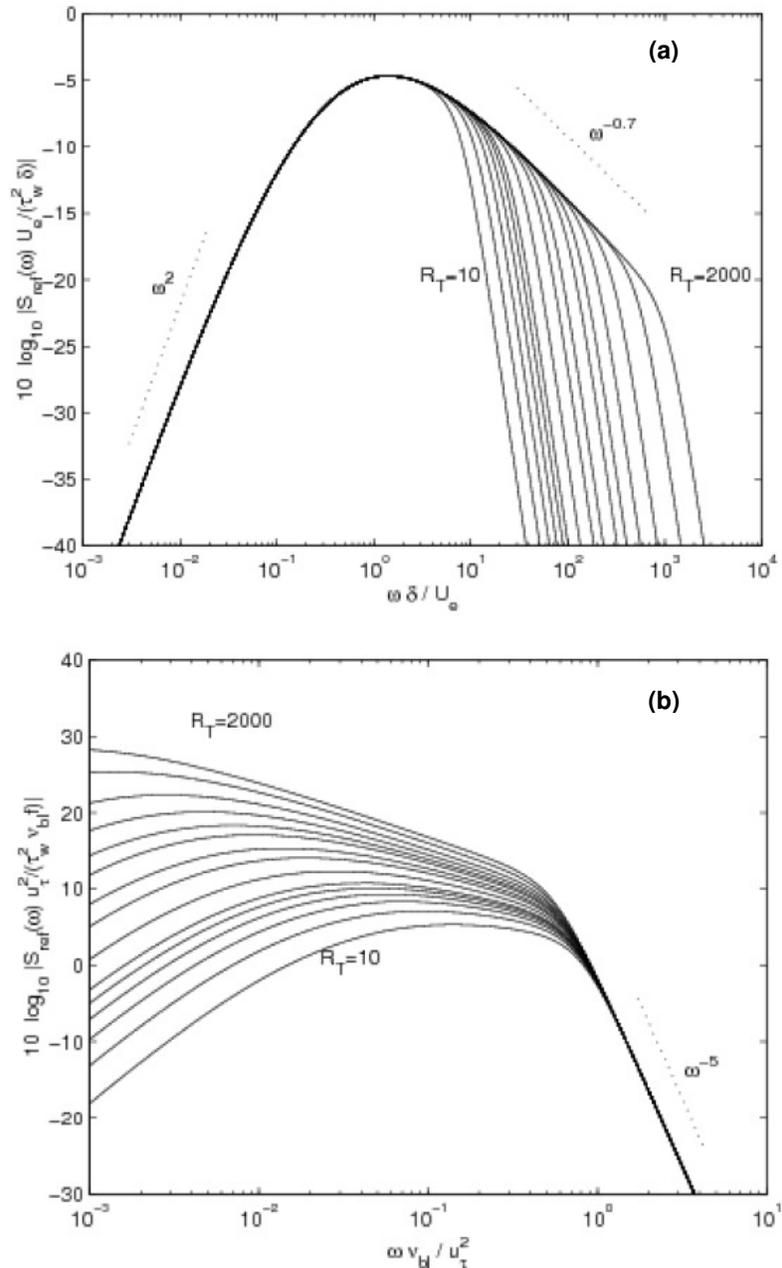


Figura 2.8 – Flutuação de pressão sugerida por Goody [32].

(a) $\Phi_{pp}(\omega)$ vs $\omega\delta/U_\infty$; (b) $\Phi_{pp}(\omega)$ vs $\omega v_w/U_\tau^2$.

2.1.9 MODELO DE RACKL & WESTON

Rackl & Weston [14] incorporaram algumas modificações no espectro de pressão inicialmente proposto por Efimtsov. Estas modificações foram embasadas a partir dos ensaios em vôo do Tu-144-LL. A Figura 2.9 mostra a densidade espectral para uma distância de 34,6m

com relação ao nariz da aeronave, sendo que a parte (a) representa um perfil de voo de Mach 0,74 e 16400 ft. A parte (b), por sua vez, Mach 1,95 e 55400 ft.

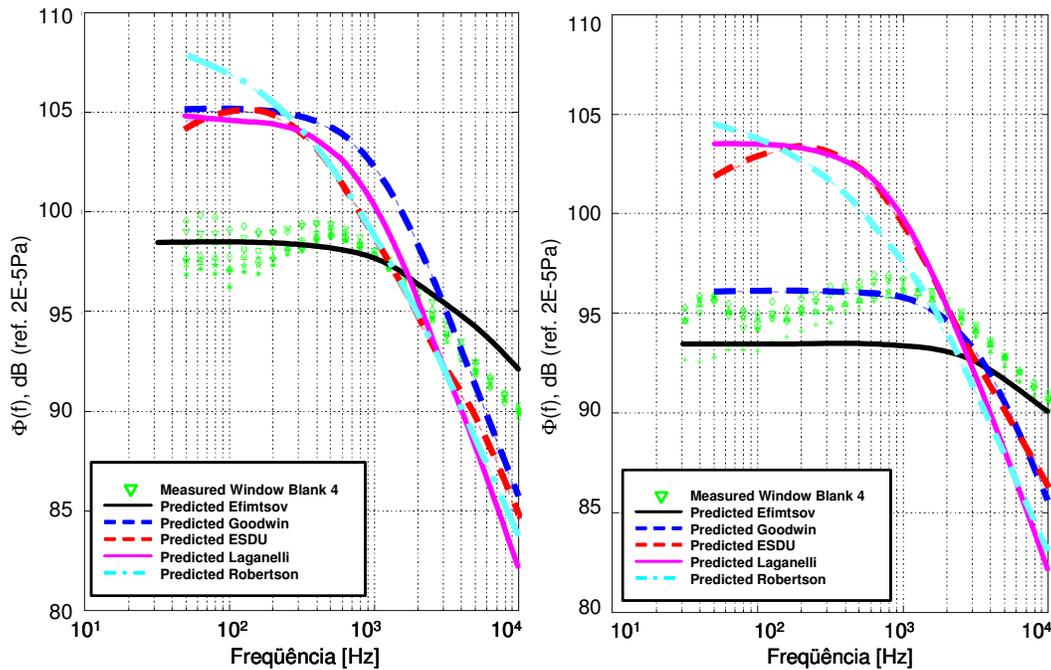


Figura 2.9 – Flutuação de pressão medida versus os modelos de Efimtsov, Goodwin, Laganelli, Robertson e ESDU [14]. (a) 16400 ft, Mach 0,74 (b) 55400 ft, Mach 1,95.

De acordo com os autores, os modelos de Goodwin e Efimtsov são aqueles que melhor representam os resultados experimentais. O modelo de Efimtsov representa bem os resultados nas condições subsônicas e supersônicas, já o modelo de Goodwin provê boas estimativas somente nas regiões supersônicas. Pelo comportamento mais abrangente do primeiro modelo, os autores seguem seus estudos propondo alguns ajustes.

Segundo o autor, os ajustes propostos têm os seguintes objetivos: incluir um pico de banda larga na região de número de Strouhal igual a 0,6 (Sh_l), sendo o número de Strouhal aqui definido por $Sh_\infty = \omega \delta^* / U_\infty$; corrigir a queda da densidade espectral de pressão em altas frequências (a partir de 1 kHz).

Sobre a inclusão da correção do pico de banda larga, de aproximadamente dois decibéis, os autores apresentam fatores prós e contras este artifício. Como fatores positivos, afirmam que é esperado que existam maiores níveis de excitação em algumas frequências, isto porque a camada limite impõe algumas restrições às escalas dentro do fluxo. Em outras palavras, na hipótese de a camada limite não filtrar nenhuma escala de comprimento, o espectro de pressão em baixa frequência deveria ser plano, assim como propôs Efimtsov. Outros encontraram, em seus estudos, curvas de densidade espectral de pressão com a mesma tendência. Todavia, argumentando de maneira contrária à inclusão da correção, os autores concordam que uma correção de dois dB pode simplesmente fazer parte da dispersão

de medição. Ainda, a maior parte dos trabalhos não apresenta nenhum pico com esta característica proposta.

Além da correção devido à queda de alta frequência, o autor sugere um fator de peso, uma vez que o modelo de Efimtsov superestima a queda para condições de Mach inferior a 1,65 e subestima acima desta velocidade. A expressão final de Rackl & Weston para a densidade espectral de pressão é:

$$\Phi_{PP}(f)_{ajustada} - \Phi_{PP}(f)_{Efimtsov} = C_1 \exp \left\{ - \left[\ln \left(\frac{2\pi f \delta^*}{U_\infty} \right) - \ln(Sh_1) \right]^2 \right\} + \dots \quad (2.28)$$

$$C_2 \left\{ \tanh \left[\log_{10} \left(\frac{f}{f_{roll-off}} \right) \right] + 1 \right\} (M - 1,65) \log_{10}(f)$$

onde $C_1 = 2,5$, $C_2 = 0,25$, $Sh_1 = 0,6$ e $f_{roll-off} = 1kHz$. A Figura 2.10 compara os resultados experimentais com o modelo ajustado.

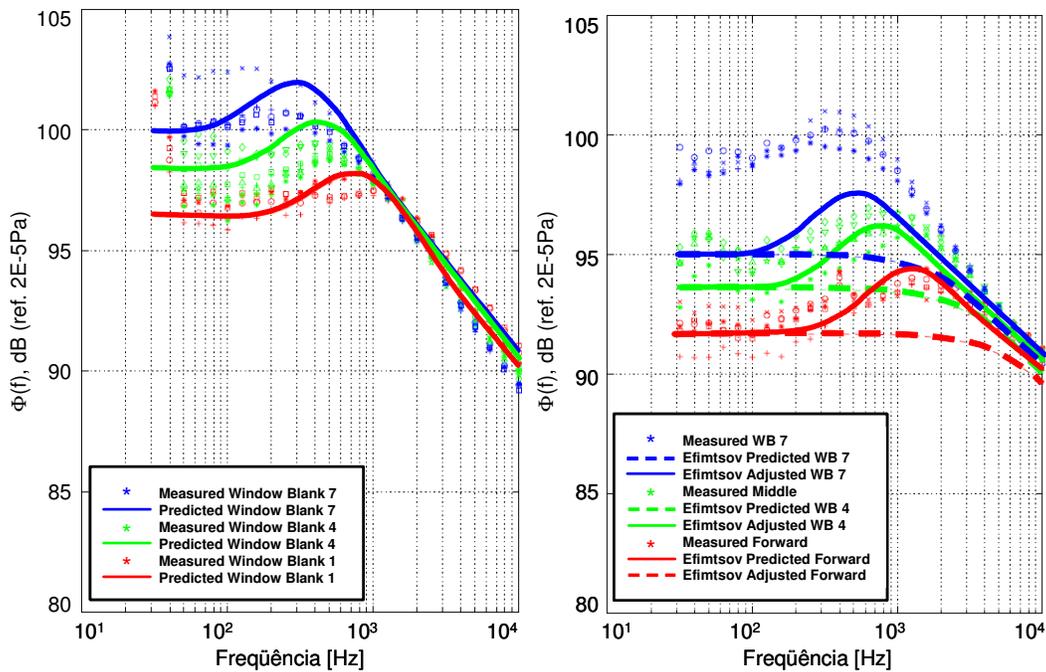


Figura 2.10 – Flutuação de pressão medida em três regiões versus o modelo de Efimtsov Modificado [14]. (a) 16400 ft, Mach 0,74 (b) 55400 ft, Mach 1,95.

Adicionalmente, os resultados de correlação temporal são apresentados para algumas condições de voo e janelas. A partir deste tipo de informação, o autor é capaz de calcular a velocidade convectiva para cada par de microfones alinhados (Equação (2.15)). A Figura 2.11 mostra um dos resultados de correlação temporal para altitude de 16400 ft e Mach 0,74.

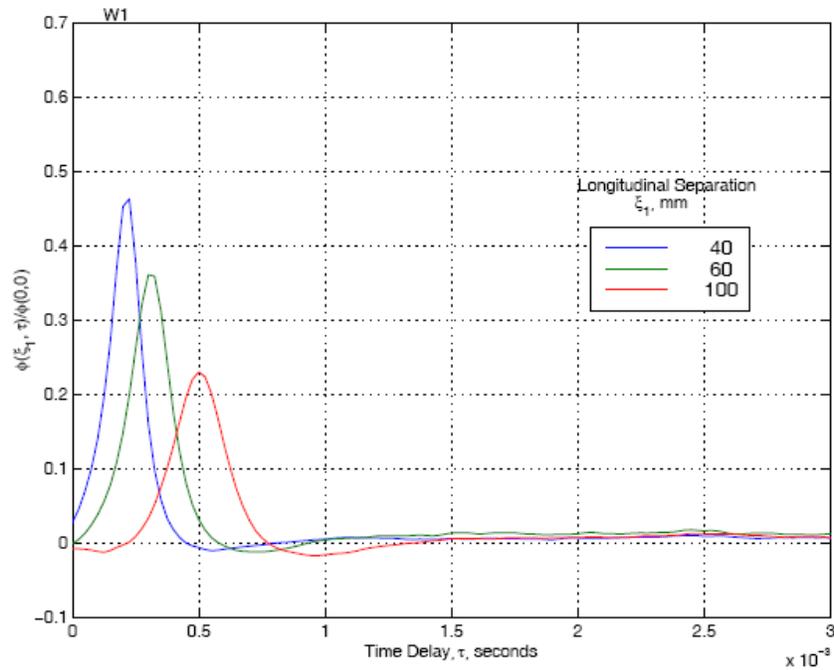


Figura 2.11 – Correlação temporal entre os sinais de pressão para três espaçamentos de transdutores [14].

2.1.10 OUTROS MODELOS

2.1.10.1 MODELO DE LAGANELLI

O modelo de Laganelli [26] foi derivado a partir de experimentos e princípios de dinâmica dos fluidos. Laganelli se baseou em dados experimentais de outros autores: Blake, Laganelli, Raman, Coe e Bull. Sua expressão é uma expansão do modelo de Robertson, com inclusão de algumas considerações a respeito do coeficiente de fricção. Segue:

$$\Phi_{PP}(\omega) = 2,293 \frac{q_{\infty}^2 \delta^*}{U_{\infty}} \cdot \frac{10^{-5} F_c^{-0,5733}}{1 + F_c^{2,867} \left(\frac{\delta^*}{U_{\infty}} \omega \right)^2} \quad (2.29)$$

onde:

$$F_c = \frac{C_{fi}}{C_{fc}} = \frac{h^*}{h_e} = \frac{1}{2} + \frac{h_w}{h_{aw}} \left(\frac{1}{2} + r \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) + 0,22 r \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (2.30)$$

2.1.10.2 MODELO DE GOODWIN

Este modelo de flutuação de pressão [27] foi derivado a partir dos modelos de Robertson e de Laganelli, além de dados experimentais coletados de três aeronaves

supersônicas: XB-70 [10], A3J e o Concorde. Devido a erros experimentais, somente parte dos dados do X-70 e A3J foram utilizados. Acerca dos erros nos trabalhos sobre o Concorde, variações de medição chegaram até nove dB em uma mesma janela. Nenhuma menção a respeito da sensibilidade dos microfones ou degraus devido a tolerâncias de instalação (“flushness”) foi encontrada. Goodwin expressou seu modelo da seguinte forma:

$$\Phi_{PP}(f) = \frac{2/\pi \left(\frac{P_{rms}}{q_\infty} \right)^2 \left(\frac{\rho_w(T_w, P_w)}{q_\infty} \right)^3 \left(1,2 + 0,1 \frac{n-7}{7} \right)^{0,45}}{1 + \left(\frac{1,2 \theta \omega}{U_\infty} \right)^2} \quad (2.31)$$

onde:

$$n = 4,0 + 2,5 \log_{10} \left(\frac{Re_x}{631000} \right), \quad P_{rms}^2 = \frac{2}{\pi} \frac{A}{B} \frac{U_\infty}{\theta} \Phi_{PP, Robertson}(f=0), \quad (2.32)$$

$$A = \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_w(T_w, P_w)} \right)^3 \frac{\theta}{\delta^*} \left(1 + 0,08 \left(\frac{n-7}{7} \right)^{0,45} \right), \quad B = 1,2$$

2.1.10.3 MODELO DE FLOWCS WILLIAMS

Fowcs Williams [20] utilizou a analogia acústica de Lighthill e assumiu que a velocidade da fonte apresenta o mesmo comportamento sugerido por Corcos. A expressão resultante de seus estudos para a correlação espacial pode ser resumida como:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = \rho^2 U_\infty^3 \Delta^3 \Phi_0(\omega \Delta / U_\infty) A_0 (1 - k_1 U_c / \omega) B_0(k_2 U_c / \omega) \dots \left(a_0 \left(U_\infty (k_1^2 + k_2^2)^{1/2} / \omega \right)^2 + a_1 M^2 + a_2 M^4 \ln(R/\Delta) \delta \left[\left(U_\infty (k_1^2 + k_2^2)^{1/2} / \omega \right)^2 - M^2 \right] \right) \quad (2.33)$$

As constantes de expressão anterior não são conhecidas e, segundo Fowcs Williams, devem ser determinadas experimentalmente. Buscando simplificar esta expressão, Hwang & Geib in Graham [25], negligenciaram os efeitos de compressibilidade e assumiram uma forma para as demais funções. A expressão, ajustada de acordo com os parâmetros de Corcos, é:

$$\Gamma(k_1, k_2, \omega) = \left(\frac{U_c (k_1^2 + k_2^2)^{1/2}}{\omega} \right)^2 \frac{4\alpha_1 \alpha_2}{(\alpha_2^2 + U_c^2 k_2^2 / \omega^2)(\alpha_1^2 + (U_c k_1 / \omega - 1)^2)} \quad (2.34)$$

2.2 ENSAIOS PARA CARACTERIZAÇÃO DA TBL

O entendimento dos fenômenos ligados ao ruído aerodinâmico é de grande interesse da indústria de veículos de alta velocidade e alto desempenho. As questões ligadas ao fenômeno contribuem tanto para aumentar os níveis de ruído interno, quanto à emissão de ruído externo. O entendimento da questão é de extrema complexidade uma vez que envolve diferentes áreas de estudo: turbulência, vibração estrutural e acústica. Modelos analíticos estão baseados em hipóteses quase sempre restritivas, impedindo que sejam aplicados para qualquer tipo de problema. Assim sendo, nos últimos 40 anos a utilização de métodos experimentais tem sido largamente aplicada na pesquisa dos efeitos de excitação devido à TBL.

Ao longo dos anos, com a modernização e criação de novos equipamentos, como vibrômetros a laser, anemômetros de fio quente e novos túneis de vento, a qualidade das medições tem crescido. Ainda, as técnicas de processamento digital de sinais e o avanço dos computadores trouxeram rapidez e precisão. Contudo, as variáveis da medição continuam sendo as mesmas.

O objetivo desta seção é prover uma sucinta revisão dos experimentos que envolvem excitações devido à turbulência sobre um corpo flexível. A maior parte dos trabalhos está associada a medições do campo de pressão em túnel de vento, mas alguns deles envolvem medição de resposta estrutural. Outros trabalhos envolvem medições de flutuação de pressão, correlação espacial e vibração em ensaios em vôo. Serão descritos os procedimentos e os resultados encontrados pelos autores.

2.2.1 ENSAIOS EM TÚNEL DE VENTO

Em muitos casos, a utilização de ensaios em túnel de vento pode ser aplicada para retirar características da camada limite turbulenta. Maestrello [2] realizou medições de potência radiada por placas de alumínio, de quatro espessuras distintas. As placas foram montadas em um túnel de vento com capacidade de gerar velocidades de até $M=0,85$, através de um compressor. Um silenciador foi aplicado ao sistema, sendo esperado ser eficiente a partir da faixa de 100 Hz. As medições acústicas foram realizadas em uma câmara reverberante e o túnel de vento foi montado sobre isoladores para reduzir a transmissibilidade ao piso. As paredes do túnel foram cobertas com materiais de absorção. Para evitar enrijecimento da placa em função da diferença de pressão entre o escoamento e a pressão atmosférica, os pesquisadores mantiveram a diferença de pressão nula. Figura 2.12 mostra o esquema utilizado no ensaio.

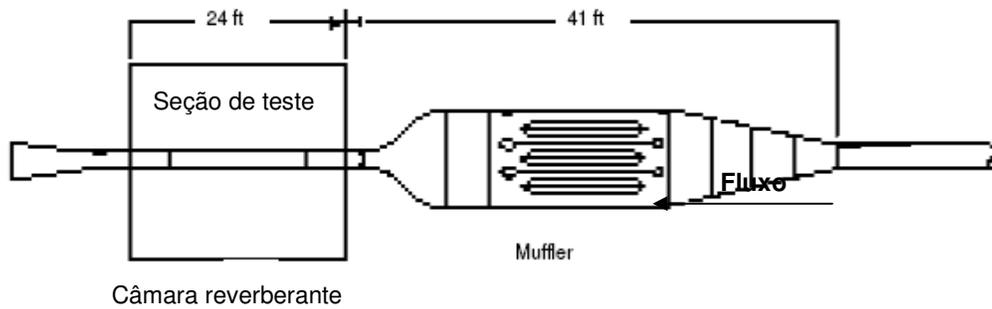


Figura 2.12 – Esquema do túnel de vento utilizado pode Maestrello [2].

Foram realizadas medições de flutuação de pressão no centro da seção enquanto na parede foram computadas a velocidade média e a tensão cisalhante. As medições de potência sonora irradiada foram feitas na câmara reverberante, sendo estimadas a partir da média espacial da pressão e da absorção da cavidade. Fitas para introduzir amortecimento foram instaladas na placa, sendo que as placas mais finas apresentaram uma maior influência das fitas. A Figura 2.13 mostra os resultados para uma placa de 2 mm de espessura. A parte (a) traz resultados sem amortecimento, ao passo que a parte (b) mostra resultados com amortecimento.

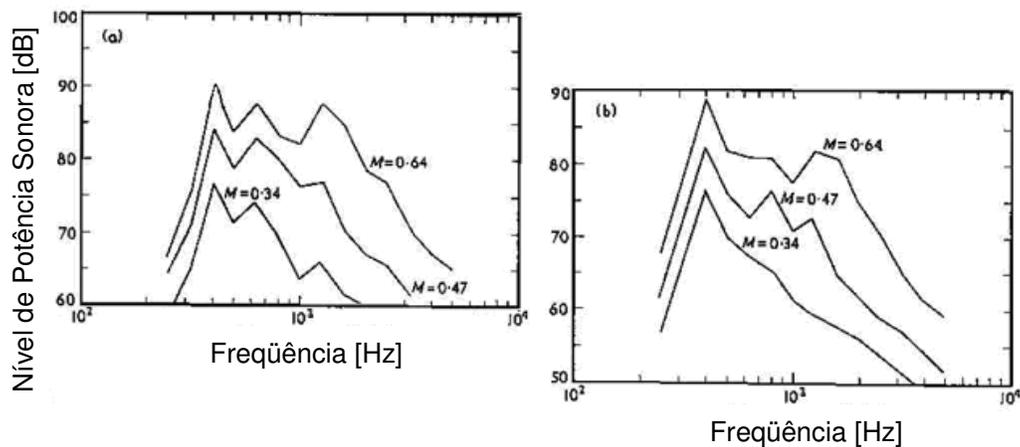


Figura 2.13 – Potência sonora irradiada por uma placa devido a uma excitação turbulenta [2].

A Figura 2.14 apresenta o deslocamento quadrático médio nas linhas centrais da placa em função do número de Mach. As marcações com triângulo, quadrados e círculos representam, respectivamente, placas com espessuras de 1,016 mm, 1,524 mm e 2,032 mm. De maneira geral, os painéis menos espessos apresentaram maiores níveis de vibração e potência irradiada.

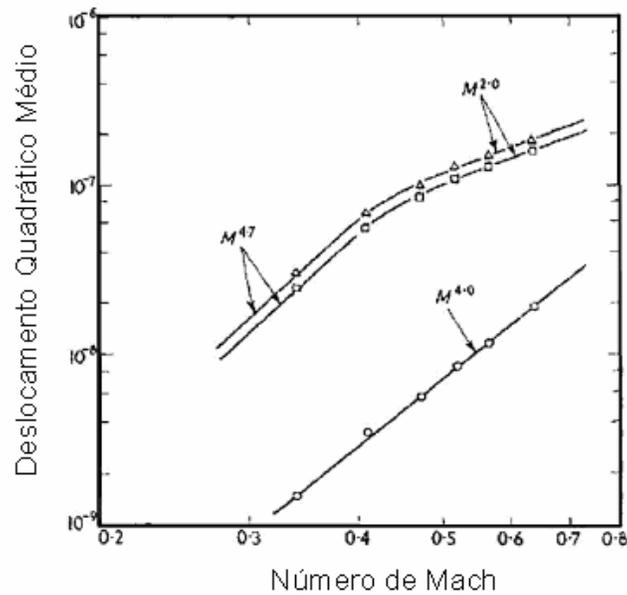


Figura 2.14 – Deslocamento médio quadrático de uma placa excitada pela camada limite turbulenta [2].

Anos depois, Davies [3] realizou experimentos semelhantes. No entanto, Davies esteve preocupado em cobrir faixas de velocidades menores, até 55 m/s. Efimtsov & Shubin [4], Grosveld [5], Robert [6], Durant et al [7], Cousin [8] e Han et al, [9] também realizaram experimentos em túnel de vento.

Bull [22] preocupou-se em realizar estudos em velocidades subsônicas (Mach 0,3 e 0,5) onde foram medidas a pressão r.m.s., o espectro de flutuação e as correlações espaciais. Com relação às correlações espaciais, Bull identificou que as estruturas turbulentas e sua propagação dentro do escoamento dependem, além da frequência, da espessura da camada limite. Estes dados podem ser representados através do sinal de coerência entre dois microfones separados no espaço, como pode ser visto na Figura 2.15.

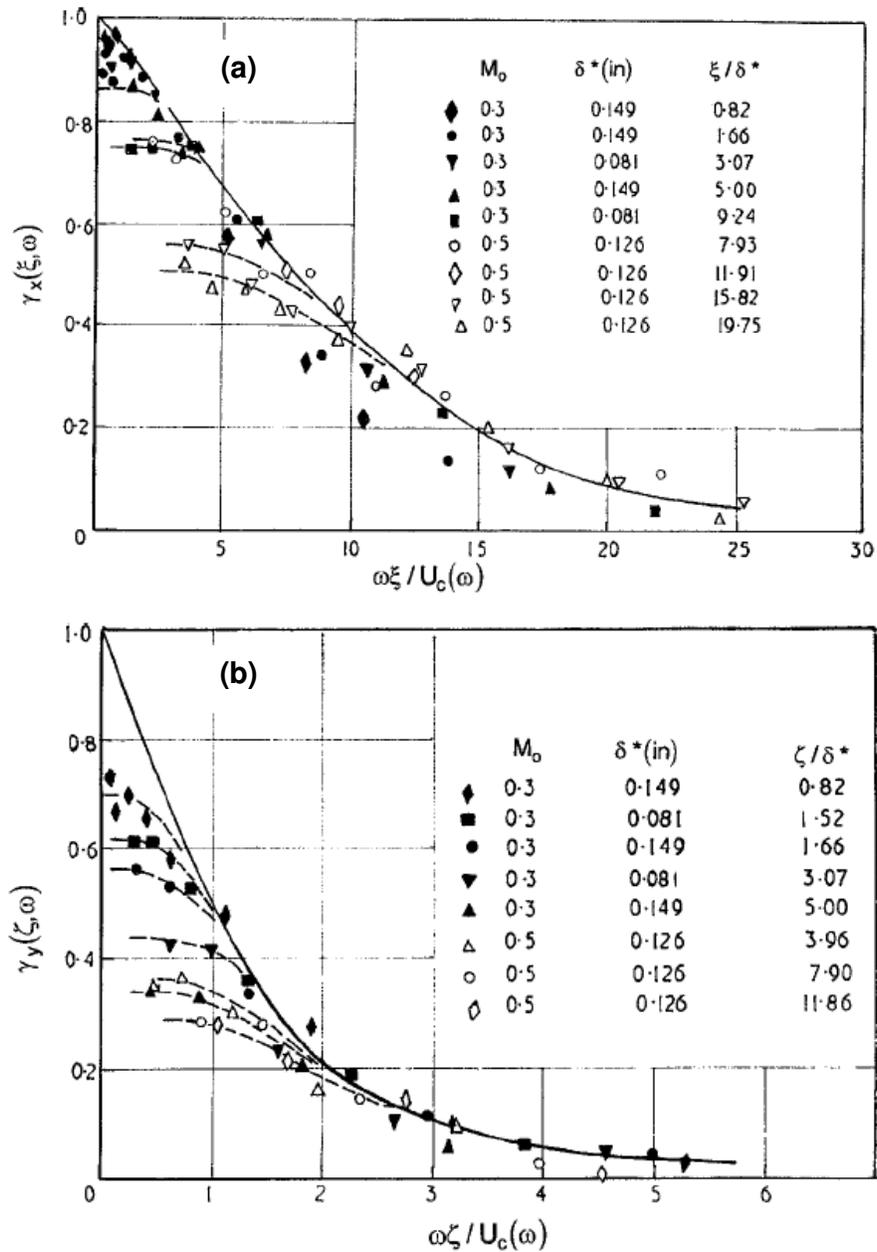


Figura 2.15 – Coerência entre sinais de microfones para determinação do coeficiente de decaimento espacial. (a) direção longitudinal; (b) direção lateral [22].

2.2.2 MEDIÇÕES EM VÔO

Lewis & McLeod [13] realizaram alguns estudos para quantificar efeitos de transferência de calor, coeficientes de fricção e níveis de ruído em uma aeronave X-15. Acelerômetros foram utilizados para verificar a ocorrência de elevados níveis de vibração e uma possível introdução de erro nos microfones. A aeronave foi lançada a uma altitude de 45000 ft, em seguida acelerada até Mach 5,4 e atingiu uma altitude máxima de 105000 ft. Durante o vôo, foram realizadas variações de velocidades e de ângulo de ataque. Os

resultados encontrados por Lewis & McLeod, em virtude do procedimento adotado, das condições de voo estabelecidas e da característica da aeronave, não foram satisfatórios. Os autores indicam que mais experimentos em voo devem ser conduzidos de modo a estabelecer um modelo para caracterizar a camada limite e que os procedimentos experimentais devem ser atenciosamente especificados e controlados para o sucesso do ensaio.

Mais tarde, Bhat [11] conduziu alguns estudos que tinham como objetivo caracterizar o comportamento de camada limite de acordo com o modelo proposto por Corcos. Para tanto, Bhat utilizou dois vãos em uma aeronave comercial (Boeing 737) onde instalou em duas janelas falsas um *array* de sete microfones. A Figura 2.16 mostra a localização das janelas e a disposição em que os microfones foram instalados. As medições aconteceram a 25000 ft em velocidade de Mach 0,45, 0,60 e 0,78. O autor apresentou além das curvas de densidade espectral da flutuação de pressão e pressão r.m.s., outras propriedades estatísticas, tais como, velocidade convectiva, correlações espaciais, densidades espectrais cruzadas. O trabalho de Bhat é considerado referência nos estudos de caracterização da excitação turbulenta.

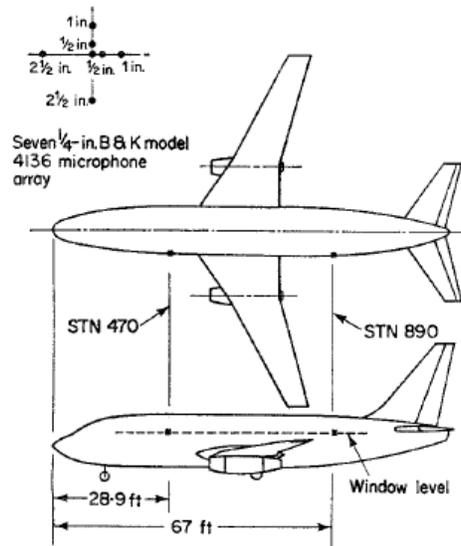


Figura 2.16 – Localização das janelas e disposição dos microfones adotada por Bhat [11].

O primeiro *array* de sete microfones foi posicionado a frente da asa, porém, suficientemente distante do nariz da aeronave. Este cuidado evitaria a influência de possíveis distúrbios do escoamento que ocorrem nesta região. A segunda janela, por sua vez, foi instalada na região traseira de modo a capturar uma suspeita influência do ruído gerado pelo de jato do motor na faixa de baixa frequência. Os microfones utilizados nos ensaios são da marca B&K, modelo 4136, diâmetro de 1/4", montados rentes à superfície. A janela foi fabricada a partir de uma chapa de alumínio, com espessura de 1". Desalinhamentos entre a janela e fuselagem foram mantidos mínimos.

Nenhuma medição para caracterização do perfil da camada limite foi realizada. Bhat, em seu estudo, fez uso de algumas relações empíricas para determinar a espessura da camada limite e o coeficiente de fricção na parede, como segue:

$$\delta/X = 0,37 \text{Re}_x^{-0,2} \left\{ 1 + \left[\text{Re}_x / (6,9 \cdot 10^7) \right]^2 \right\}^{0,1} \quad (2.35)$$

$$\delta^* = \delta/8 \quad (2.36)$$

$$C_f = 0,288 \frac{T_\infty}{T_w} \left[\log_{10} \text{Re}_x + \log_{10} \left(\frac{\mu_w T_\infty}{\mu_\infty T_w} \right) \right]^{-2,45} \quad (2.37)$$

Segundo Bhat, a camada limite está sujeita a gradientes favoráveis ou adversos de pressão. Acredita que gradientes adversos de pressão não estejam presentes nas medições tomadas na parte frontal da aeronave e, por sua vez, não estão endereçados em seu trabalho.

Com relação à qualidade dos sinais, as análises mostraram que a flutuação de pressão medida na região dianteira sofreu influência do ruído de *fan* do motor para Mach 0,45. Semelhantemente, na região após a asa, a flutuação foi influenciada pelo ruído de jato nas baixas frequências, e de turbo-máquina nas altas frequências. Este comportamento repetiu-se para todas as velocidades analisadas. Devido a este efeito, somente são apresentadas as análises para a janela frontal e Mach 0,60 e 0,78.

As medições foram conduzidas até a faixa de 10 kHz com discretização de 1 Hz. Em baixa frequência as curvas de densidade espectral mostraram um comportamento tipo “serra”. Segundo o autor, nenhuma explicação pode ser diretamente atribuída a isto. Ele presume que um possível não-alinhamento entre o microfone e a parede pode ocasionar este efeito. Além disso, alguns picos devido ao ruído de turbo-máquina podem ser percebidos nos sinais. Entretanto, este tipo de sinal é passível de ser removido. Para suavizar a curva com relação a estes “ruídos” indesejáveis, os resultados foram recalculados após procedimento de média realizada a cada 10 Hz, até a frequência de 500 Hz. Após esta frequência, os resultados estão disponíveis em banda de 1/24 de oitava. Adicionalmente, uma média entre os sete microfones foi aplicada para cálculo da densidade espectral de pressão para cada condição de voo. Após todo este procedimento, ainda foi aplicada a correção sugerida por Corcos [33]. Corcos desenvolveu um procedimento para correção do sinal de pressão devido ao fato de o microfone não ser pontual. A pressão r.m.s. foi calculada pela integração da densidade espectral da pressão corrigida.

Para calcular a velocidade convectiva, Bhat mediu a correlação temporal entre os microfones e, a partir das distâncias já conhecidas, calculou a velocidade através da expressão $U_c = \xi_{12} / \tau_{opt}$, onde ξ_{12} é a separação entre os microfones e τ_{opt} é o tempo de atraso entre os sinais. Os resultados encontrados mostraram uma boa concordância com ensaios em túnel

de vento. Através deste procedimento, Bhat foi capaz de determinar um valor de velocidade convectiva constante no domínio da frequência.

A velocidade de convecção também pode ser estimada a partir da correlação cruzada entre sinais de pressão. Desta maneira, consegue-se calcular, através da fase entre os sinais, o valor de velocidade em frequências discretas. Foi gerado, então, um conjunto de dados que é dependente do espaçamento entre microfones e da faixa de frequência. Do ponto de vista de dependência com a frequência, Bhat identificou que a velocidade convectiva parte de valores mínimos até uma frequência onde atinge seu máximo. Após isto, sofre uma pequena queda e converge para um patamar constante para toda a faixa de frequência restante. Outros autores obtiveram resultados semelhantes. A explicação para isto deve-se ao fato de que as escalas de turbulência apresentam velocidades de propagação diferentes. Escalas maiores têm maior facilidade de serem carregadas pelo fluxo livre, ao passo que as escalas menores apresentam maior dissipação dentro da camada limite. Outro ponto importante é que a rugosidade das paredes contribui para redução dos valores de velocidade convectiva.

Por fim, Bhat apresenta gráficos de decaimento espacial nas duas direções, sendo este maior na direção perpendicular ao sentido do escoamento principal. Adicionalmente, em fuselagens de maior curvatura, espera-se que o decaimento perpendicular seja ainda maior que o mesmo para uma fuselagem com uma curvatura menos acentuada. Também mostra que o decaimento sofre influência do ângulo de ataque, da rugosidade das paredes.

Bhat e Wilby [34] realizaram experimentos em vôo onde tomaram uma parte da seção dianteira de um Boeing 727-200 que foi isolada do restante da cabine. A aeronave estava configurada sem itens de interior, desta forma os autores garantiram que o ruído medido seria, em sua maior parte, proveniente da irradiação acústica da fuselagem. Fitas de amortecimento (*damping*) e um material de amortecimento emborrachado (chamado pelo autor de "*rubber wedge treatment*") montados na borda das baias formadas entre os reforços da fuselagem. A Figura 2.17 mostra detalhes da aeronave e do ensaio.

A flutuação de pressão na superfície externa também foi medida. Os autores encontraram uma grande dispersão destes resultados e atribuíram a uma possível formação de gelo sobre o diafragma do microfone.

Um teste em solo foi realizado com o objetivo de estimar o tempo de reverberação da cavidade, calculado a partir da fórmula de Sabine [35]. O conhecimento da absorção é importante para o cálculo da potência sonora. A Figura 2.18a mostra o nível de potência sonora para duas condições de vôo e para diferentes tipos de tratamento de ruído.

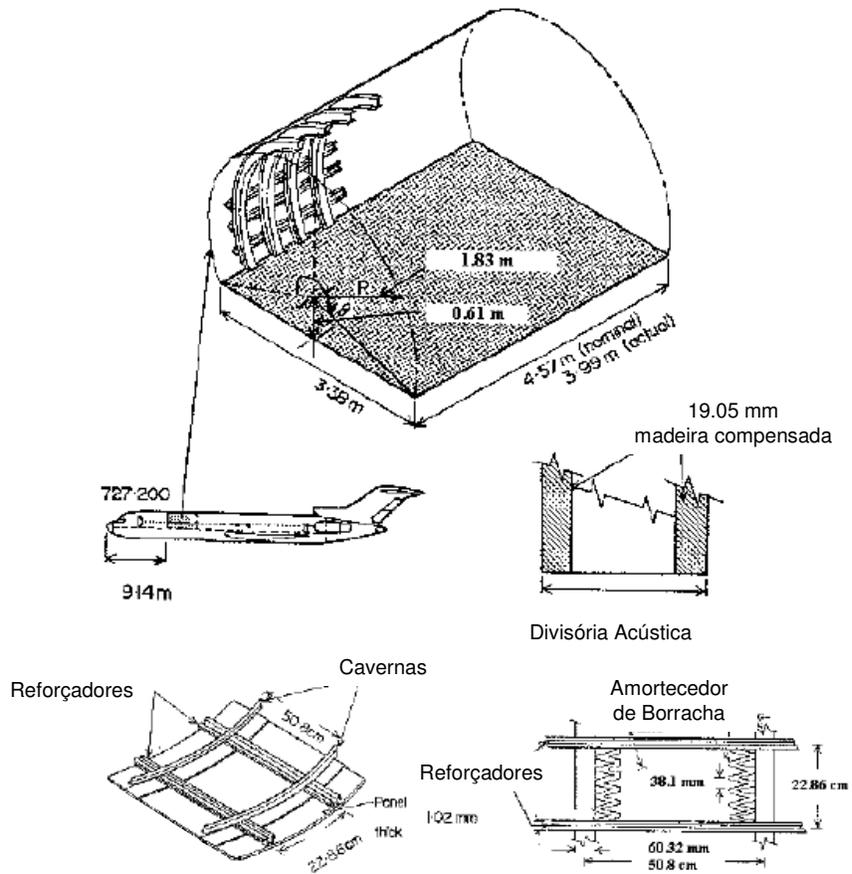


Figura 2.17 – Detalhes estruturais do Boeing 727-200 e da região ensaiada [34].

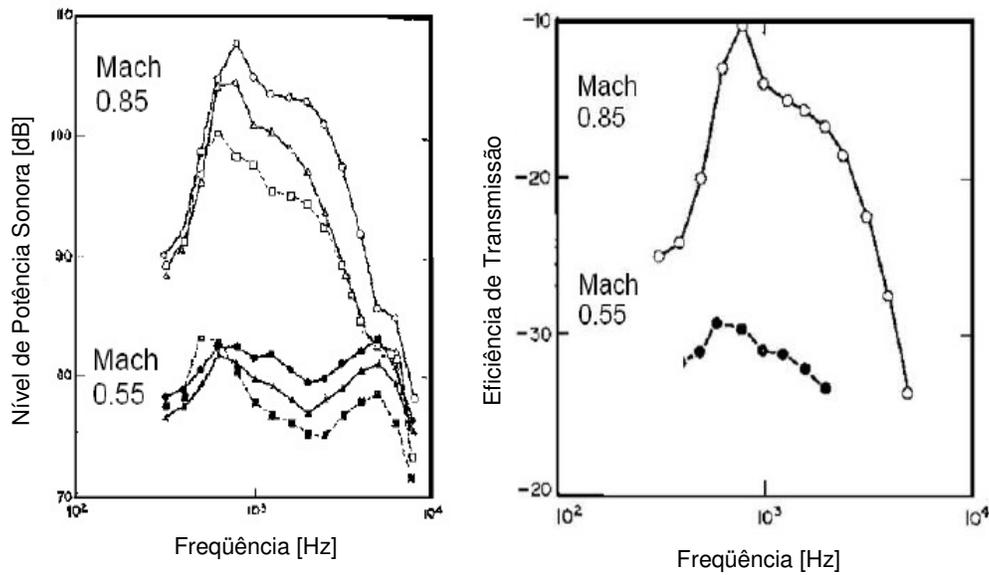


Figura 2.18 – Potência sonora irradiada (a). Eficiência de transmissão acústica (b).

○ fuselagem sem tratamento; △ fita de amortecimento; □ rubber wedge treatment [34].

Da Figura 2.18b, conclui-se que os amortecedores de borracha atingiram um nível de redução de ruído maior que as fitas de amortecimento. Contudo, o autor ressalta que os amortecedores de borracha adicionaram 2,5 vezes mais peso que as fitas de amortecimento. Relata também que a fita tem papel importante na redução dos níveis de vibração, dissipando a energia vibratória dos painéis. Outro efeito importante das fitas é a adição de massa, auxiliando também na redução dos níveis. Por sua vez, o tratamento na borda age reduzindo a eficiência de irradiação dos painéis, principalmente atuando na redução dos efeitos de não cancelamento que ocorrem nas bordas.

Em outro trabalho conduzido por Wilby e Gloya [12], duas aeronaves Boeing 737 foram utilizadas (Figura 2.19). Em uma delas, a região à frente da asa foi estudada, ao passo que a segunda teve a parte traseira à asa como foco dos estudos. Ambas as regiões têm suas propriedades estruturais semelhantes, cabendo haver comparações entre si. Talvez, a mais significativa diferença esteja no tipo de excitação que cada uma está sujeita. Na região dianteira, pode-se considerar a TBL como principal fonte de excitação, enquanto na região traseira a excitação do jato de motor é outra fonte considerável e, por se tratar de um ruído *broadband*, é muito difícil separá-lo da TBL. Já na região dianteira, o efeito do motor é menos ressaltado, pronunciando-se apenas em frequências discretas que podem ser eliminadas das análises.

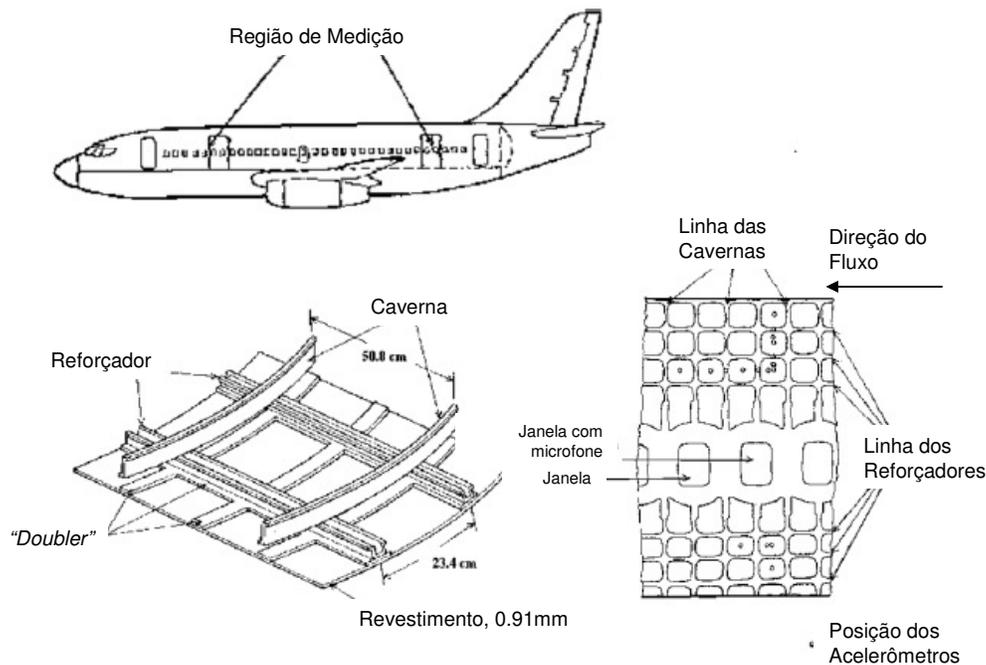


Figura 2.19 – Detalhes estruturais do Boeing 737 e da região ensaiada [12].

Várias condições de vôo foram investigadas como, por exemplo, velocidades variando de Mach 0,45 a 0,78. A espessura da camada limite variou entre 10 cm na dianteira até 20 cm na parte traseira.

As medições de vibração da fuselagem mostraram que o resultado é estacionário, porém o campo vibratório não é completamente homogêneo. Atribuíram que o amortecimento da fuselagem é moderado, em torno de 4%.

A Figura 2.20 mostra o espectro de aceleração para uma estrutura acima da linha da janela, na região mediana de uma baía (formada pelo vão central entre cavernas e reforçadores). A linha sólida indica uma velocidade de Mach 0,78, enquanto a linha tracejada, Mach 0,60. O espectro mostra uma vibração máxima em torno de 1 kHz e a estrutura atuando como um filtro centrado nesta faixa de frequência. Abaixo de 500 Hz os autores consideraram que as curvas são próximas e atribuíram ao fato de que a TBL tem pouca relevância na formação dos níveis de vibração. A partir de 2 kHz, o decaimento da curva para Mach 0,60 apresentou-se maior que para Mach 0,78.

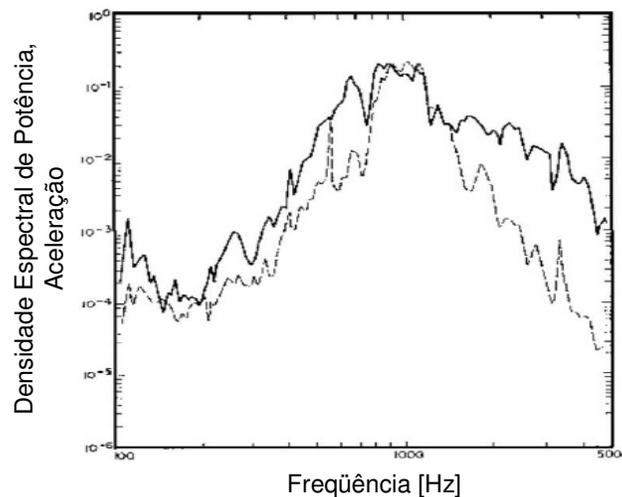


Figura 2.20 – Espectro de aceleração medido: curva sólida, Mach 0,78; curva tracejada, Mach 0,60 [12].

A função de correlação temporal foi medida ao longo dos eixos longitudinal e circunferencial da estrutura. Para um campo não-homogêneo de vibração, ou seja, os níveis de vibração são dependentes da posição, o coeficiente de correlação é função do espaço. Entretanto, a medição não apresentou fortes evidências de qualquer não-homogeneidade. Assim sendo, a função de correlação foi descrita em função do tempo de atraso (*time delay*) e da separação entre os acelerômetros. Os resultados para Mach 0,6 e 0,78 mostraram que havia um campo convectivo gerando vibração na superfície da fuselagem, enquanto resultados para Mach 0,45 apresentaram *time delays* quase nulos, indicando a presença de ondas estacionárias. Os autores afirmam que os estudos realizados em laboratórios, a partir de estruturas simples, não são representativos de estruturas de fuselagem.

Lewis et al [10] buscaram estender as análises realizadas por Bhat [11] para velocidades supersônicas. Para tal, instalaram microfones na superfície de uma aeronave modelo X-70 (Figura 2.21) e varreram a faixa entre Mach 0,35 a 2,45. Um *array* de microfones foi instalado em duas posições diferentes da aeronave com o intuito de capturar as densidades

espectrais, funções coerência e velocidades convectivas. O autor compara os resultados em vôo com ensaios conduzidos em túnel de vento.

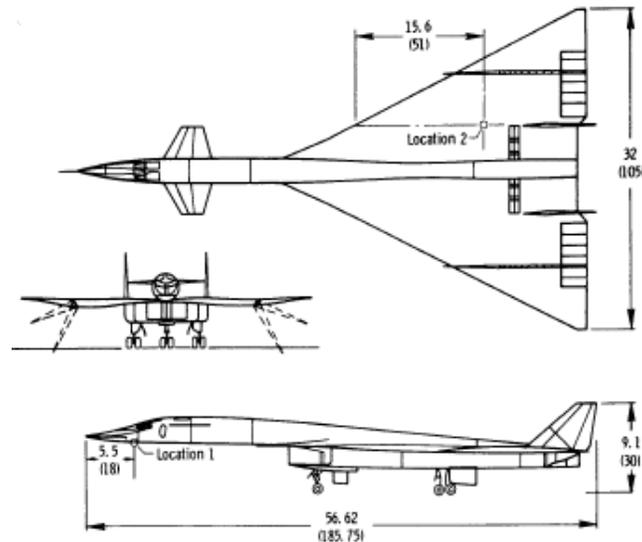


Figura 2.21 – Detalhes estruturais da aeronave X-70 e dos locais de medição [10].

Na parte inferior da região dianteira, mais precisamente a 5,5m do nariz da aeronave, foi instalado um *array* de microfones modelo Kulite. À frente do último microfone foi instalada uma protuberância para gerar o descolamento da camada limite. Microfones modelo Photocon foram também instalados na região dianteira. Um único microfone, modelo Photocon, foi instalado na parte superior da asa direita. A escolha do posicionamento deve-se a questões de instalação e de pouca perturbação do campo de pressão.

Durante as medições, os pilotos mantiveram as condições de velocidade e altitude constantes, não permitindo que estas sofressem variações maiores que cinco por cento durante o tempo de gravação (30s). Os ensaios englobaram velocidades entre 118 a 696m/s, altitudes de 888 a 19000m e números de Mach correspondentes de 0,35 a 2,45.

Durante a análise dos dados, os autores detectaram que alguns pontos de medição tiveram sua resposta alterada ou por motivos de mau funcionamento devido às condições de temperatura ou por razões físicas as quais não conseguiram identificar. Os autores recorreram a outros estudos realizados com o Kulite, onde são apontados que as possíveis discrepâncias da medição são ocasionadas pelo fenômeno em si e não pela interferência do transdutor no escoamento. Porém, com relação aos microfones Photocon, as diferenças na densidade espectral são atribuídas à perturbação do microfone no fluxo, mesmo para as tolerâncias de montagem aplicadas no ensaio (+0.000/-0,00254 cm). O microfone Photocon localizado sobre a asa também sofreu interferência do ruído e vibração gerados pelo motor, principalmente para velocidades baixas.

Mesmo com dificuldades em alguns transdutores e em algumas condições de vôo, a concordância dos resultados com dados experimentais e teóricos foi relativamente boa. A

Figura 2.22 mostra a comparação dos resultados experimentais do X-70 com os dados de literatura utilizados pelos autores. No eixo das ordenadas é considerada uma frequência adimensional pela velocidade e espessura da camada limite, enquanto flutuação de pressão adimensional compõe o eixo da abscissa.

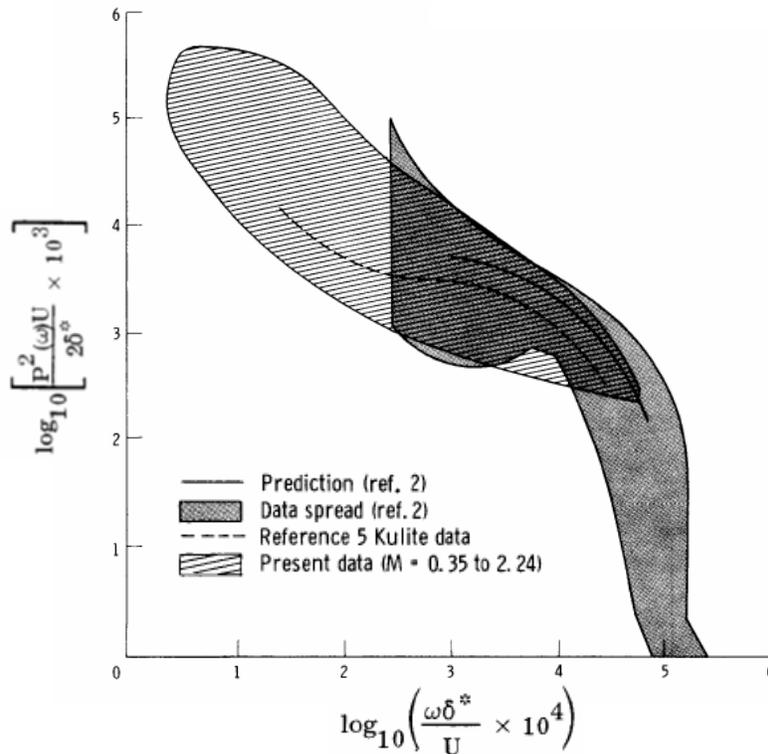


Figura 2.22 – Comparação dos resultados experimentais de flutuação de pressão com dados da literatura [10].

Os resultados com o microfone Photocon, na região dianteira, também mostraram uma boa correlação para velocidades supersônicas. Para a região subsônica as medições mostraram-se menores que a predição. Por outro lado, na região da asa, o experimento apresentou maiores flutuações de pressão que os dados de suas referências.

Funções de coerência entre os sinais foram utilizadas para determinar o decaimento espacial dos modelos de TBL. Quando a coerência do sinal é zero, assume-se que as flutuações de pressão entre os microfones estão descorrelacionadas. Isto implica que uma flutuação de pressão foi totalmente “amortecida” enquanto convectada entre os microfones. Microfones mais afastados tendem a mostrar menor coerência entre seus sinais de pressão. Para microfones distantes entre si, os maiores valores de coerência acontecem em frequências menores. Os autores determinaram a velocidade convectiva de acordo com a expressão (2.16).

Em geral, os resultados mostraram que as baixas frequências são convectadas com velocidades menores e que uma pequena banda na região intermediária de frequência é carregada com velocidades próximas ao fluxo livre. Nas altas frequências as velocidades de convecção sofrem uma queda. Em geral os resultados mostraram uma razoável dispersão

entre si. As comparações com os resultados disponíveis foram satisfatórias em algumas faixas de frequências, particularmente a partir das médias.

Com relação à separação da camada limite, o autor conseguiu determinar, a partir do espectro de flutuação de pressão, o posicionamento da formação de choque bem como a região de separação do escoamento.

Recentemente, Rizzi, Rackl e Andrianov [36][37] descreveram todos os procedimentos experimentais adotados para caracterização da camada limite em uma aeronave Tu-144LL. O ensaio fez parte de um programa chamado NASA High Speed Research (HSR – *High Speed Research*). Outros propósitos fizeram parte do HSR [36]. Os estudos de TBL fizeram parte da Fase IV. A Figura 2.23 mostra a aeronave.



Figura 2.23 – Fotografia da aeronave Tu-144LL utilizada no ensaio [36][37].

Os objetivos específicos desta atividade foram: (i) aumentar o conhecimento de projeto de ruído interno em aeronaves supersônicas e desenvolver a capacidade de predição de resposta vibratória ligada à excitação turbulenta; (ii) obter a flutuação de pressão em transdutores externos e avaliar os efeitos de desalinhamento do fluxo com a fuselagem; (iii) quantificar a direção do fluxo nas janelas com intuito de estimar corretamente as correlações cruzadas ao longo de uma linha de fluxo; (iv) adquirir a flutuação de pressão a montante e a jusante de pequenas protuberâncias colocadas na superfície da aeronave.

Assim como em trabalhos anteriores, a flutuação de pressão, devido à camada limite turbulenta, foi medida através de transdutores dinâmicos de pressão (marca Kulite, modelo XCS-190-15D) cuidadosamente alinhados em janelas metálicas espessas. As janelas foram instaladas no lado direito da aeronave e os espaços existentes entre elas e a fuselagem foram preenchidos com selante. Entre algumas janelas foram instalados microfones na própria fuselagem como tentativa de, futuramente, aumentar a faixa de resultados para as correlações espaciais. Próximo a algumas janelas, acelerômetros foram instalados para capturar os níveis de vibração associados à excitação turbulenta. Detalhes de posicionamento dos microfones externos podem ser vistos na Figura 2.24. Adicionalmente, microfones B&K 2639 ou 2645 foram instalados ao longo do interior da aeronave para medir o campo sonoro, sendo quase todos posicionados no lado esquerdo, na altura da cabeça do passageiro, exceto por dois

microfones internos que foram posicionados na região traseira, para medição de ruído no compartimento de instrumentos e um último na cabine de pilotos. A localização dos acelerômetros e microfones internos pode ser vista na Figura 2.24. Medições das propriedades do escoamento e da camada limite foram realizadas em algumas janelas.

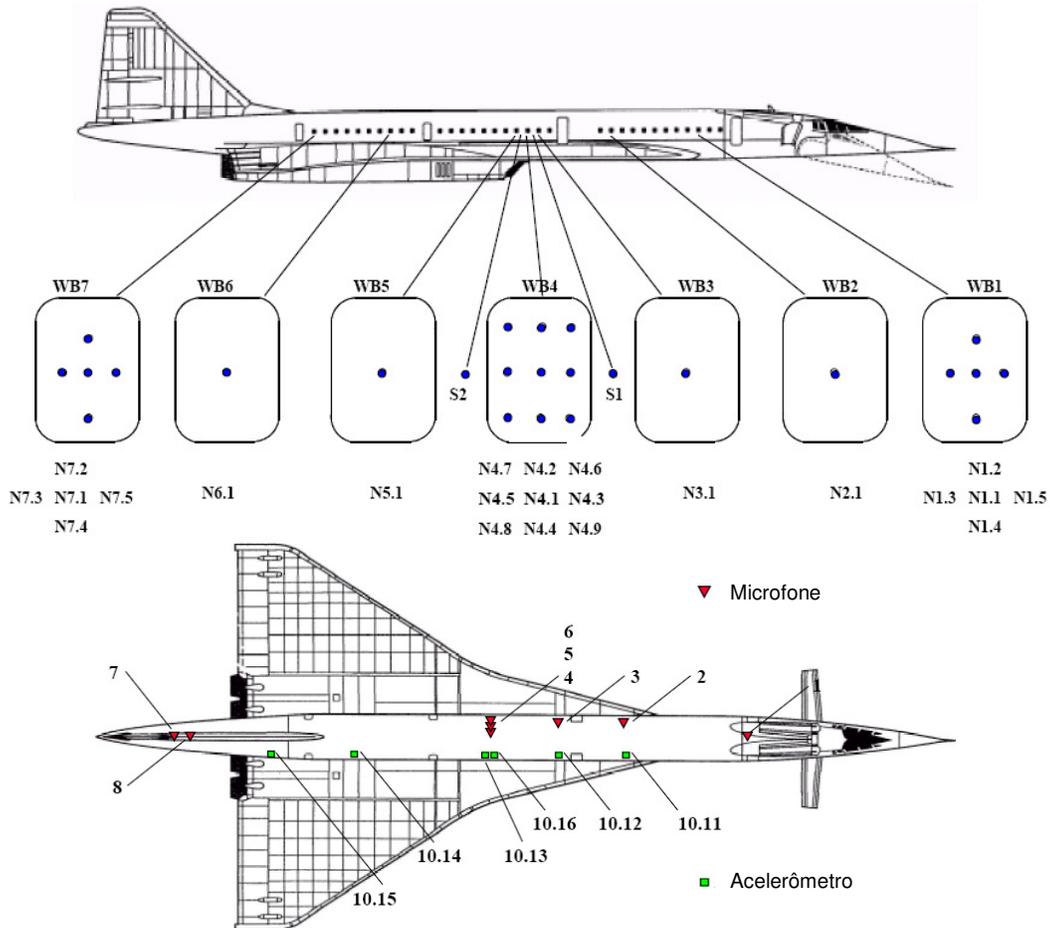


Figura 2.24 – Regiões de medição e localização dos microfones e acelerômetros [36][37].

Neste ensaio, uma quantidade grande de microfones foi utilizada, aumentando as oportunidades de caracterização e entendimento da camada limite. Ainda, em uma das janelas, um dispositivo para avanço ou recuo dos transdutores foi instalado na intenção de criar uma base de dados para identificar o comportamento da flutuação de pressão em decorrência do desalinhamento dos microfones com a superfície.

Os resultados das medições são apresentados em forma de pressão no domínio do tempo, nível de pressão e densidade espectral da aceleração. As análises e conclusões posteriores à medição foram descritas no trabalho de Rackl & Weston [14].

Efimtsov et al [38] estudou o efeito dos ressaltos na flutuação de pressão no transdutores. Em seu trabalho, a razão entre a altura dos ressaltos e a espessura da camada limite variou entre 0,042 a 0,236. Os testes, realizados no Tu-144-LL cobriram uma faixa de

Mach entre 0,57 a 1,97, enquanto os ensaios em túnel de vento foram de Mach 0,57 a 0,78 e 1,5 a 2,0.

Os pesquisadores instalaram placas metálicas entre as janelas criando protuberâncias de 4 mm e 7 mm. As flutuações foram tomadas à frente e após o ressalto. Estas medições foram feitas em duas regiões da aeronave, a 25 m e a 45 m do nariz (Figura 2.25).

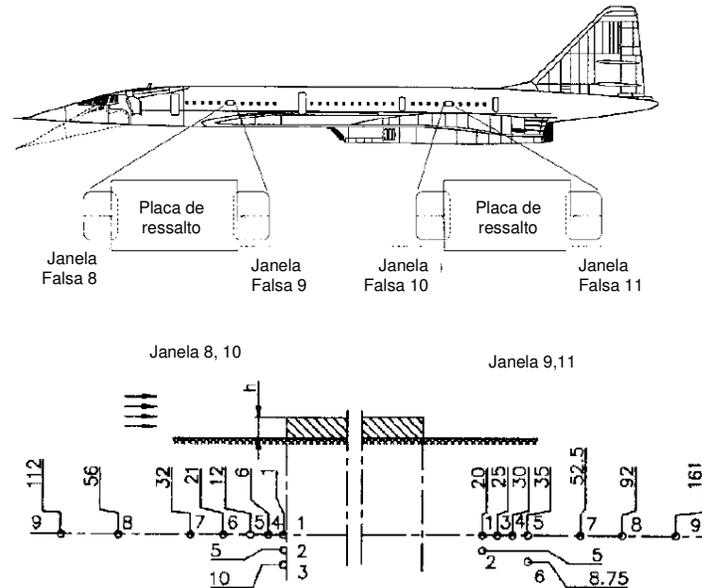


Figura 2.25 – Detalhe dos pontos de medição e do ressalto [38].

De acordo com a Figura 2.26, os microfones localizados próximos ao *step* apresentaram alto desvio nos níveis de pressão, porém, os valores ficaram próximos entre eles (transdutores 1 a 5). Para velocidades supersônicas baixas (Figura 2.26b), mesmo os microfones mais distantes sofreram influência do *step*, chegando a quase 10 dB nas baixas frequências. Formação de onda de choque e separação de camada limite são percebidas a Mach 1,97 (Figura 2.26c), ocorrendo o fenômeno entre o ponto 6 e 7. No ponto 6 a curva mostra altos níveis para baixas frequências com uma redução nas altas. Já no ponto 7, após o choque, os valores em baixa frequência reduzem e aumentam sensivelmente na região de alta frequência. Efeito semelhante ocorreu para o *step* de 7 mm, porém a formação de choque acontece próxima ao transdutor 8.

Assim como para os transdutores localizados a frente do obstáculo, a região seguinte também tem acréscimos devido à perturbação do escoamento. Este acréscimo é maior nas proximidades do degrau e menor à medida que se afasta (Figura 2.27).

Por fim, o autor sugere duas expressões para calcular a flutuação de pressão em regiões afetadas pelos ressaltos, na parte anterior e posterior.

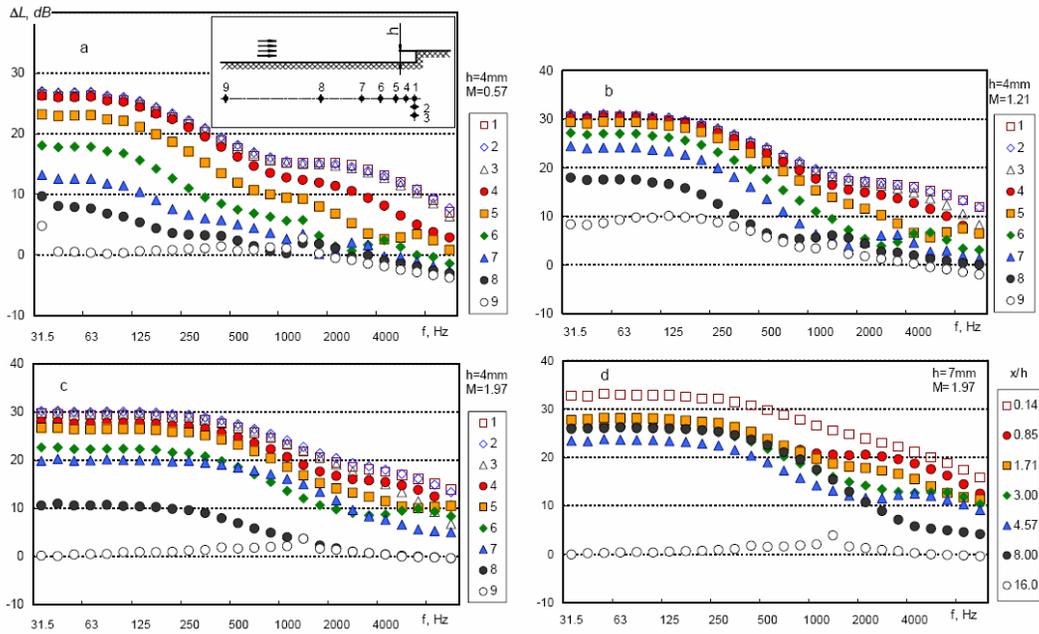


Figura 2.26 – Distribuição de pressão a frente do ressalto [38]:

(a) h=4mm, Mach 0,57; (b) h=4mm, Mach 1,21; (c) h=4mm, Mach 1,97; (d) h=7mm, Mach 1,97.

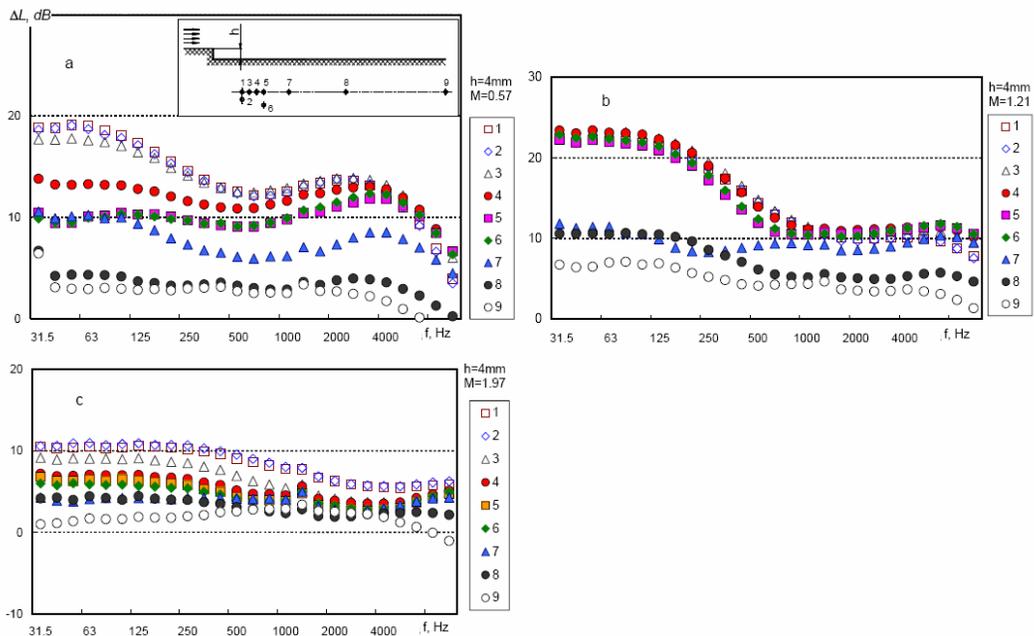


Figura 2.27 – Distribuição de pressão após o ressalto [38]:

(a) h=4mm, Mach 0,57; (b) h=4mm, Mach 1,21; (c) h=4mm, Mach 1,97.

Em outro trabalho, Efimtsov et al [39] apresenta os resultados de desvio de flutuação de pressão decorrentes do desalinhamento entre os microfones e a superfície. Em três das janelas (#2, #5 e #6) do Tu-144LL foram instalados dispositivos capazes de impor deslocamentos nos microfones. A posição de cada janela pode ser vista na Figura 2.24 e o dispositivo de avanço/recuo na Figura 2.28. Os desalinhamentos foram mapeados em cada

transdutor através de vários pontos (A – M) de medição sobre sua superfície. A repetibilidade de cada posição também foi comprovada. O microfone localizado na janela #6 foi o que mostrou melhor alinhamento e repetibilidade.

Para Mach entre 0,58 e 1,80, os transdutores foram posicionados com passos nominais de -0,05, -0,02, 0,00, +0,02, +0,05mm. Para Mach 2,0, mais dois passos foram incluídos, -0,01 e +0,01. Os desvios do sinal de pressão são calculados com referência ao menor desalinhamento nominal.

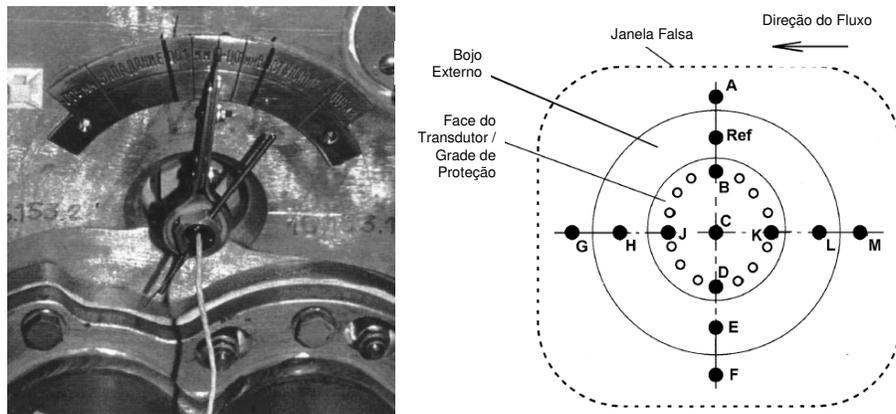


Figura 2.28 – Dispositivo de avanço/recuo dos microfones (a). Pontos de medição para verificação do alinhamento (b) [39].

A Figura 2.29a mostra os desvios de pressão medidos para a janela #6 a Mach 0.58. Efimtsov percebeu que, quando o transdutor apresenta desvios negativos (rebaixo), os valores de pressão aumentam em todo o espectro, sendo maior em baixas frequências. Para deslocamentos positivos do microfone, as maiores diferenças ocorrem em baixas frequências e tendem a ser menores e constantes a partir de 1 kHz. Na Figura 2.29b, o autor afirma que as diferenças apresentadas entre as janelas #2 e #6 devem-se, além dos efeitos de instalação, pela espessura da camada limite ser diferente.

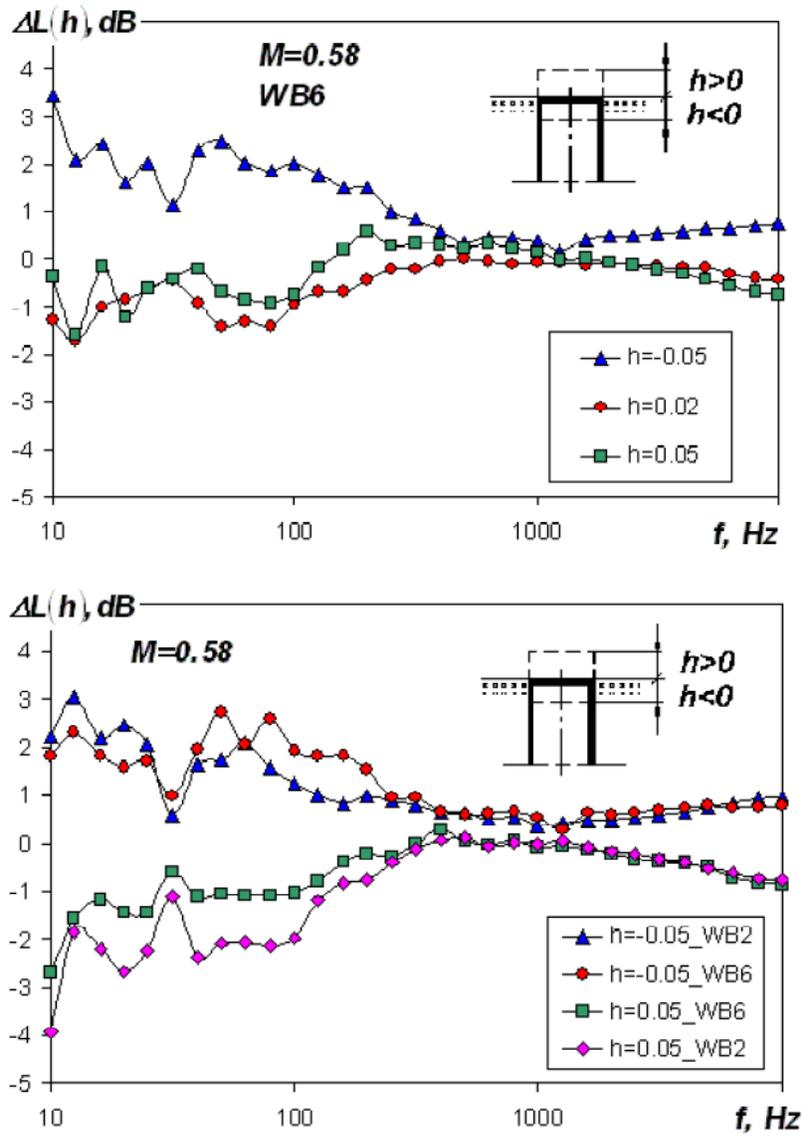


Figura 2.29 – Desvios de flutuação de pressão devido ao desalinhamento [39]:

(a) Janela #6, Mach 0,58. (b) Janela #2 e #6, Mach 0,58.

Efimtsov afirmou que a flutuação de pressão é determinada por dois fenômenos principais. O primeiro deles está localizado diretamente na parede, mais especificamente na subcamada viscosa, onde os parâmetros que definem a flutuação são a velocidade dinâmica e a escala linear de viscosidade (ν_w/U_τ). O segundo está localizado mais distante à parede, na região onde o perfil de velocidade pode ser expresso por uma função logarítmica. Nesta região, a velocidade dinâmica e a escala de inércia (δ) são dominantes. Para a condição de Mach 0.58, as espessuras da camada limite para as janelas #2 e #6 são 0,256 e 0,429 m, respectivamente. A escala de viscosidade, por sua vez, tem valores de 4,55 e 4,68 μm . Estes números mostram que os desalinhamentos introduzidos somente interferem na subcamada viscosa da camada limite. Com base nisso, o autor descreve os desvios na flutuação de

pressão em função de $\Delta L(\bar{h}) = 10 \log_{10} F(Sh, \bar{h}, M)$, onde $\bar{h} = h/(v_w/U_\tau)$, sendo h a posição do microfone em relação a sua linha neutra.

Por fim, curvas de desvio de flutuação em função da posição adimensional do microfone são apresentadas. De acordo com os resultados da Figura 2.30, rebaixos conduzem a maiores discrepâncias no sinal que ressaltos de montagem.

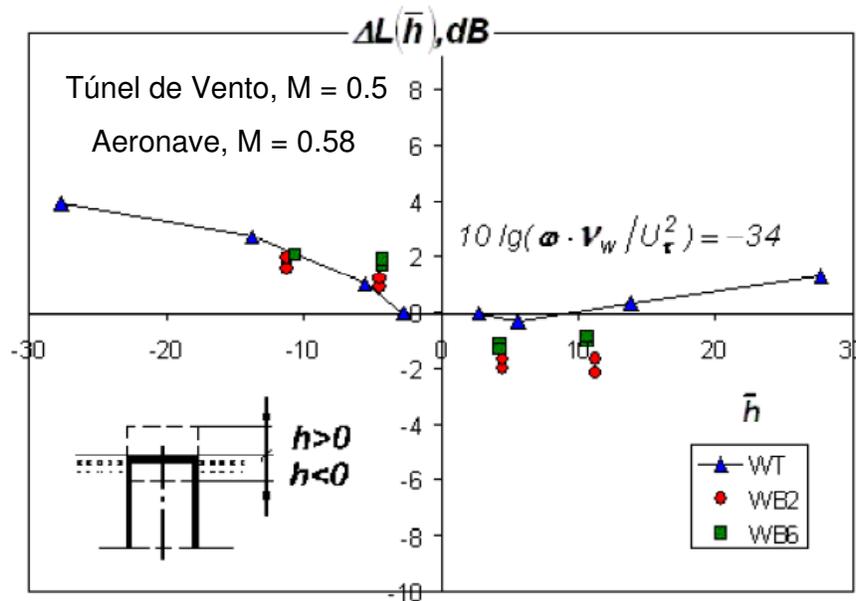


Figura 2.30 – Efeito do desalinhamento nas medições do Tu-144LL e em ensaios em túnel de vento para um número de Strouhal fixo e baixo Mach [39].

2.2.3 MEDIÇÕES EM TÚNEL DE VENTO PARA OUTRAS APLICAÇÕES

Alguns trabalhos envolvendo outras aplicações são apresentados na literatura. Wu et al [40] realizou medições de transmissão sonora em uma janela falsa de alumínio que esteve sujeita às excitações acústicas e vibratórias randômicas, além da camada limite turbulenta. A janela foi instalada na lateral de um protótipo de automóvel, e apresentou as mesmas características de rigidez e propriedades de material das janelas reais (Figura 2.31). As paredes do protótipo foram construídas de uma camada espessa de madeira, contando com uma camada média de chumbo para aumentar a perda por transmissão. Todas as junções foram devidamente seladas a fim de evitar qualquer tipo de vazamento.

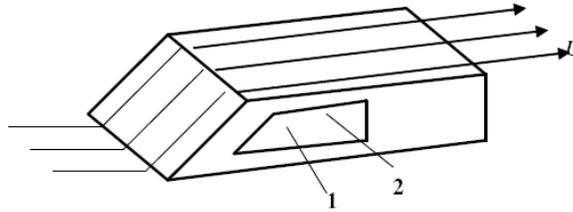


Figura 2.31 – Esquema do protótipo ensaiado por Wu et al [40].

A visualização do fluxo pode ser feita com o auxílio de fumaça. Sob certos ângulos, foi possível detectar a separação da camada limite na entrada e saída do painel. As medições mostraram que a espessura da camada limite aumentava com a distância e decrescia com o aumento da velocidade, assim como esperado. Dois microfones foram posicionados na janela com o objetivo de capturar a flutuação de pressão.

As medições de pressão sonora no interior da cavidade foram comparadas com os resultados obtidos a partir de modelos de SEA (*Statistical Energy Analysis*) para duas condições de velocidade (114 km/h e 176 km/h) e pode-se perceber uma boa correlação entre os resultados, principalmente para velocidades maiores (vide Figura 2.32).

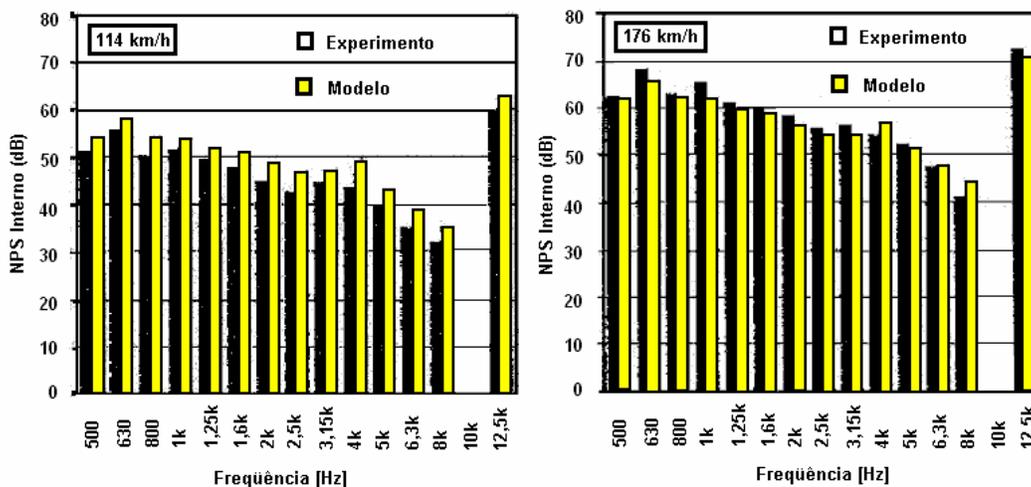


Figura 2.32 – Comparação dos resultados experimentais com numéricos [40].

2.3 PROPOSTA DE ESTUDO

O objetivo deste trabalho é criar um modelo capaz de descrever o comportamento da flutuação de pressão gerada pelo escoamento ao redor de uma aeronave sob condições de regimes subsônicos. Como descrito nesta revisão, ao longo de 50 anos de estudos, vários modelos foram apresentados com a mesma finalidade. Contudo, na sua grande maioria, os trabalhos quase sempre estavam voltados para aeronaves de grande porte, capazes de atingir velocidades supersônicas. Outro fator importante considerado nestes modelos foi a utilização de resultados obtidos em túnel de vento para descrição de propriedades do escoamento, sendo

que muitas das equações surgiram a partir de situações experimentadas por placas planas. Desta maneira, buscar-se-á, neste doutoramento, estender as pesquisas para aeronaves de pequeno porte.

Os fatores que incentivaram esta pesquisa podem ser considerados sob dois aspectos. Primeiramente, sob uma visão comercial, o crescimento da aviação executiva e da demanda por aeronaves desta categoria impôs a necessidade de tornar o produto competitivo no mercado a que se propõe. No que cabe a este projeto, busca-se criar uma ferramenta capaz de auxiliar no projeto vibroacústico de uma aeronave e, conseqüentemente, aumentar a qualidade do produto em relação a níveis de conforto acústico e desempenho. Segundo, do ponto de vista de engenharia, o escoamento sobre aeronaves pequenas sofre maior influência da geometria do que quando aplicados a aeronaves maiores. A proximidade da asa à fuselagem, a curta distância entre nariz e região de seção constante, além da proximidade cauda com região da cabine, fazem com que as relações encontradas para veículos maiores tenham menor validade. O trabalho de Cockburn & Robertson [15] mostrou que, logo no início da seção cilíndrica, as características da camada limite são profundamente afetadas pelo regime de escoamento e pela geometria. Ainda, devido à maior curvatura de fuselagem, as hipóteses adotadas a partir de relações semi-empíricas para placas planas passam a ser inválidas. Os efeitos da curvatura são mencionados por Bhat [11], que justifica uma menor correlação de pressão ao longo da circunferência quando comparada àquela no sentido do escoamento.

CAPÍTULO 3

AVALIAÇÃO DOS MODELOS SEMI-EMPÍRICOS

3.1 MODELOS PARA ESPESSURA DA CAMADA LIMITE

A partir da revisão bibliográfica do CAPÍTULO 2 verificou-se a existência de algumas equações para a predição da espessura da camada limite. Renninson [41] apresentou uma equação desenvolvida a partir de medições da camada limite turbulenta sobre uma placa plana. Esta expressão de acordo com Incropera & Witt [42], comporta-se razoavelmente bem para valores de Re até $5 \cdot 10^7$, podendo ser extrapolada com pequenos erros até $Re=10^8$. A expressão é mostrada abaixo.

$$\delta = 0,37 X Re_x^{-0,2} \quad (3.1)$$

Tomando como referência os ensaios conduzidos no Tu-144LL, a maior parte das condições de medição aconteceu para $Re_x > 10^8$. Por exemplo, para uma altitude de 16400 ft, Mach 0,74 e a uma distância de 34,6m do nariz da aeronave, o valor de Reynolds é da ordem de $3,9 \cdot 10^8$. Isto implica em dizer que a Equação (3.1) já apresenta desvios com relação ao valor real. Buscando melhorar os resultados para a região subsônica do escoamento, Renninson apresentou uma segunda equação onde é introduzido um ajuste devido aos efeitos de velocidade, Equação (3.2).

$$\delta = 0,382 \frac{X (1 + 0,0674 M^2)}{Re_x^{0,2} (1 + 0,13 M^2)^{0,64}} \quad (3.2)$$

Duas outras equações para espessura da camada limite turbulenta foram identificadas. Uma delas, Equação (2.35), introduz uma modificação para altos números de Reynolds. Esta expressão também está presente no trabalho de Rizzi, Rackl e Andrianov [36]. Por fim, uma formulação utilizada pelos engenheiros russos do Tu-144LL foi identificada [36].

$$\delta = 0,37 X Re_x^{-0,2} (1 + 0,144 M^2)^{0,35} \quad (3.3)$$

A Figura 3.1 apresenta o comportamento da espessura da camada limite em função do número de Reynolds. Para as equações (2.35), (3.1) e (3.3) é identificada uma concordância

significativa para a região que se estende até $Re_x=10^8$. A Equação (3.2), por sua vez, apresenta uma pequena diferença nesta região, pois está relacionada à faixa subsônica onde se buscou melhor representar. Para Reynolds superior a $4 \cdot 10^8$, a Equação (3.2) apresenta um comportamento inapropriado para o fenômeno e, por conta disto, não deve ser utilizada. Por outro lado, as equações (2.35) e (3.3) expressam diferentes comportamentos em regiões de Reynolds mais elevado. Ambas procuram atenuar a taxa de redução da camada limite para regiões sônicas e supersônicas, visto que a Equação (3.1) não prevê este comportamento.

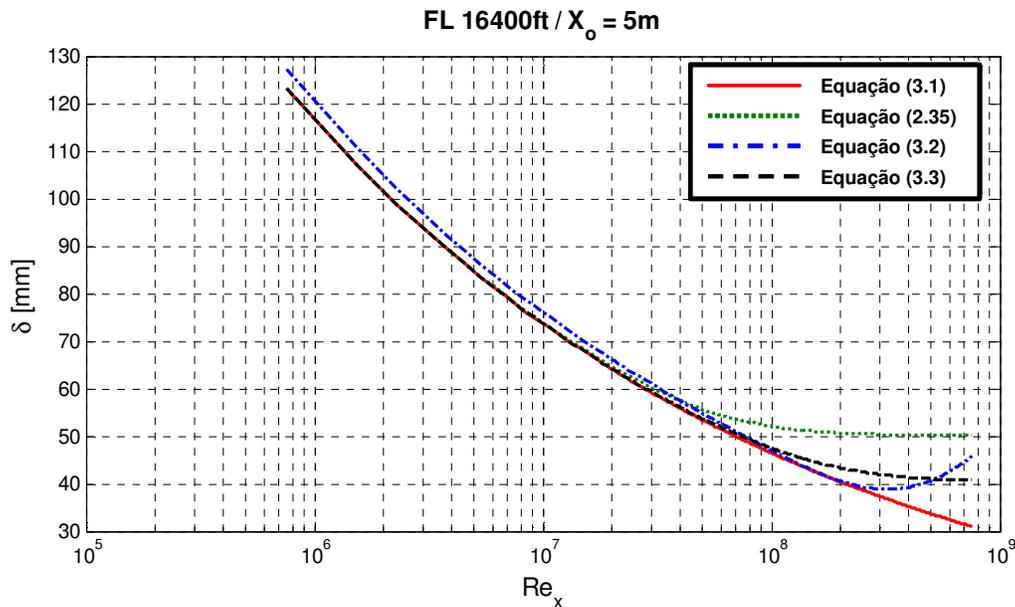


Figura 3.1 – Dependência com Reynolds para modelos para espessura da camada limite.

Todas estas expressões podem apresentar desvios quando comparadas a uma situação de vôo, isto se deve principalmente a dificuldade em realizar estas medições nas condições reais e, a partir dos resultados, fazer a identificação de uma nova expressão. Além disso, as curvaturas existentes na superfície da aeronave tendem a modificar a espessura da camada limite e fazê-la divergir dos resultados preditos pelas equações.

Outra forma de comparar as equações anteriores é através da sua representação em função da distância do bordo de ataque da aeronave, trazida na Figura 3.2. No gráfico, uma condição transônica ($Mach = 0,74$) é analisada. Uma boa concordância entre o resultado das equações (3.1), (3.2) e (3.3) pode ser vista. Somente a grandes distâncias do nariz da aeronave é possível perceber diferença nos resultados. A Equação (2.35), por sua vez, segue divergindo quando comparada as demais relações. Neste caso, o mesmo comportamento divergente a partir de $Re=6,9 \cdot 10^7$ (equivalente a $x \approx 6m$) é notado.

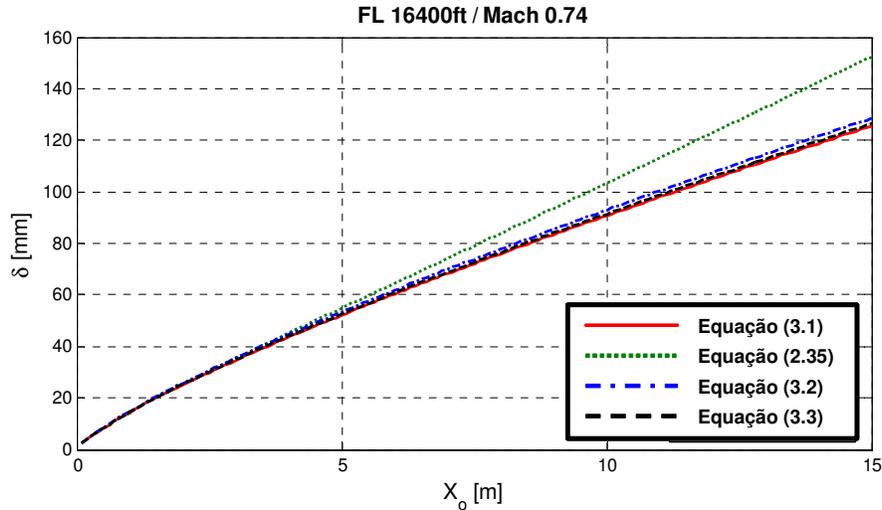


Figura 3.2 – Dependência com a distância para modelos para espessura da camada limite

A qualidade dos resultados dos modelos de flutuação de pressão está fortemente relacionada a uma boa predição da camada limite. Por este motivo, a escolha do modelo de camada limite deve ser feita de maneira criteriosa, levando em consideração fatores como velocidade, geometria da aeronave e a possibilidade de existência de outros fenômenos no escoamento, tais como, ondas de choque ou descolamento da camada limite.

3.2 MODELOS PARA FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

Diversos modelos de flutuação de pressão foram discutidos no CAPÍTULO 2. Os resultados serão comparados com o objetivo de entender o comportamento individual e verificar quais as faixas de freqüências são mais afetadas.

As curvas de flutuação de pressão, mostradas nos gráficos que seguirão, foram calculadas a partir de perfis de vôo utilizados no ensaio do Tu-144L [36] e nos perfis descritos na Tabela 4.2, esta última será apresentada no próximo capítulo.

A Figura 3.3 faz uma comparação entre os modelos de Cockburn & Robertson [15] (Equação (2.7)), Maestrello [17] (Equação (2.5)), Efimtsov [29] (Equação (2.17)), Rackl & Weston [14] (Equação (2.28)), Goody [32] (Equação (2.26)), Smol'yakov & Tkachenko [21] (Equação (2.20)), Chase [18] (Equação (2.22)), Chase [19] (Equação (2.24)) e Chase & Howe [31] (Equação (2.25)). À esquerda, a densidade espectral da flutuação de pressão ($\Phi_{pp}(\omega)$) é mostrada em função da freqüência angular (ω). Efimtsov in Rackl & Weston [14] sugere que, para melhor representar um conjunto de dados, estes sejam apresentados de forma adimensional. Esta forma adimensional é mostrada à direita, sendo que os parâmetros adimensionais são $\Phi_{pp}(\omega)/\rho_w^2 U_\tau^3 \delta$ e $\omega\delta/U_\tau$ (número de Strouhal) para os eixos das ordenadas e abscissas, respectivamente.

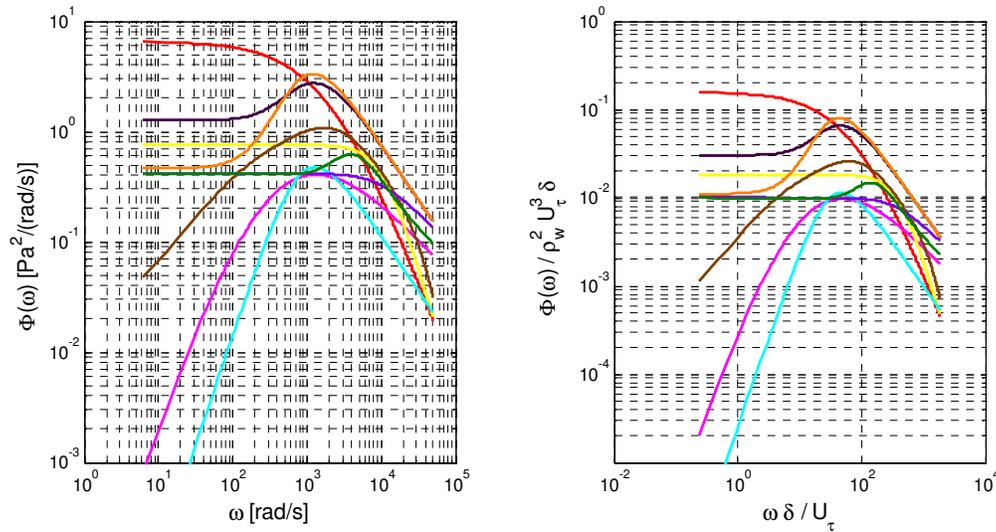


Figura 3.3 – Comparação entre os modelos– FL 16400 ft, Mach 0,74, $X_o=34,6m$.

— Cockburn & Robertson; — Efimtsov; — Rackl & Weston; — Goody;
 — Smol'yakov & Tkachenko; — Chase [18]; — Chase [19]; — Chase & Howe;
 — Maestrello.

Com base nos resultados apresentados acima, pode-se concluir que cada uma das curvas distribui-se diferentemente no espectro de frequência. Esta divergência de comportamento é atribuída à maneira com que cada autor utilizou para gerar seus modelos. É possível que através de ensaios em túnel de vento, ensaios em vôo, deduções matemáticas ou até mesmo uma forma combinada destas abordagens, possa ser encontrada uma larga variabilidade dos resultados e, conseqüentemente, diferenças entre os modelos propostos. Adicionalmente, o regime de escoamento escolhido para criação do modelo é também fundamental para a forma espectral da flutuação de pressão, bem como seus níveis de amplitude.

O modelo de Cockburn & Robertson apresenta altos níveis de energia turbulenta na região de baixa frequência e um decaimento acentuado na região de alta. Por outro lado, o modelo proposto por Efimtsov sugere que uma região plana de flutuação de pressão nas baixas frequências e um decaimento menos acentuado à medida que a frequência é maior. As modificações introduzidas por Rackl & Weston acrescentaram um pico de banda larga na região de Sh_∞ igual a 0,6 ($\omega \cong 4600$ rad/s). Também incluíram uma queda mais acentuada a partir de 1000 Hz para escoamentos com Mach menor que 1,65. O modelo de Goody da Figura 3.3 é semelhante ao exemplificado na Figura 2.8a. Comporta-se como uma função de ω^2 em baixas frequências e $\omega^{-0,7}$ nas médias. Para o caso aqui analisado, a constante R_τ ficou em torno de 1700. Isto faz com que o patamar de médias frequências se estenda para maiores números de Strouhal. Analisando a curva sugerida por Smol'yakov & Tkachenko, percebe-se uma sutil semelhança de forma espectral com os resultados sugeridos por Efimtsov, a menos de um patamar mais elevado para baixos números de Strouhal. Além disso,

o decaimento em altas frequências é um pouco mais acentuado. O modelo de Chase traz os maiores níveis de flutuação de pressão em médias e altas frequências.

A utilização de técnicas de CFD para o cálculo de flutuação de pressão ainda é um processo caro sob o ponto de vista computacional. Para conseguir simular esta variável é necessário gerar modelos turbulentos e não-estacionários, os quais requerem uma discretização espacial elevada e um incremento temporal muito pequeno. Métodos de simulação como LES (*Large Eddy Simulation*) são apropriados para este caso, todavia ainda computacionalmente proibitivos.

3.3 EFEITO DA ALTITUDE

Nesta seção serão avaliados os efeitos da altitude no resultado de flutuação de pressão. Basicamente, os efeitos de altitude estão computados nas propriedades da atmosfera. Alterações na densidade e viscosidade do fluido são os principais contribuintes para mudanças no espectro de pressão.

A Figura 3.4 ilustra o comportamento da flutuação de pressão, descrita por Efimtsov, para quatro altitudes distintas. Nota-se que para altitudes maiores o espectro de flutuação de pressão tende a ser menor que em situações de baixa altitude. Esta característica deve-se, em grande parte, a menor densidade do ar na medida em que se distancia do nível do mar. Avaliando a Equação (2.17) percebe-se que o espectro de pressão respeita proporcionalidade $\Phi_{pp}(\omega) \propto U_\tau^3 \rho^2 \delta$. Para as altitudes simuladas, os efeitos de fricção causados pela viscosidade e a parede e espessura da camada limite são menos expressivos que a variação de densidade. A Tabela 3.1 descreve as propriedades da atmosfera padrão para os casos simulados, além dos parâmetros do escoamento. O resultado à direita na Figura 3.4 é obtido através da adimensionalização descrita no item 3.2. Todas as curvas de convergem para uma curva única, exceto por um pequeno deslocamento no eixo de Strouhal. Este deslocamento é esperado, uma vez que os casos simulados são diferentes em relação à faixa de Strouhal compreendida. Avaliar os resultados a partir de uma abordagem adimensional é conveniente, pois permite criar uma expressão singular para expressar o espectro de pressão. Este artifício é comum nos estudos de excitação turbulenta.

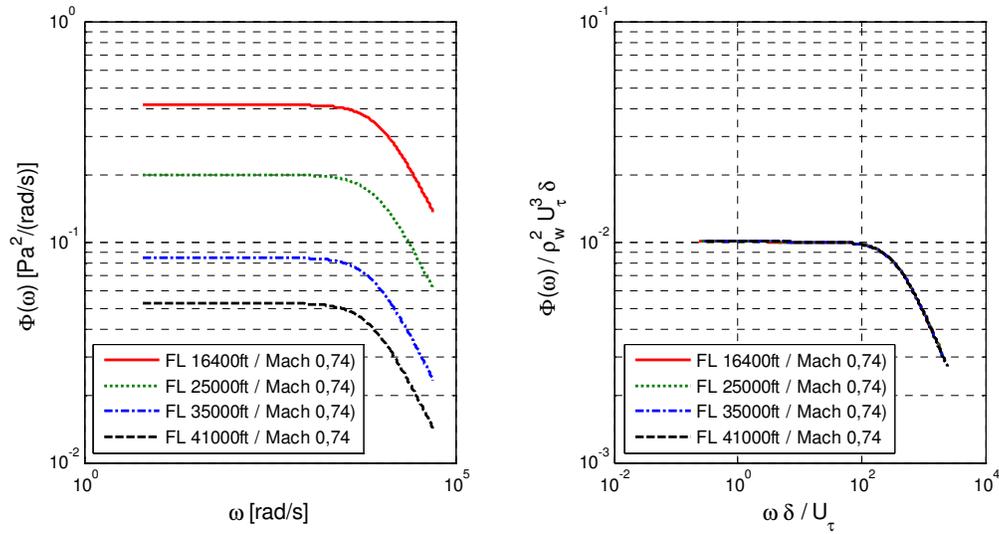


Figura 3.4 – Modelo de Efimtsov, Mach 0,74, $X_o=34,6m$: variação de altitude.

Tabela 3.1 – Variação de altitude: propriedades do ar e parâmetros do escoamento.

Altitude (ft)	16400	25000	35000	41000
Mach	0,74	0,74	0,74	0,74
X_o	34,6	34,6	34,6	34,6
ρ	0,746	0,549	0,380	0,287
μ	1,63E-05	1,54E-05	1,43E-05	1,42E-05
ν	2,11E-05	2,70E-05	3,64E-05	4,76E-05
c	321,0	309,7	296,4	295,1
P_{atm}	54918	37602	23842	23842
U	237,6	229,2	219,3	218,4
Re_x	3,90E+08	2,94E+08	2,09E+08	1,59E+08
δ	0,245	0,259	0,278	0,293
δ^*	0,031	0,032	0,035	0,037
C_f	0,00136	0,00141	0,00147	0,00151
τ_w	28,6	20,3	13,4	10,3
U_τ	6,2	6,1	5,9	6,0
q_∞	21051,4	14412,5	9131,7	6851,0
Sh_{min}	2,5E-01	2,7E-01	2,9E-01	3,1E-01
Sh_{max}	3,0E+03	3,2E+03	3,5E+03	3,7E+03

A Figura 3.5 apresenta as mesmas altitudes descritas anteriormente, contudo, o modelo de modificado de Efimtsov é aplicado para descrever o comportamento da flutuação de pressão. A Figura 3.6 mostra os demais modelos. Em suma, as conclusões a respeito do efeito inercial da densidade também podem ser aqui assumidas.

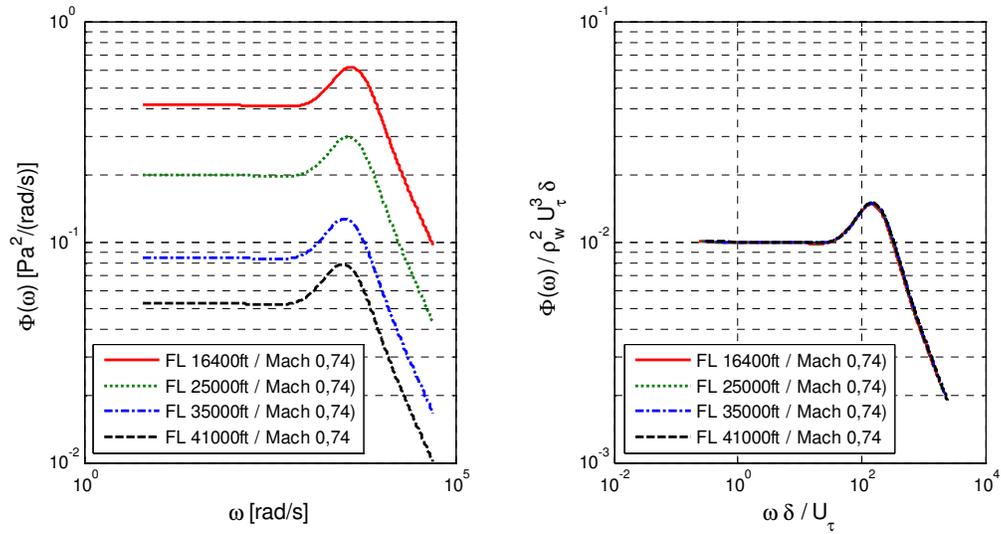


Figura 3.5 – Modelo de Rackl & Weston, Mach 0,74, Xo=34,6m: variação de altitude.

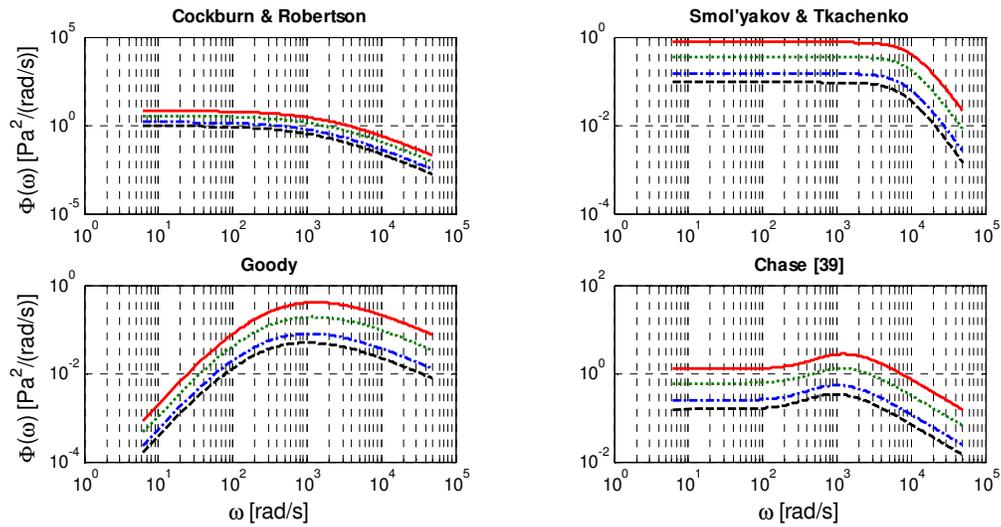


Figura 3.6 – Variação de altitude, Mach 0,74, Xo=34,6m

— FL 16400 ft; FL 25000 ft; - - - FL 35000 ft; - . - FL 41000 ft.

3.4 EFEITO DA VELOCIDADE

Neste item, os efeitos devido à variação de velocidade serão investigados. Em linhas gerais, o aumento da velocidade promove o crescimento da pressão dinâmica e, conseqüentemente, da energia total de flutuação de pressão. A pressão que o fluxo livre exerce sobre a camada limite faz com que esta seja reduzida e, desta forma, os efeitos viscosos próximos a parede sejam maiores.

A Figura 3.7 exhibe o espectro da flutuação de pressão, segundo o modelo de Efimtsov, para seis velocidades a uma mesma altitude. Percebe-se que para maiores

velocidades a flutuação de pressão tende a se tornar maior e, com o aumento das tensões viscosas junto à superfície, os efeitos de turbulência são mais pronunciados. Recorrendo novamente a proporcionalidade da Equação (2.17) – $(\Phi_{PP}(\omega) \propto U_\tau^3 \rho^2 \delta)$ – pode-se notar que, mesmo com a diminuição da espessura da camada limite e com a fixação da densidade, o termo à direita da relação é acrescido. A Tabela 3.2 expõe os parâmetros dos escoamentos sob análise. Pode-se identificar que a velocidade de fricção, bem como a tensão de cisalhamento na parede, sofre um aumento substancial em função da maior velocidade. Outros modelos, baseados na relação da flutuação com a pressão dinâmica livre, $\Phi_{PP}(\omega) = f(q_\infty^2)$, tal como o proposto por Cockburn & Robertson, também seguem a mesma tendência. Por fim, a Figura 3.7 mostra os resultados adimensionais, exemplificando mais uma vez a dependência do espectro com variáveis sem dimensão.

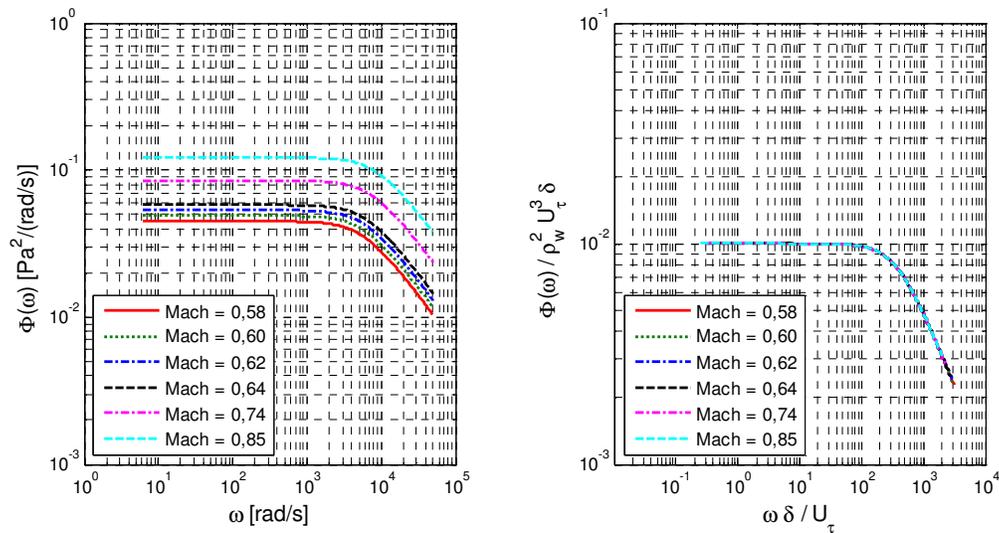


Figura 3.7 – Modelo de Efimtsov, FL 35000 ft, $X_o=34,6m$: variação de velocidade.

Tabela 3.2 – Variação de velocidade: propriedades do ar e parâmetros do escoamento.

Altitude (ft)	35000	35000	35000	35000	35000	35000
Mach	0,58	0,60	0,62	0,64	0,74	0,85
Xo	34,6	34,6	34,6	34,6	34,6	34,6
ρ	0,380	0,380	0,380	0,380	0,380	0,380
μ	1,43E-05	1,43E-05	1,43E-05	1,43E-05	1,43E-05	1,43E-05
ν	3,64E-05	3,64E-05	3,64E-05	3,64E-05	3,64E-05	3,64E-05
c	296,4	296,4	296,4	296,4	296,4	296,4
P _{atm}	23842	23842	23842	23842	23842	23842
U	171,9	177,8	183,8	189,7	219,3	251,9
Re _x	1,64E+08	1,69E+08	1,75E+08	1,80E+08	2,09E+08	2,40E+08
δ	0,291	0,289	0,288	0,286	0,278	0,270
δ^*	0,036	0,036	0,036	0,036	0,035	0,034
C _f	0,00159	0,00151	0,00151	0,00150	0,00147	0,00145
τ_w	8,9	9,1	9,7	10,2	13,4	17,4
U _t	4,8	4,9	5,0	5,2	5,9	6,8
q _∞	5609,7	6003,3	6410,2	6830,4	9131,7	12048,3
Sh _{min}	3,8E-01	3,7E-01	3,6E-01	3,5E-01	2,9E-01	2,5E-01
Sh _{max}	4,5E+03	4,5E+03	4,3E+03	4,1E+03	3,5E+03	3,0E+03
R _T Goody	908	887	907	926	1021	1120

Novamente, A Figura 3.8 expõe os resultados para o modelo modificado de Efimtsov e, como esperado, seguem a mesma tendência do modelo anterior.

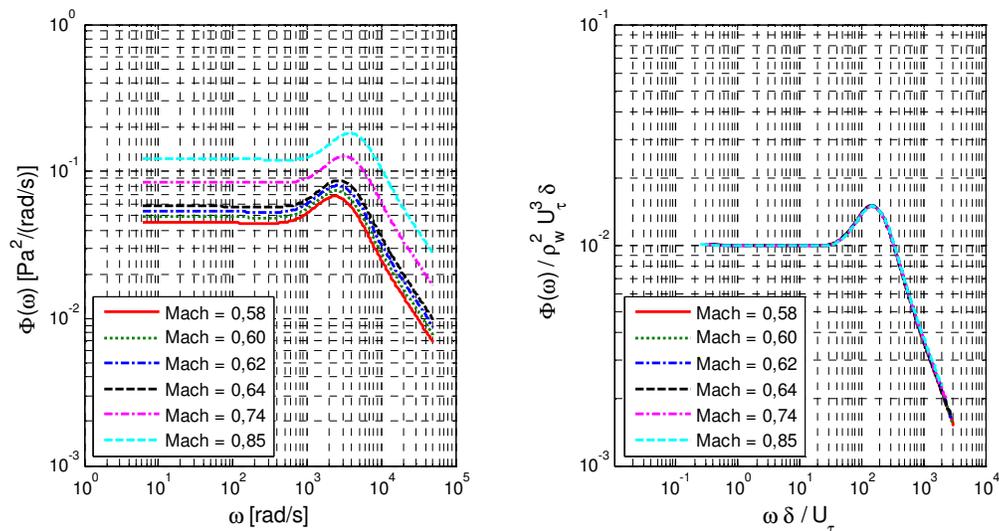


Figura 3.8 – Modelo de Rackl & Weston, FL 35000 ft, Xo=34,6m: variação de velocidade.

A Figura 3.9 mostra os demais modelos. Dentre os seis modelos de flutuação avaliados nesta seção, dois deles apresentam um comportamento particularmente diferente na região de baixa frequência. Como pode ser visto, os modelos de Chase e Goody predizem uma menor dependência da flutuação de pressão nesta região do espectro. Goody, de acordo com a Figura 2.8a onde apresenta seu espectro em função de escalas inerciais, demonstra o mesmo comportamento. Ao passo que a velocidade aumenta a razão R_T, descrita na

Tabela 3.2, também cresce, sugerindo que a dissipação das estruturas viscosas aconteça em maior frequência.

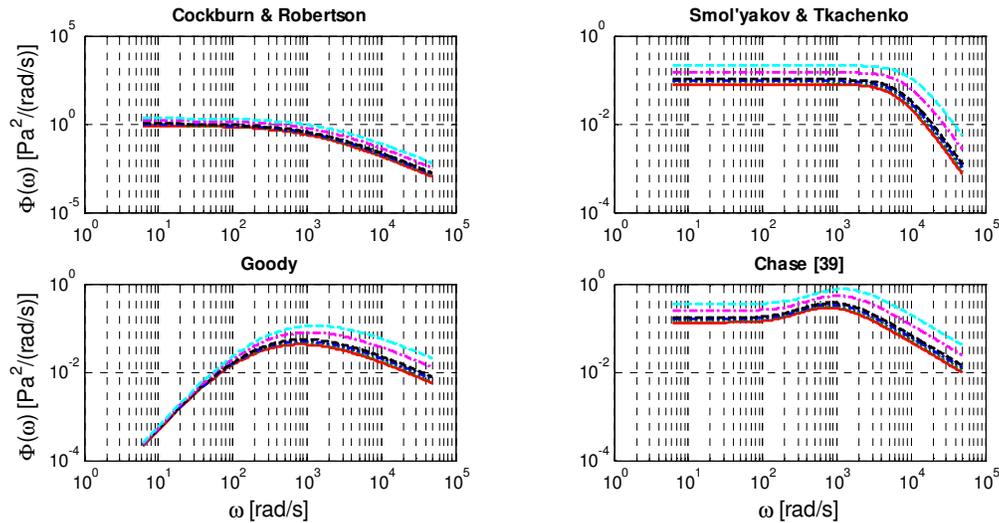


Figura 3.9 – Variação de velocidade, FL 35000 ft, $X_o=34,6\text{m}$

— Mach 0,58; Mach 0,60; - . Mach 0,62; - - Mach 0,64; - . - Mach 0,74; - - - Mach 0,85.

3.5 EFEITO DA DISTÂNCIA

A distância a partir do bordo de ataque é outro parâmetro importante na estimativa do espectro de flutuação de pressão. Para distâncias maiores a camada limite se torna mais espessa, refletindo no deslocamento do espectro para as baixas frequências e no aumento da sua amplitude.

Na Figura 3.10, a flutuação de pressão descrita por Efimtsov pode ser avaliada. De acordo com o gráfico à esquerda, a flutuação de pressão tende a apresentar maiores níveis de amplitude com o aumento da camada limite. Mais uma vez, a Equação (2.17) pode ser aplicada no entendimento deste padrão de comportamento. Segundo esta, a amplitude da pressão é diretamente proporcional ao tamanho da camada limite. Por outro lado, a velocidade de fricção na superfície tem uma pequena redução, visto que a fricção na parede é menor em regiões mais afastadas do bordo de ataque. Embora a flutuação de pressão da Equação (2.17) seja proporcional ao cubo da velocidade de fricção, esta diminuição não anula o aumento da flutuação devido à maior espessura da camada limite. A Tabela 3.3 relata os parâmetros do escoamento relativos aos estudos desta seção.

Outra característica importante é o deslocamento do espectro em relação à faixa de Strouhal. Para espessuras maiores de camada limite a curva de flutuação de pressão é deslocada para um maior Strouhal máximo. Este comportamento é esperado, uma vez que a adimensionalização é feita a partir da multiplicação da frequência, ω , pela relação δ/U_τ .

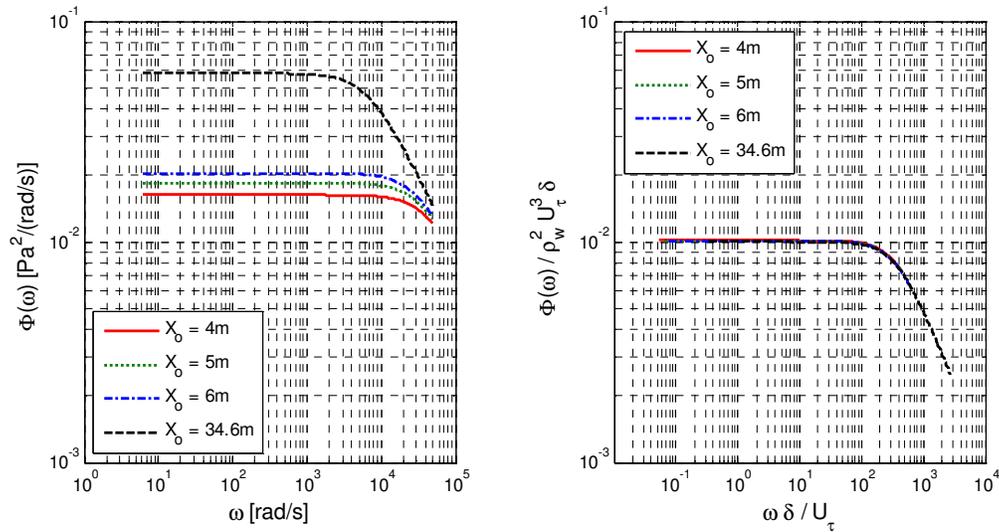


Figura 3.10 – Modelo de Efimtsov, FL 35000 ft, Mach 0,64: variação de velocidade.

Tabela 3.3 – Variação da distância: propriedades do ar e parâmetros do escoamento.

Altitude (ft)	16400	25000	35000	41000
Mach	0,64	0,64	0,64	0,64
X _o	4,0	5,0	6,0	34,6
ρ	0,380	0,380	0,380	0,380
μ	1,43E-05	1,43E-05	1,43E-05	1,43E-05
ν	3,64E-05	3,64E-05	3,64E-05	3,64E-05
c	296,4	296,4	296,4	296,4
P _{atm}	23842	23842	23842	23842
U	189,7	189,7	189,7	189,7
Re _x	2,09E+07	2,61E+07	3,13E+07	1,80E+08
δ	0,051	0,061	0,070	0,286
δ*	0,006	0,008	0,009	0,036
C _f	0,00202	0,00196	0,00191	0,00150
τ _w	13,8	13,4	13,0	10,2
U _τ	6,0	5,9	5,9	5,2
q _∞	6830,4	6830,4	6830,4	6830,4
Sh _{min}	5,3E-02	6,4E-02	7,5E-02	3,5E-01
Sh _{max}	6,4E+02	7,7E+02	9,1E+02	4,1E+03

A Figura 3.11 apresenta as mesmas predições anteriores, contudo, o modelo modificado de Efimtsov é aplicado. As mesmas considerações podem ser feitas, a menos da sua dependência com relação ao eixo de Strouhal – parte (b) do gráfico. O modelo proposto por Rackl & Weston traz duas alterações que não são devidamente representadas pela frequência adimensional $\omega\delta/U_\tau$. A primeira delas, o pico de banda larga, tem concentrada sua energia para valores de $\omega\delta^*/U_\infty$ igual a 0,6. Considerando que a velocidade do fluxo livre não sofre variação nos casos analisados e a velocidade de fricção sim, o deslocamento no eixo de Strouhal é observado. A última correção, caracterizada pela queda em altas frequências, é

estipulada para ocorrer na frequência 1000 Hz. Sendo assim, a queda no domínio de Strouhal ocorre em frequências adimensionais diferentes.

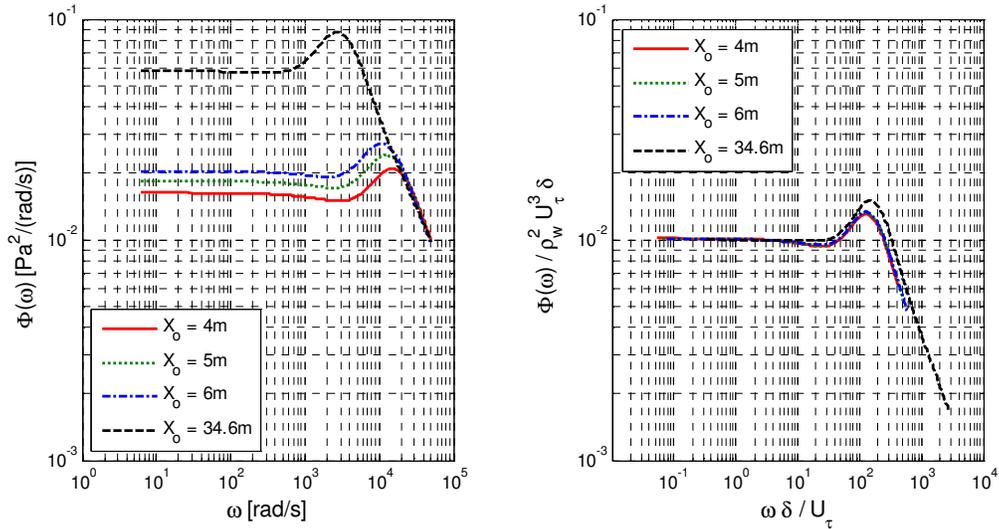


Figura 3.11 – Modelo de Rackl & Weston, FL 35000 ft, Mach 0,64: variação de velocidade.

Por fim, os demais modelos estão representados na Figura 3.12. Nota-se a ocorrência de um cruzamento entre as curvas para diferentes distâncias, ou seja, diferentes espessuras de camada limite. Analisando o modelo de Cockburn & Robertson e suas equações, consegue-se compreender este comportamento. Com o aumento da camada limite a frequência característica, presente na Equação (2.7), desloca-se para região de menor frequência. O mesmo efeito pode ser percebido na equação de flutuação de Smol'yakov e Tkachenko. Os resultados de Chase e Goody também induzem ao mesmo fenômeno.

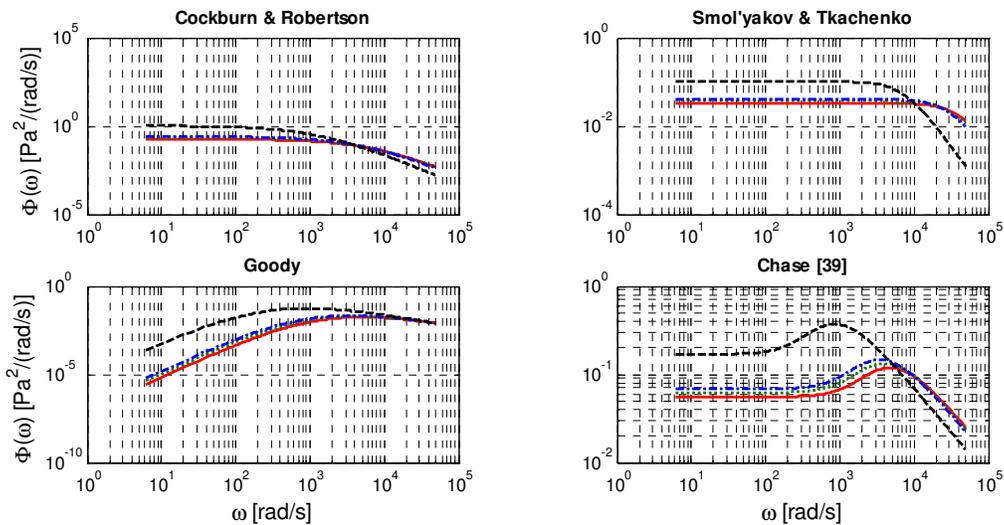


Figura 3.12 – Variação de distância, FL 35000 ft, Mach 0,64

— $X_o = 4m$; $X_o = 5m$; - - $X_o = 6m$; - · - $X_o = 34,6m$.

Por fim, devido a maior espessura da camada limite, as grandes escalas conseguem se propagar com maior facilidade. Em geral, este padrão está presente em quase todos os modelos de flutuação de pressão.

3.6 COEFICIENTE DE DECAIMENTO ESPACIAL

Corcos [16], em suas pesquisas, definiu que dois pontos separados por uma distância $\bar{\xi}$ estão relacionados através da Equação (2.2). Basicamente, Corcos sugeriu que a correlação cruzada é bem representada por uma função exponencial que caracteriza uma onda de pressão viajando a uma velocidade U_c , sendo esta multiplicada por duas outras exponenciais de argumento negativo, chamadas de funções decaimento. Estas funções representam a redução da correlação ao longo do caminho percorrido pela onda de pressão. Exemplificando, caso dois sinais estejam completamente relacionados, as funções de decaimento terão argumento zero. Nesta seção, serão avaliados os resultados de decaimento espacial propostos por Efimtsov [23].

No item 2.1.4 são descritas as equações propostas por Efimtsov para o cálculo dos coeficientes de decaimento espacial. Em seu trabalho, o autor caracteriza a dependência da correlação espacial com a espessura da camada limite. Em outras palavras, Efimtsov propõe que, dentro da camada limite, as estruturas turbulentas de maior tamanho, e conseqüentemente de menor freqüência, estão pouco correlacionadas entre dois pontos, criando, desta forma, uma dependência do coeficiente com a freqüência – equações (2.8) e (2.9).

A Figura 3.13 ilustra o comportamento da correlação espacial para algumas condições de vôo e distâncias do bordo de ataque. Primeiramente, é importante ressaltar que este modelo converge em altas freqüências para um patamar constante, assim como definido Corcos. À esquerda está representado o decaimento na direção paralela, enquanto à direita na direção perpendicular. Nota-se que os valores de decaimento na direção perpendicular são maiores que na outra direção. Isto se deve, principalmente, ao fato de as estruturas turbulentas serem levadas na direção do fluxo, impedindo que dois pontos separados na direção ξ_2 tenham uma correlação mais elevada.

Embora grande parte dos fenômenos de origem fluido-mecânica seja bem caracterizada pelo número de Reynolds, o decaimento espacial não apresenta uma relação direta a esta variável. De acordo com a Figura 3.13, os casos para $X_o=34,6m$ apresentam aumento do decaimento com o aumento de Reynolds. No entanto, para a condição de $X_o=6m$, caracterizada por um Reynolds menor que os casos anteriores, o decaimento é ainda maior que para os demais. Por outro lado, em concordância com os fundamentos utilizados por Efimtsov, observa-se uma forte relação com a espessura da camada limite. A redução da

camada limite implica no aumento do decaimento espacial, sendo esta afirmação válida para as direções paralela e perpendicular ao fluxo.

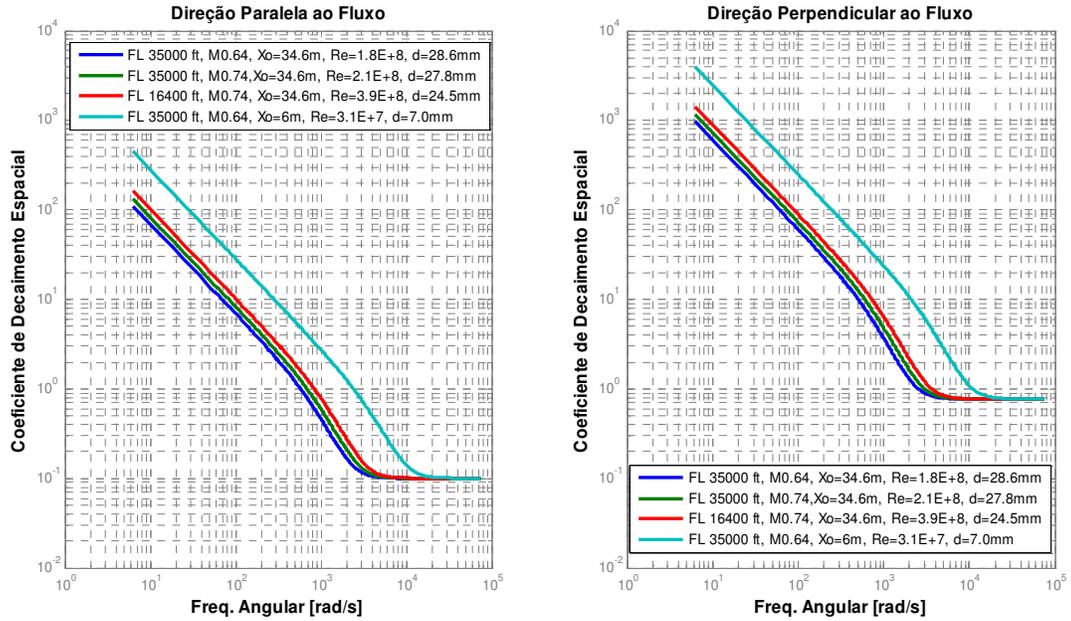


Figura 3.13 – Coeficiente de decaimento espacial (Efimtsov): análise do comportamento.

Esquerda: Paralelo ao escoamento. Direita: Perpendicular ao escoamento.

CAPÍTULO 4

DESCRIÇÃO DOS PROCEDIMENTOS DE ENSAIO EM VÔO

O objetivo deste capítulo é descrever o procedimento experimental de vôo realizado para caracterização dos parâmetros da excitação turbulenta em aeronaves de pequeno porte. Desta forma, serão descritos as informações pertinentes ao perfil de vôo, os detalhes de instalação, equipamentos de medição e demais informações relevantes. Algumas informações a respeito da aeronave utilizada serão omitidas, pois são caracterizadas pela empresa como informações sensíveis.

4.1 ENSAIO EM VÔO

Os ensaios aqui descritos foram conduzidos em uma aeronave com matrícula experimental. Desta forma, somente a tripulação considerada essencial pode permanecer durante o vôo, consistindo de um piloto, um engenheiro de vôo e um engenheiro de ensaio de ruído. As condições de vôo foram escolhidas de modo a cobrir a maior parte do perfil padrão de um vôo típico. Informações de flutuação de pressão, aceleração e ruído interno foram coletados durante cada um das condições de vôo.

Os dados de flutuação de pressão foram adquiridos em uma das janelas localizada na parte frontal à asa no lado esquerdo da aeronave. O posicionamento desta janela foi escolhido de tal modo que sofresse a menor influência possível dos efeitos de aceleração gerados no nariz e na raiz da asa, além do ruído emitido pelos motores. Por se tratar de uma aeronave pequena, estes fatores podem causar alguma perturbação no sinal medido.

O projeto da janela seguiu recomendações feitas por Bhat [11], que especificou uma espessura de 1". Bhat tentou evitar que qualquer deslocamento relativo entre os transdutores de pressão ou mesmo da estrutura entre eles, pudesse influenciar no sinal medido. Desta forma, uma janela de mesma espessura foi confeccionada a partir da usinagem de um bloco de alumínio. Rebaixos foram criados para alojar os microfones de maneira que o alinhamento fosse o mais suave possível, porém, no caso de desalinhamento, ressaltos dos transdutores são preferidos a rebaixos [39]. No processo de usinagem, foram estabelecidas tolerâncias de 0,02 mm. Os espaços formados entre o transdutor e a janela devem ser preenchidos com selante resistente a temperaturas extremas, da ordem de -40°C. Similar ao apresentado por

Bhat [11], um *array* de quatro transdutores foi instalado nesta janela, sendo que sua disposição em T permite obter informações de correlação entre os sinais na duas direções. O posicionamento relativo de cada transdutor pode ser visto na Figura 4.1.

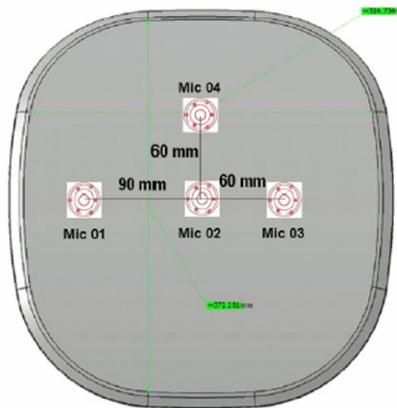


Figura 4.1 – Posicionamento dos microfones na janela metálica.

Na região da fuselagem localizada acima da janela, um total de nove acelerômetros foram aleatoriamente distribuídos na fuselagem adjacente a região da janela. Para a escolha da região, foi respeitado que esta não possuísse nenhum tipo de sistema que pudesse introduzir massa ou rigidez na fuselagem. Além disto, o fato de estar localizada próxima à janela de medição de flutuação de pressão foi mandatário nesta decisão. Um último acelerômetro foi instalado na parte interna da janela metálica, tendo como finalidade servir como parâmetro de controle de vibração. Qualquer discrepância em seu sinal pode ser observada e, neste caso, a medição é dada como inválida. Por último, um microfone posicionado no interior da aeronave esteve presente para capturar os níveis de ruído interno.

Em resumo, o ensaio proposto tem como objetivo específico identificar as grandezas:

- flutuação de pressão na superfície;
- correlações espaciais cruzadas entre os transdutores;
- correlação temporal entre os transdutores;
- resposta vibratória em alguns pontos da fuselagem em uma região adjacente a janela;
- ruído interno.

4.2 INSTRUMENTAÇÃO

4.2.1 MICROFONES DE SUPERFÍCIE

Os microfones esquematicamente apresentados na Figura 4.2 são da marca Brüel & Kjaer, modelo 4948. Este transdutor foi especialmente projetado para medições em vôo, bem como em ensaios de túnel de vento, caracterizando-se pela robustez e estabilidade durante as medições. O microfone é capaz de suportar altos níveis de pressão (55 a 160 dB) entre a faixa de 5 a 20 kHz. Sua escolha também está associada aos extremos de temperatura aos quais pode ser submetido que, em seu limite inferior de operação, chega a -55°C . Detalhes do microfone são mostrados na Figura 4.2 e no Apêndice A. A região de medição encontra-se mais ao centro do esquema apresentado, com diâmetro de 10,4 mm.

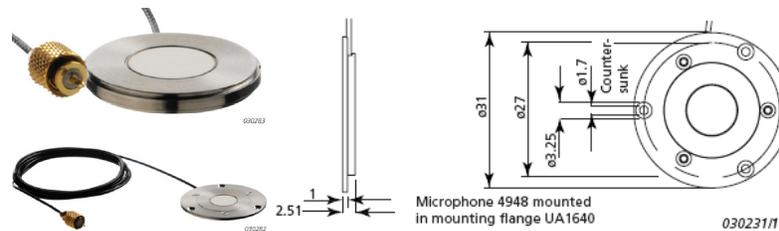


Figura 4.2 – Detalhes do microfone BK 4948.

Embora requisitada uma tolerância de montagem de 0,02, que foi definida a partir dos melhores resultados obtidos por Efimtsov [39], não foi possível comprovar adequadamente se esta meta foi atingida. Isto se deveu à ausência de um equipamento de medição por coordenadas com precisão, pois apenas pode-se utilizar um relógio comparador que, embora indicasse a graduação de 0,001 mm, não permitiu que as medições fossem acuradas. Aliado a isto, a curvatura da janela na direção circunferencial inferiu obrigatoriamente ressalto entre a superfície da janela e a face do microfone. A Figura 4.3 detalha as medições de desalinhamento dos transdutores. Verifica-se que o menor grau de desalinhamento ocorre na direção X, o que é coerente, pois, na direção Y a face do microfone percebe a curvatura da aeronave. Outra ressalva importante é que a membrana do microfone situa-se na coordenada entre -5mm e +5mm. Os anéis adjacentes compreendem as flanges onde o microfone é fixado na janela metálica. Sendo assim, pode-se afirmar que a área de medição do microfone esteve desalinhada de aproximadamente +0,05 mm na direção de vôo. Fotos da montagem podem ser visualizadas na Figura 4.4.

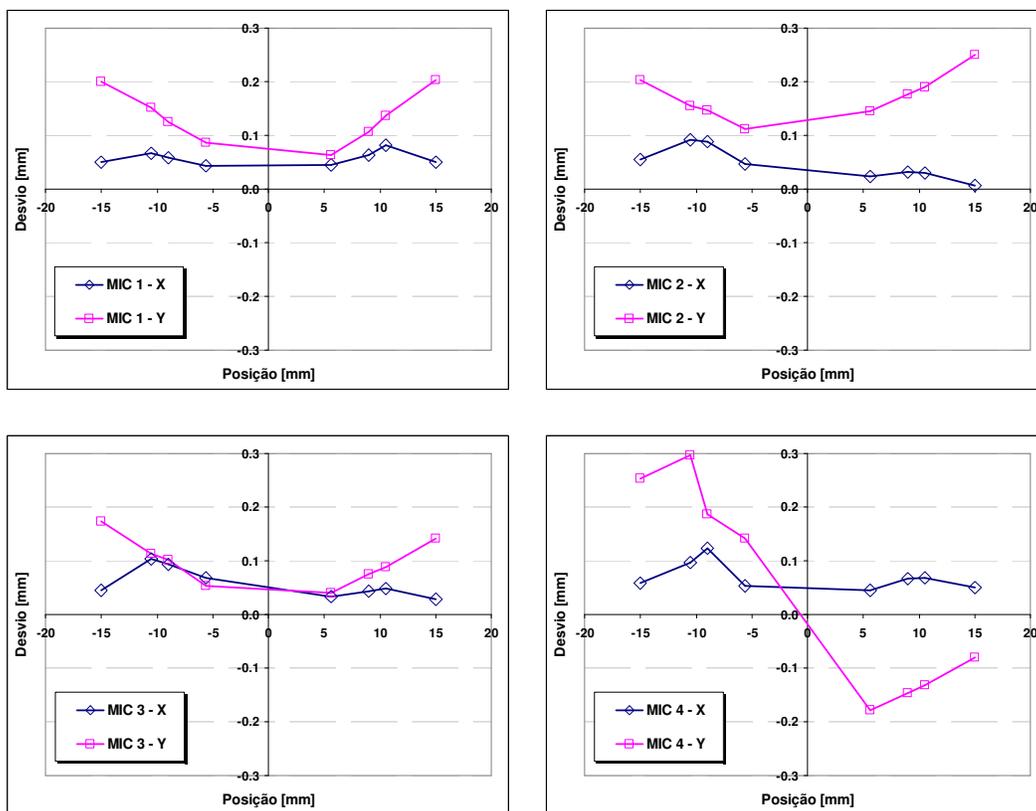


Figura 4.3 – Alinhamento dos microfones BK 4948.



Figura 4.4 – Fotos da montagem dos microfones e janela metálica.

As cartas de calibração para cada microfone são apresentadas no Apêndice A.

4.2.2 ACCELERÔMETROS E MICROFONE INTERNO

Os acelerômetros, o microfone interno e demais equipamentos regularmente usados em medições na área de ruído e vibrações. O detalhamento destes equipamentos é mostrado na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Equipamentos utilizados no ensaio.

Equipamento	Modelo
Gravador de Dados	TEAC GX1 Integrator (S/N 903282)
Notebook	Dell Precision M60 (S/N 16661135089)
Microfones de Superfície	Brüel & Kjær 4948B
Microfone Interno	GRASS 40AQ
Pré Amplificador	GRASS TMS426C01
Acelerômetros	PCB 352C67
Calibrador	ACO Type 2124A (S/N 981286)
Adaptador do Calibrador	Brüel&Kjær DB 0979

Os acelerômetros foram posicionados próximos à janela instrumentada de modo a garantir a maior correlação possível entre a excitação percebida pela estrutura com aquela captada pelos microfones dispostos na janela. O posicionamento aproximado destes acelerômetros pode ser visto na Figura 4.5. A massa de cada acelerômetro é em torno de 2g.

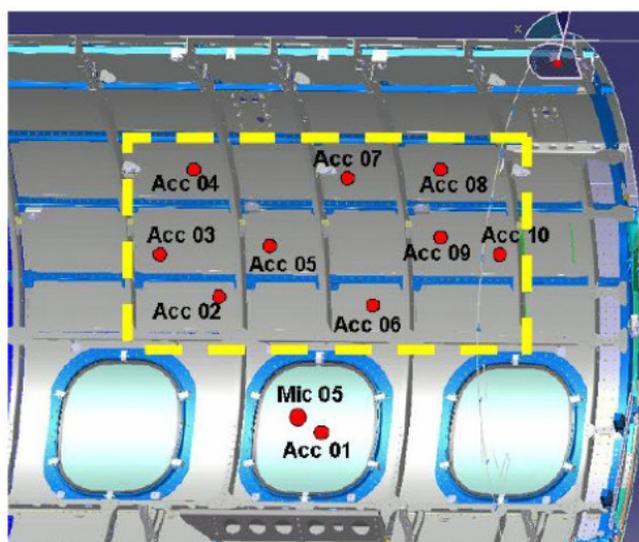


Figura 4.5 – Fotos da montagem dos microfones e janela metálica.

4.3 PROCEDIMENTO DE TESTE

Para evitar qualquer efeito de turbulência que possa vir a causar prejuízos à qualidade do sinal medido, foi estabelecido que, durante o período de medição, a aeronave deva estar em vôo estabilizado em linha reta ou sem compensação de direção caso ventos cruzados possam existir dentro do perímetro de vôo. As medições acontecerão nos perfis de vôo estabelecidos na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Condições de vôo ensaiadas.

#	Altitude	Mach	Motores
1	20000 ft	0,43	Ambos operando
2	20000 ft	0,43	(E) <i>idle</i> / (D) operando
3	30000 ft	0,63	Ambos operando
4	35000 ft	0,58	Ambos operando
5	35000 ft	0,60	Ambos operando
6	35000 ft	0,63	Ambos operando
7	35000 ft	0,60	Ambos em <i>idle</i>
8	35000 ft	0,63	Ambos em <i>idle</i>
9	37000 ft	0,60	Ambos operando
10	37000 ft	0,63	Ambos operando

As condições dois, sete, oito buscam minimizar a influência do ruído dos motores nos sinais de pressão. Para estas duas últimas, a aeronave precisou tomar uma altitude mais elevada e realizar um mergulho passando pela altitude estabelecida na coluna dois da Tabela 4.2. A condição de Mach foi respeitada ao longo da trajetória da aeronave. O Apêndice B traz as informações coletadas pela aeronave durante o período de medição.

4.4 DADOS DE RESPOSTA

Para cada condição descrita na Tabela 4.2 foram tomados três conjuntos de medição. Os conjuntos englobam os sinais dos transdutores de pressão externa, acelerômetros e microfone interno. A faixa de frequência requisitada compreende desde 1 Hz até 8 kHz, em banda estreita.

Para os transdutores externos, admitem-se as seguintes entidades de medição: autoespectro, densidade espectral, densidade espectral cruzada, autocorrelação temporal, correlação temporal cruzada e coerência. Nos casos onde são aplicáveis, os resultados são mostrados em sua forma complexa (real e imaginário).

Por sua vez, como resultados da medição dos acelerômetros, compreendem auto-espectro e densidade espectral de potência. E, finalmente, a resposta do microfone interno em nível de pressão sonora ponderada na escala A (dBA), em banda estreita e de um terço de oitava.

4.5 PARÂMETROS DO VÔO

Dados adicionais devem ser relatados para controle e pós-processamento dos resultados requeridos na seção anterior. São eles: peso de decolagem, altitude, número de Mach, velocidade indicada (KIAS), rotação do *fan* do motor (N1), rotação da turbina (N2), ângulo de ataque (α), ângulo de guinada (β). Estes dados estão presentes do Apêndice B.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo, os resultados das medições descritas em CAPÍTULO 4 serão apresentados na sua forma natural, isto é, sem nenhuma correção ou tratamento matemático aplicado, e também serão recalculados considerando as correções devido à dimensão dos transdutores, à suavização no domínio da frequência e à adimensionalização do sinal. Ainda, os parâmetros do escoamento associados a cada uma das condições descritas na Tabela 4.2 são objetos deste capítulo.

Os estudos aqui detalhados seguem os métodos de caracterização que foram aplicados por Bhat [11] e Rizzi et al [36] nos estudos do Boeing 737 e do Tu-144LL, respectivamente. Em seus trabalhos, os autores também dispuseram de um *array* de transdutores de pressão em janelas falsas posicionadas ao longo das aeronaves (mais detalhes podem ser encontrados no CAPÍTULO 2). Nesta seção, os procedimentos que serão aplicados ao sinal medidos serão apresentados.

5.1 PROCESSO DE REDUÇÃO DOS DADOS

O processo de redução dos dados, esquematizado no diagrama da Figura 5.1, é composto de dois sistemas de medição independentes. Um deles, DATARec[®] D20fe, é responsável por adquirir todas as informações pertinentes à aeronave que estão descritas no item 4.5. O Apêndice B mostra o histórico no tempo destas variáveis. Por fim, o sistema de aquisição, tem a função de capturar os sinais de ruído e vibração propostos no item 4.2. Este sistema será mais bem detalhado nesta seção.

O TEAC GX1 Integrator é composto de dezesseis canais de medição e com faixa dinâmica de 98 dB (16 bits). Estipulou-se uma frequência de amostragem de 20480 Hz, permitindo análises até a frequência 8 kHz. Durante as medições, os sinais foram unicamente observados no domínio do tempo, permitindo apenas avaliar a presença de impulsos e ajustes na faixa dinâmica.

O calibrador ACO Type 2124A foi aplicado aos sinais de pressão sonora dos microfones internos e dos externos, sendo que para estes últimos foi preciso utilizar o adaptador Brüel & Kjær DB 0979 em virtude de sua forma geométrica ser diferente da prevista

pelo calibrador. A calibração foi feita considerando um sinal de 124 dB na frequência de 250 Hz e um janelamento tipo “*flat top*”. Para garantir que nenhum dano ao microfone tivesse ocorrido durante o voo, a calibração foi feita antes e depois do ensaio. Não foi observada nenhuma alteração de calibração que pudesse indicar um defeito no microfone.

Quanto à calibração dos acelerômetros, adotou-se os ganhos fornecidos pelo fabricante na carta de calibração de cada um dos mesmos. Este é um procedimento padrão adotado pelo grupo de ensaios da empresa.

De posse dos sinais temporais e da calibração de cada um dos transdutores, rotinas desenvolvidas no Matlab[®] permitiram calcular o autoespectro, autodensidade espectral, densidade espectral cruzada, autocorrelação temporal, correlação temporal cruzada e coerência. Estes resultados são apresentados no domínio da frequência (banda estreita e 1/3 oitava, com e sem ponderação A) e também no domínio do tempo.

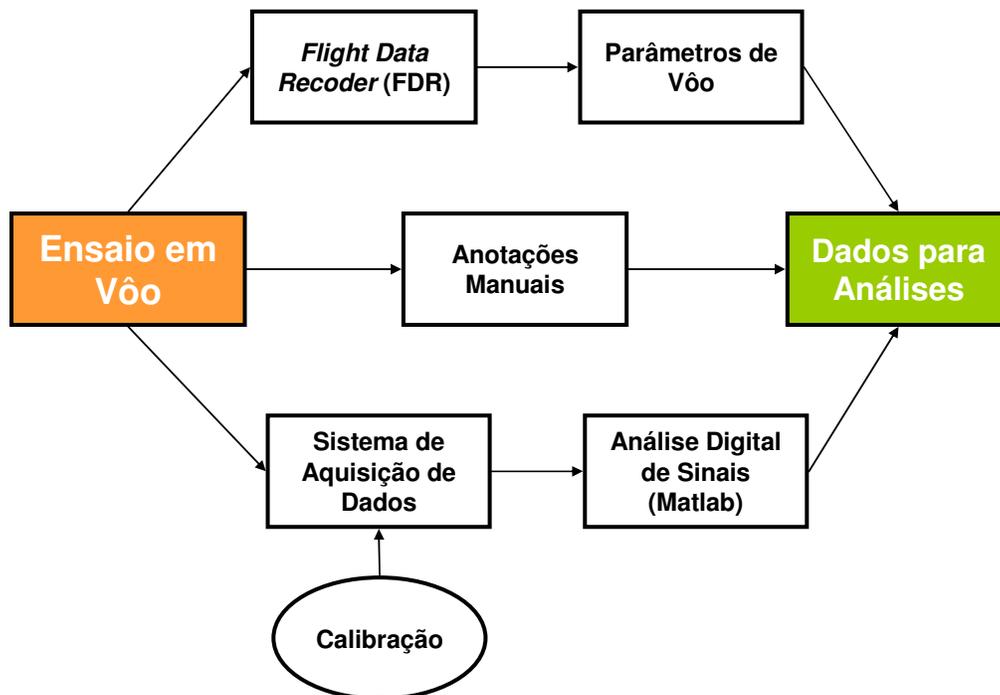


Figura 5.1 – Diagrama de fluxo dos dados de medição.

Para a transformação no domínio da frequência preferiu-se empregar a janela Hanning por esta apresentar uma relação de compromisso entre amplitude e largura de banda que são coerentes com o tipo de sinal esperado para o fenômeno de excitação turbulenta. Para cada medição, foram consideradas sessenta médias em um minuto de tempo de amostragem sem *overlap*. Estas premissas determinam uma discretização na frequência de 1 Hz. Três medições para cada condição de voo da Tabela 4.2 foram realizadas.

Para as condições voadas, a Tabela 5.1 resume algumas informações das propriedades atmosféricas, número de Reynolds, faixa de Strouhal ($\omega\delta/U_\tau$) e valores de pressão dinâmica.

Tabela 5.1 – Parâmetros do escoamento.

Altitude (ft)	20000	30000	35000	35000	35000	37000	37000
Mach	0,43	0,63	0,58	0,60	0,63	0,60	0,63
Xo [m]	4,95	4,95	4,95	4,95	4,95	4,95	4,95
ρ [kg/m ³]	0,652	0,458	0,380	0,380	0,380	0,348	0,348
μ [N.s/m ²]	$1,61 \cdot 10^{-5}$	$1,49 \cdot 10^{-5}$	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$1,42 \cdot 10^{-5}$	$1,42 \cdot 10^{-5}$
ν [m ² /s]	$2,44 \cdot 10^{-5}$	$3,24 \cdot 10^{-5}$	$3,63 \cdot 10^{-5}$	$3,63 \cdot 10^{-5}$	$3,63 \cdot 10^{-5}$	$4,08 \cdot 10^{-5}$	$4,08 \cdot 10^{-5}$
c [m/s]	316,0	303,2	296,4	296,4	296,4	295,1	295,1
P _{atm} [Pa]	46559	30094	23842	23842	23842	21663	21663
T _∞ [K]	248,5	228,7	218,8	218,8	218,8	216,7	216,7
U [m/s]	135,9	191,0	171,9	177,8	186,7	177,1	185,9
Re _x	$2,8 \cdot 10^7$	$2,9 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^7$
q _∞ [Pa]	6026,5	8358,8	5609,6	6003,1	6618,4	5459,9	6019,5
Sh _{min}	$7,6 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$
Sh _{Max}	$6,0 \cdot 10^{+2}$	$4,1 \cdot 10^{+2}$	$5,3 \cdot 10^{+2}$	$5,0 \cdot 10^{+2}$	$4,5 \cdot 10^{+2}$	$5,1 \cdot 10^{+2}$	$4,7 \cdot 10^{+2}$

Os parâmetros da aeronave foram tomados durante todo o voo e estão mostrados no Apêndice B. As médias dos parâmetros foram tomadas durante cada trecho e são apresentadas na Tabela 5.2.

Tabela 5.2 – Parâmetros do voo: média durante o período de medição.

#	Altitude (ft)	Mach	α (°)	KIAS (kt)	N1 E1* (rpm)	N1 E2* (rpm)	BPF** E1 (Hz)	BPF** E2 (Hz)
1	20005	0.429	2.40	268.4	15202	15203	3801	3801
2	20002	0.431	2.33	269.9	10822	17795	2706	4449
3	30004	0.631	0.97	376.8	18339	18338	4585	4584
4	35003	0.581	3.20	338.6	17693	17695	4423	4424
5	34983	0.600	2.74	350.5	17999	17999	4500	4500
6	34987	0.633	2.07	370.0	18438	18438	4610	4610
7	35191	0.598	2.60	349.7	14212	13969	3553	3492
8	35207	0.630	1.77	367.2	14743	14524	3686	3631
9	37002	0.602	3.10	349.2	18040	18045	4510	4511
10	37004	0.631	2.51	365.9	18305	18305	4576	4576

* E1, Motor Esquerdo / E2, Motor Direito

** BPF, Frequência de passagem de pás do fan do motor (Blade Pass Frequency)

5.2 ANÁLISE DIGITAL DE SINAIS

A Figura 5.2 retrata uma amostra no tempo do sinal de flutuação de pressão observado por um dos transdutores externos durante a altitude de 20000 ft e Mach 0,43. De maneira semelhante, este sinal pode ser coletado dos acelerômetros e do microfone instalado no interior do avião.

Este mesmo sinal, quando apresentado no domínio da frequência, delinea um espectro conforme estabelecido na Figura 5.3. Em geral todas as medições apresentam comportamento semelhante. Observa-se um espectro com característica de banda larga e concentração de energia na faixa de frequência entre 100 e 2000 Hz. Os picos bem definidos são relativos à frequência fundamental de passagem (BPF – *blade pass frequency*) de pá do eixo do *fan* do motor e sua respectiva harmônica. Percebe-se, então, que o microfone é capaz de captar tanto a parte de flutuação de pressão em decorrência da turbulência como também a transmissão área do ruído gerado pelo motor. Análises posteriores mostrarão se a parcela de ruído devido ao motor afeta a medição de flutuação de pressão turbulenta.

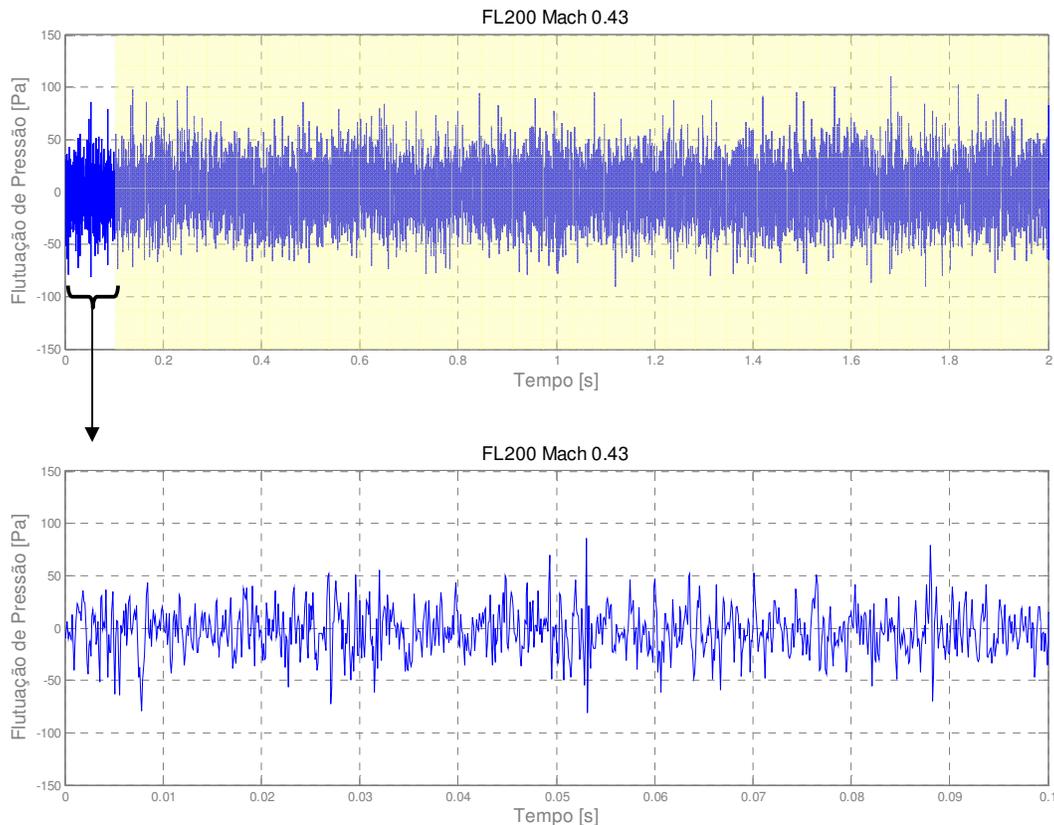


Figura 5.2 – Amostra de flutuação de pressão em função do tempo (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43)

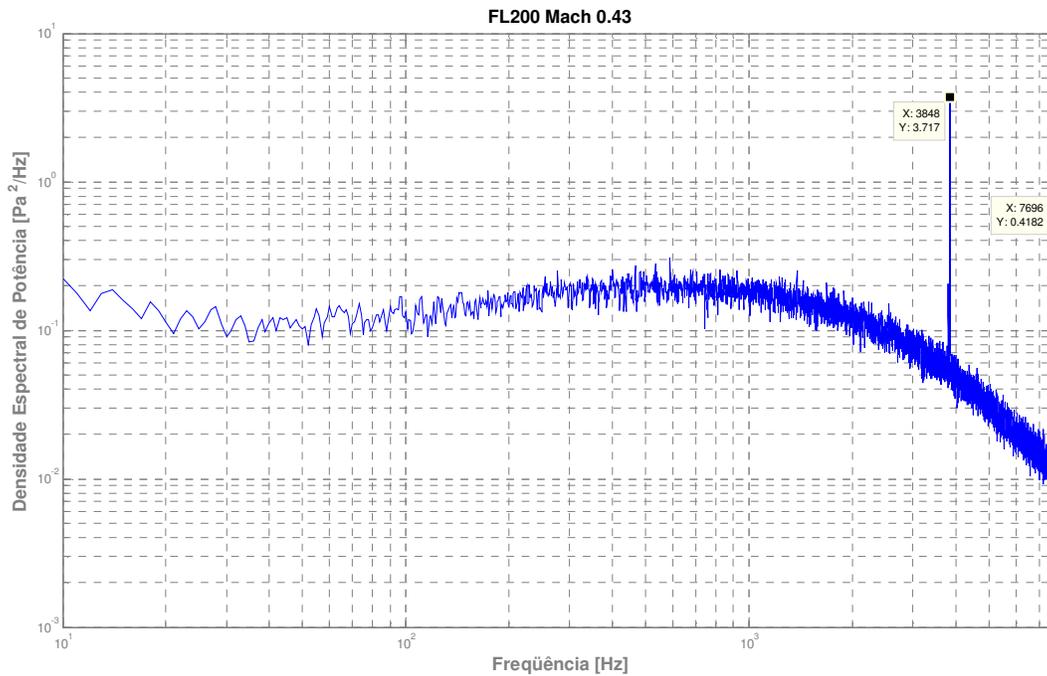


Figura 5.3 – Densidade espectral da flutuação de pressão (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43)

De maneira análoga, a densidade espectral cruzada é uma função que correlaciona o sinal percebido por dois transdutores, neste caso os microfones, que estão sujeitos a um determinado campo de pressão. A Figura 5.4 mostra a densidade espectral cruzada para entre os microfones 1 e 3, separados em 150 mm na direção longitudinal. Na parte superior da figura observa-se a fase enquanto na parte inferior a magnitude do sinal é exibida. A figura também mostra que, a partir de 2 kHz, a fase entre os microfones é bastante afetada devido a turbulência no escoamento, reduzindo, assim, a faixa de frequência onde é possível estimar a velocidade convectiva.

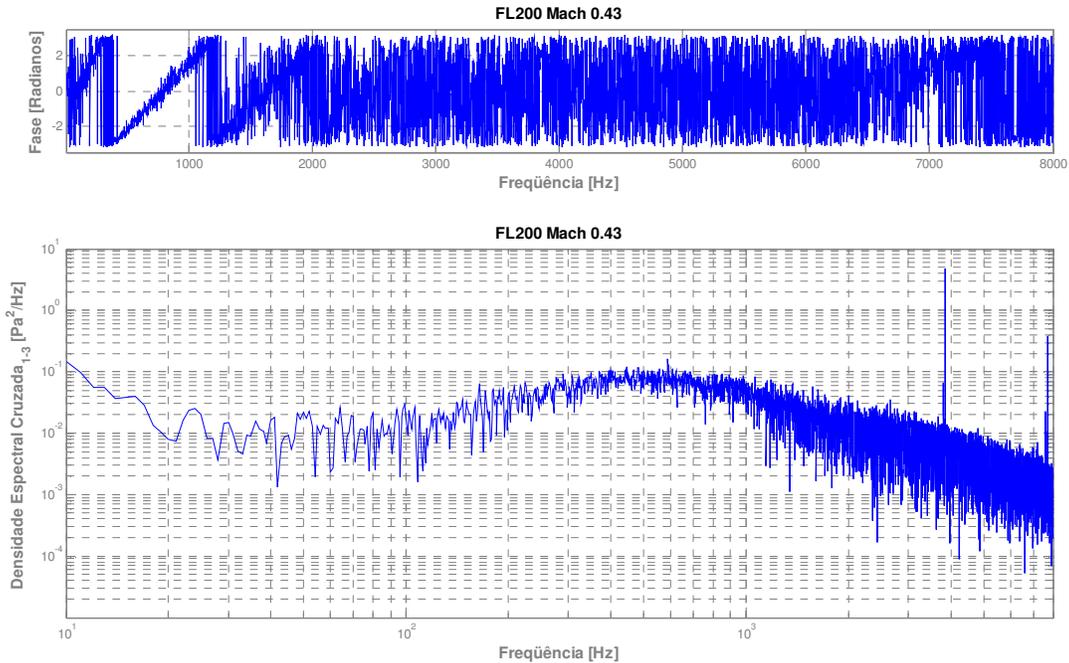


Figura 5.4 – Densidade espectral cruzada da flutuação de pressão (Microfone 1-3, FL 200 Mach 0,43)

O grau de correlação entre dos sinais também pode ser investigado através da correlação temporal cruzada entre os transdutores. Para o cruzamento entre os microfones alinhados na direção longitudinal, esta função é mostrada na Figura 5.5. À medida que os microfones distanciam-se o pico de correlação se desloca. Assim sendo, tomando as respectivas distâncias de separação e os tempos de atraso, pode-se obter as velocidades convectivas a partir da Equação (2.15). Analisando este resultado, pode-se apontar que uma frequência de amostragem maior (aproximadamente quatro vezes a utilizada neste ensaio) proporcionaria que o pico fosse identificado com maior precisão e, conseqüentemente, a velocidade convectiva, calculada a partir desta função, também acompanharia esta tendência. Por fim, nota-se que à medida que a separação aumenta, a correlação temporal torna-se menor. Para uma separação de 150 mm, a medição do atraso temporal é menos perceptível justamente por esta apresentar dois “picos” muito próximos de máxima correlação. Assume, então, que o atraso acontece na região de “vale” entre estes picos.

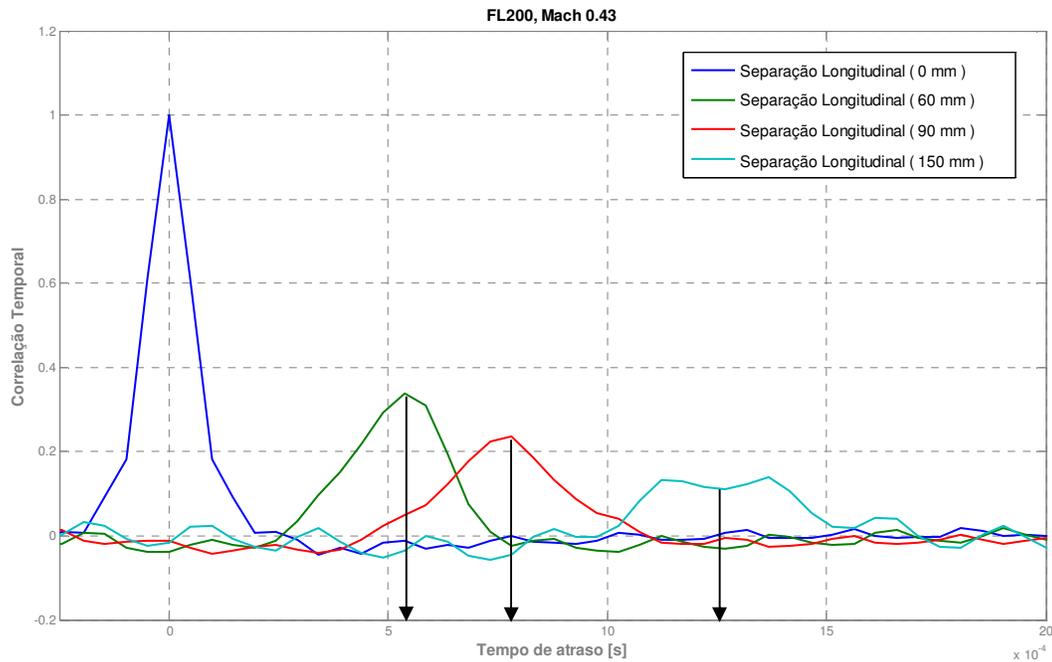


Figura 5.5 – Correlação Temporal Cruzada (FL 200 Mach 0,43)

Resultados de aceleração para os nove pontos na fuselagem são apresentados na Figura 5.6. Maiores níveis de vibração são percebidos na faixa entre 400 e 2 kHz. Picos de vibração são apresentados nas frequências de passagem de pá e sua harmônica. A rotação do eixo da turbina também gera um pico de aceleração pouco abaixo nas frequências de 570 e 589 Hz, um para cada motor. Nenhum fenômeno foi atribuído aos picos das frequências de 178 e 451 Hz. Posteriormente, todos estes picos devem ser removidos para análise da TBL.

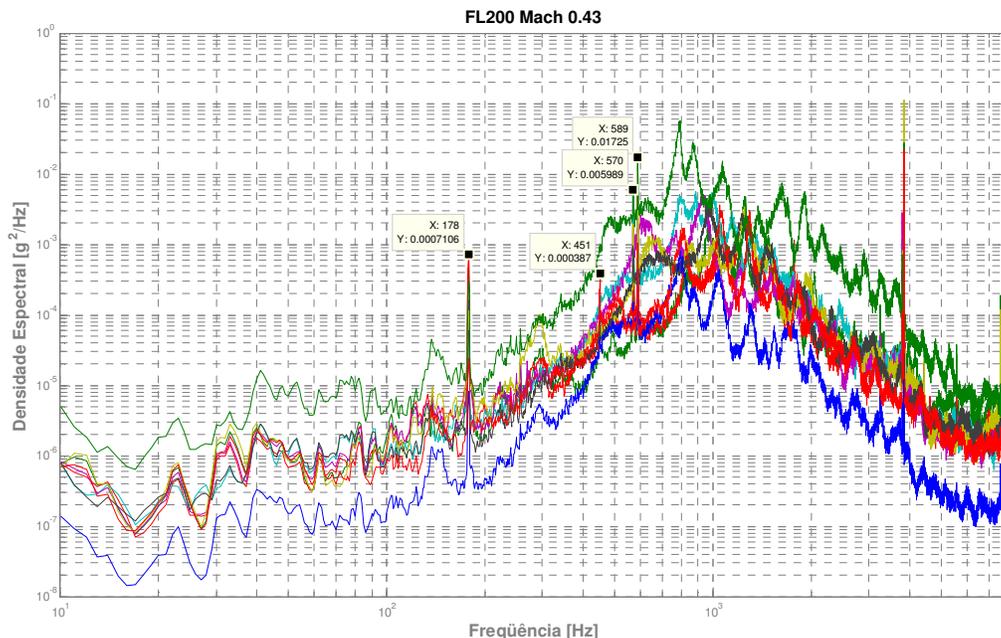


Figura 5.6 – Densidade espectral da aceleração na fuselagem (FL 200 Mach 0,43).

5.3 TRATAMENTO DOS DADOS DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

Em virtude de a medição de flutuação de pressão ser sensível a fatores alheios ao foco da medição, faz-se necessário que o sinal seja devidamente avaliado quanto a sua validade, corrigido devido à dimensão do transdutor, suavizado para excluir fenômenos espúrios e normalizados para compará-los entre diferentes condições de vôo. Esta seção se propõe em detalhar estas etapas e trazer os novos espectros que serão utilizados na determinação de um novo modelo de flutuação de pressão, objetivo principal desta tese de doutorado.

5.3.1 VALIDADE DOS DADOS DE MEDIÇÃO

A medição de flutuação de pressão na superfície de um objeto sob altas velocidades está sujeita a diversos fatores que podem invalidar o evento, tais como precipitação, turbulência, erro na aquisição do sinal e até mesmo medições erradas. Para evitar que estes desvios não tragam interpretação equivocada da excitação turbulenta, os eventos espúrios foram segregados na análise dos dados.

Dentre os eventos que poderiam invalidar a medição, pode-se mencionar:

- danos na membrana superficial do transdutor;
- desprendimento do transdutor da janela falsa;
- desalinhamento entre transdutor e superfície;
- saturação do sinal medido.

Danos na membrana invalidam qualquer medição do transdutor em questão. Desprendimentos, por perturbar o fluxo no local de medição, tornam todo o ensaio inapropriado para análise. Felizmente estes eventos não foram identificados, os microfones resistiram perfeitamente a todo o carregamento do vôo.

Como descrito no CAPÍTULO 4, foram identificados, ainda que sem muita precisão, desalinhamentos entre o microfone e a janela metálica. Estes desalinhamentos podem ter causado algum desvio dos resultados. A presença de desalinhamentos sempre foi considerada, para qualquer que fosse a tolerância de montagem especificada, pois a garantia de um perfeito alinhamento é muito pouco provável. Assim sendo, é necessário avaliar com cuidado este item.

Por fim, saturações do sinal puderam ser facilmente identificadas e corrigidas durante o ensaio, não trazendo nenhuma preocupação para os passos futuros. Diante do exposto, assume-se que para toda e qualquer análise descrita a partir deste item, somente dados confiáveis farão parte da conclusão.

5.3.2 CORREÇÃO DO SINAL DEVIDO À DIMENSÃO DO MICROFONE

Mesmo na ausência dos eventos descritos na seção anterior, o sinal percebido pelo transdutor não representa fielmente o campo de pressão que sobre si incide. A dimensão finita da membrana do transdutor faz com que este apresente limitações para traduzir com precisão o campo de pressão. Esta deficiência espacial é refletida em uma aparente incapacidade de descrever o sinal no tempo.

Fisicamente, as estruturas turbulentas demonstram uma relação entre tamanho e frequência. As estruturas maiores propagam-se com menores frequências de oscilação, ao passo que as estruturas menores descrevem um padrão de turbulência com maior frequência. Com isto em mente, assume-se que, para baixas frequências, a dimensão do turbilhão é suficientemente grande para carregar toda a superfície de medição do transdutor. Por outro lado, na região de alta frequência, onde as escalas são da mesma ordem ou até mesmo menores que a área do microfone, o carregamento de pressão acontece somente em parte da membrana. Este fenômeno provoca uma distorção entre a medição e o fato real.

Corcos [33] abordou este problema e sugeriu expressões de correção que devem ser aplicadas sobre os sinais de densidade espectral de flutuação de pressão e correlação cruzada, particularizando seus resultados para microfones circulares e quadrados. Bhat [11] e Rizzi et al [36] aplicaram estas funções de correção em seus resultados. Rizzi et al [36] estudaram outras formas de correção do sinal, principalmente porque os transdutores utilizados por eles apresentaram uma geometria composta por pequenas membranas circulares distribuídas circunferencialmente. Afirmam também que, para geometria em forma de anel, é conveniente considerar o diâmetro efetivo do transdutor como o próprio diâmetro de um anel formado pelas pequenas membranas circulares. Além disso, expõe que para uma forma circular é conveniente considerar o raio efetivo como sendo o raio nominal dividido pela raiz de dois. Os autores [36] terminam afirmando que estas correções tornam o sinal de flutuação de pressão mais coerente com o padrão esperado.

A Figura 5.7 apresenta a correção de Corcos para um dos transdutores para FL 200 e Mach 0,43. Para o exemplo a seguir e todos os demais dados de flutuação de pressão o mesmo procedimento é aplicado. Em baixa frequência quase nenhuma correção pode ser percebida, mas, por outro lado, em alta frequência o sinal percebido pelo transdutor é sensivelmente menor que a flutuação de pressão medida por um transdutor ideal de dimensões infinitesimais. Foi considerado um diâmetro efetivo de $7,35 \text{ mm} (10,4/\sqrt{2})$.

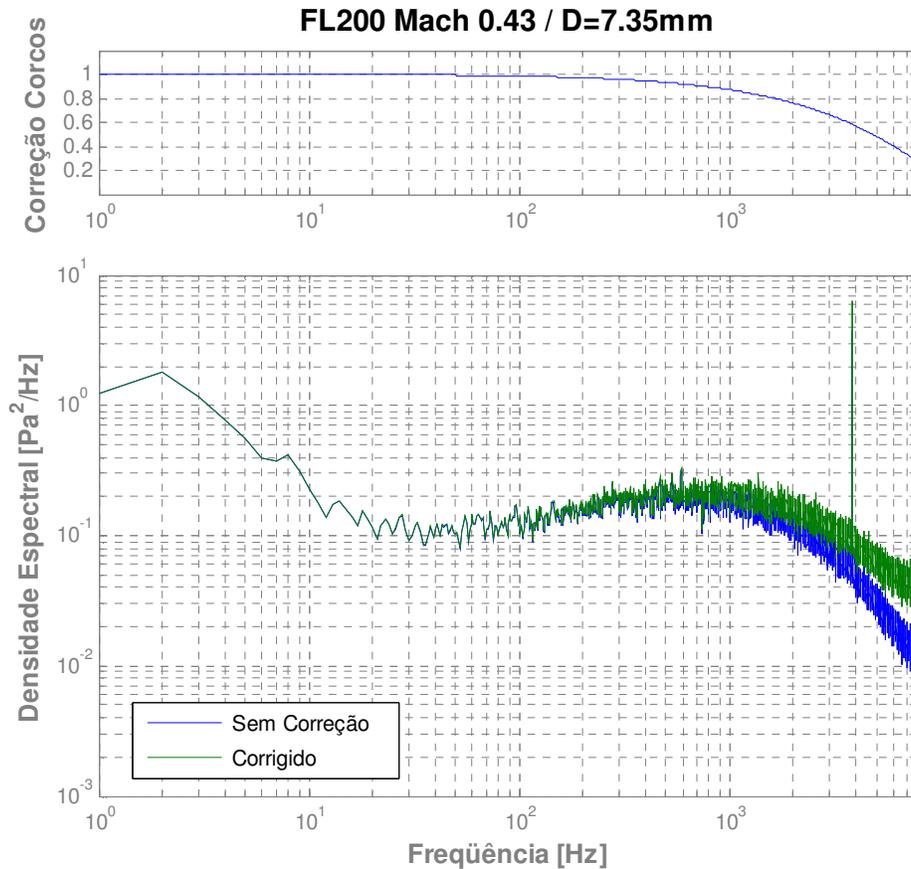


Figura 5.7 – Exemplo da aplicação da correção de Corcos na flutuação de pressão (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43).

Como se nota, estas correções são não-triviais, pois envolvem fenômenos físicos complexos e um equacionamento matemático complicado e, por conta disto, é então preferível o emprego de transdutores de dimensões reduzidas.

5.3.3 MÉDIAS NA FREQUÊNCIA

Na tentativa de tornar o resultado mais representativo com aquilo que é esperado em problemas que envolvem a excitação por fluxo, é sugerido um procedimento de remoção de informações incompatíveis com o fenômeno. Tons e efeitos tipo “serra” são exemplos. A extração de tons deve ser feita manualmente do sinal de flutuação de pressão. Regiões serrilhadas podem ser extraídas a partir de médias ou readequação de espectro de frequência em bandas. No trabalho de Bhat [11], foi identificado ruído devido ao jato do motor na região localizada atrás da asa. Na região dianteira, por sua vez, em situações de baixa velocidade, foram percebidos ruídos de *turbofan*, também irradiado pelo motor. Quando em velocidades maiores, alguns tons relativos à frequência de passagem de pá do *fan* foram notados. Bhat

apresentou seus resultados em bandas de 10 Hz até 500 Hz e, a partir desta frequência, em bandas de 1/24 de oitava.

Conforme a seção 4.4, os resultados foram obtidos a partir de 1 Hz até a frequência de 8 kHz, com intervalos de 1 Hz. Buscando facilitar a visualização do espectro de flutuação de pressão através da suavização do sinal, algumas médias nas bandas foram reconstruídas, seguindo os mesmos procedimentos adotados por Bhat [11]. A Figura 5.8 traz o mesmo espectro de flutuação de pressão, representado sob diferentes bandas de frequência.

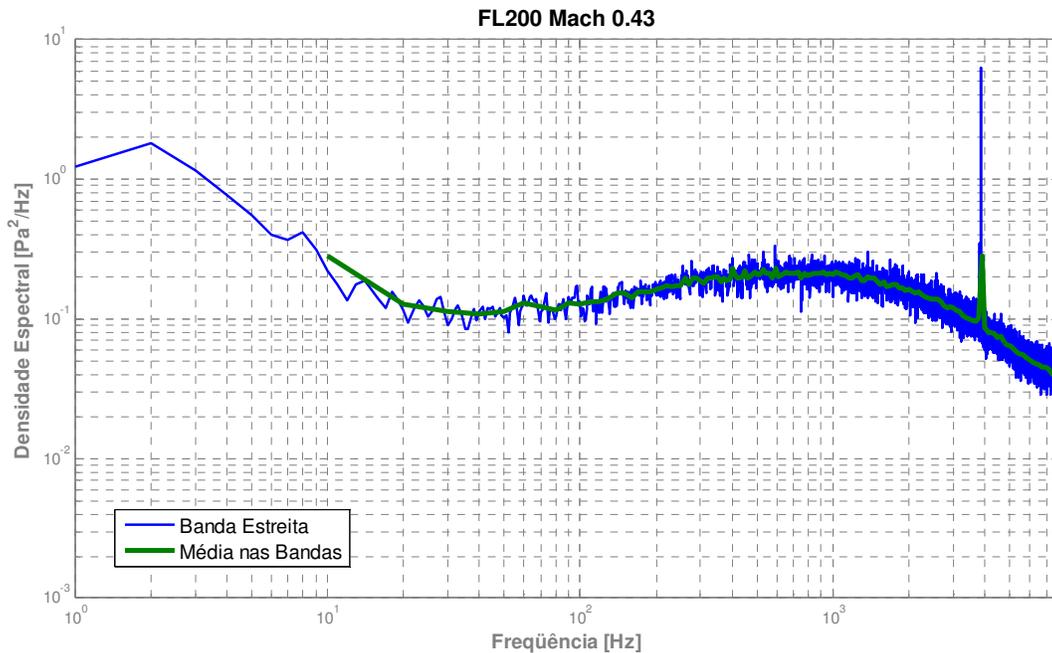


Figura 5.8 – Média da flutuação de pressão em função de diferentes bandas de frequência (Microfone 1, FL 200 Mach 0,43).

A partir da análise da Figura 5.8, é possível perceber que a nova banda de frequência permite que a energia seja associada em bandas maior largura e, desta forma, reduzam as variações entre frequências adjacentes. Este passo é fundamental para futuros processos de ajuste dos parâmetros dos modelos de flutuação de pressão.

Embora a etapa aqui descrita seja essencial para uma boa caracterização de modelos de TBL, esta ainda não é suficiente. Algumas informações contidas no espectro devem ser apropriadamente analisadas e, se necessário, retiradas das análises de flutuação de pressão. Um exemplo pode ser visto na própria Figura 5.8, onde o pico devido à frequência de passagem de pá (BPF) do *fan* é percebido tanto em banda estreita quanto em banda de 1/24 de oitava. Para os ajustes que serão apresentados posteriormente, a BPF e os demais tons que porventura apareçam serão eliminados do processo de otimização através de rotinas capazes de detectar o pico quando este for 2 dB maior que o valor médio da pressão nas cinco frequências laterais. Para minimizar o tempo de processamento, a identificação do pico foi feita nas curvas com as novas bandas de frequência.

5.3.4 ADIMENSIONALIZAÇÃO DO ESPECTRO DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

O comportamento de excitação causado pela camada limite turbulenta, na maior parte das vezes, não demonstra uma relação direta com o domínio de frequência em Hertz ou radianos por segundos. Como mostrado no CAPÍTULO 3, as flutuações de pressão são mais bem representadas por variáveis adimensionais. Esta afirmação aplica-se tanto para o domínio de frequência, onde se costuma substituir pelo número de Strouhal, quanto para o eixo de pressão propriamente dito.

Muitos autores sugeriram diferentes maneiras de adimensionalizar a flutuação de pressão na tentativa de identificar padrões de comportamento em relação à faixa de frequência. Farabee e Cassarela [43] sumarizaram diferentes parâmetros de escalonamento do espectro e, através destes, classificaram as faixas de excitação em três regiões distintas.

Uma vez que todas as variações de velocidade dentro da camada limite contribuem na flutuação de pressão junto à parede, não há um fator de escalonamento universal para a camada limite. Além disto, à medida que os vórtices dentro da camada se afastam da parede, eles são convectados com diferentes velocidades. Como as estruturas turbulentas são inevitavelmente complexas, não é inesperado que mais de um conjunto de fatores consigam colapsar os dados experimentais.

Para a região de baixa frequência, descritas por $\omega\delta/U_\tau \leq 5$, a energia é gerada pelas escalas externas da camada limite e os autores sugerem que as flutuações de pressão colapsem através da representação $\Phi_{pp}(\omega)U_\infty/q_\infty^2\delta^*$. Utilizar a tensão de cisalhamento (τ_w) na parede também é apropriado para este caso.

Para a região das médias frequências ($5 \leq \omega\delta/U_\tau \leq 100$), Keith et al [44] concluíram que as partes mais externas a camada limite são devidamente colapsadas quando escalonadas por δ^*/U_∞ e $U_\infty/q_\infty^2\delta^*$, respectivamente, no eixo de frequência e flutuação de pressão. Mas, também podem ser igualmente representados quando aplicados δ^*/U_∞ e $U_\infty/\tau_w^2\delta^*$, se não marginalmente melhores. Bull e Langeheineken in Bull [45] encontraram melhores resultados quando adotaram o escalonamento em função da espessura da camada limite, ou seja, apresentaram a flutuação de pressão na forma de $\Phi_{pp}(\omega)/\rho_w^2U_\tau^3\delta$ em função de $\omega\delta/U_\tau$. Farabee e Casarella também encontram bons resultados aplicando esta última representação e acreditaram ser esta a forma mais efetiva para a faixa das médias frequências. Os autores identificaram que os máximos de flutuação acontecem em frequências em torno de $\omega\delta/U_\tau \cong 50$, seguido de decaimento proporcional a ω^{-1} . Sugerem também que movimentos irrotacionais fora da camada limite influenciam fortemente na flutuação de pressão na faixa

entre $30 \leq \omega\delta/U_\tau \leq 70$, resultados estes confirmados nos estudos de Wilczynski e Casarella [79]. Além destes autores, Efimtsov também baseou seus estudos neste mesmo conjunto de escalonadores encontrando uma boa concordância nas suas análises.

Já para a região de freqüências mais altas $\omega v_w/U_\tau^2 \geq 0,3$, há um consenso entre a maioria dos autores [45] que a pressão pode ser efetivamente caracterizada por $\Phi_{pp}(\omega)U_\tau^2/\tau_w^2 v_w$. Percebe-se que para as freqüências em questão, as escalas viscosas mais internas da camada limite são responsáveis pela maior parte da excitação.

Ainda, Farabee e Casarella também mencionaram uma outra parte do espectro definida como região universal, ou ainda, região de *overlap* $100 \leq \omega\delta/U_\tau \leq 0,3\delta^+$ (onde $\delta^+ = \delta U_\tau/\nu$). A procedência do nome é em virtude de esta faixa apresentar características de flutuação contidas nas médias e altas freqüências.

Esquemáticamente, a Figura 5.9 mostra o comportamento descrito pelo espectro de excitação e destaca cada uma das faixas descritas com suas respectivas tendências de comportamento.

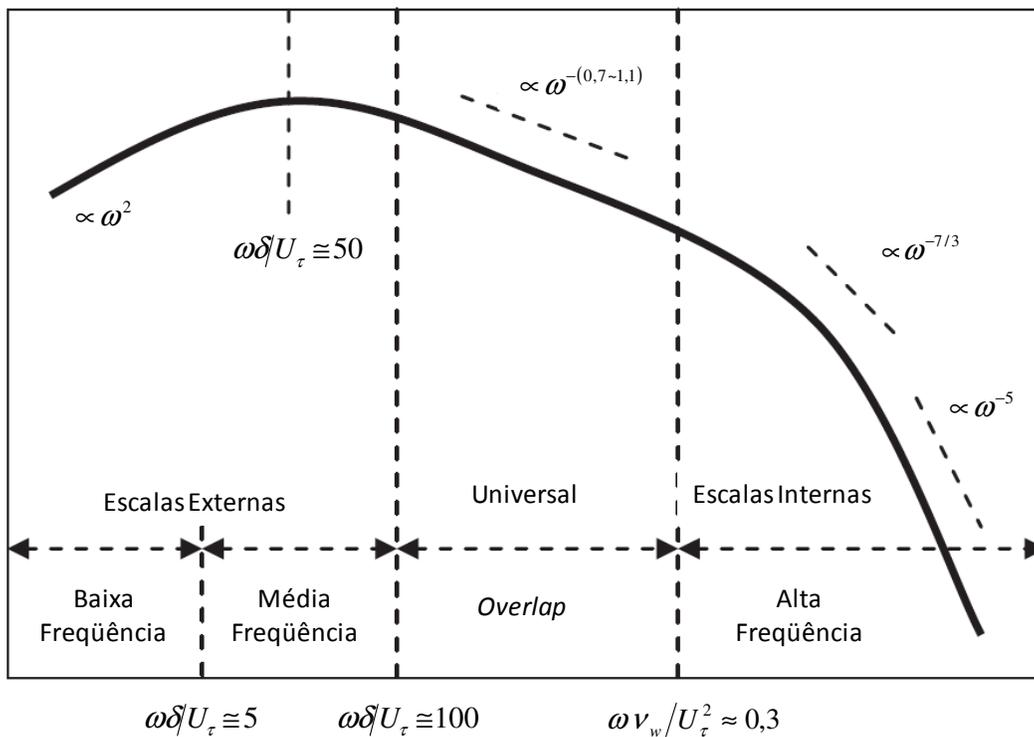


Figura 5.9 – Característica espectral da flutuação de pressão para diferentes regiões de freqüência.

Na Tabela 5.3 seguem algumas constantes de adimensionalização encontradas durante a revisão bibliográfica.

Tabela 5.3 – Variáveis adimensionais encontradas na revisão bibliográfica.

	Variável Primitiva	Adimen. #1	Adimen. #2	Adimen. #3	Adimen. #4
Frequência	ω [rad/s]	$\omega\delta/U_\tau$	$\omega\delta^*/U_\infty$	$\omega\delta/U_\infty$	$\omega v_w/U_\tau^2$
PSD	$\Phi_{PP}(\omega)$	$\frac{\Phi_{PP}(\omega)}{\rho_w^2 U_\tau^3 \delta}$	$\frac{\Phi_{PP}(\omega) U_\infty}{q_\infty^2 \delta^*}$	$\frac{\Phi_{PP}(\omega) U_\infty}{\tau_w^2 \delta^*}$	$\frac{\Phi_{PP}(\omega) U_\tau^2}{\tau_w^2 v_w}$
Pressão	[Pa ² /(rad/s)]				

A visualização do resultado sob esta nova perspectiva pode indicar a existência de algum comportamento comum para todas as condições de voo ensaiadas. Como exemplo, as correções de pico de banda larga aplicadas por Rackl & Weston [14] foram definidas para uma região constante de Strouhal.

A Figura 5.10 apresenta todas as medições válidas de flutuação de pressão para os microfones externos em todas as condições de voo da Tabela 4.2. Percebe-se que os espectros têm a mesma forma, todavia apresentam valores r.m.s. diferentes, cada qual de acordo com a sua respectiva condições de voo.

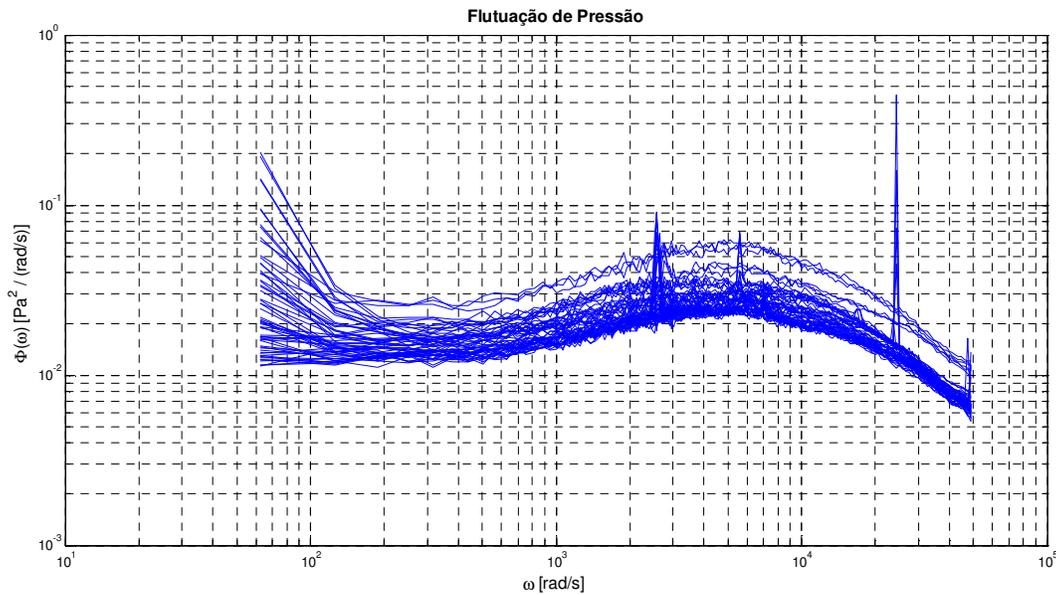


Figura 5.10 – Flutuação de pressão para todos os microfones e condições de voo.

A Figura 5.11, por sua vez, mostra o espectro de flutuação de pressão através das quatro adimensionalizações descritas na Tabela 5.3. Para as medições deste trabalho, observa-se que a representação da flutuação através de $\Phi_{PP}(\omega)/\rho_w^2 U_\tau^3 \delta$ em função de $\omega\delta/U_\tau$ é a que melhor colapsa os resultados. Por esta característica, este conjunto será adotado nas próximas análises a serem descritas neste documento. Além disso, a maior parte da energia encontra-se distribuída na região de médias frequências e, somente uma parte na região dita como universal, o que vem a corroborar a escolha deste conjunto de escalonadores.

Igualmente, estas mesmas constantes de adimensionalização podem ser aplicadas para a correlação espacial entre dois pontos.

Nota-se, também, que os conjuntos adimensionais #2, #3 e #4 apresentam algumas curvas que são discrepantes das demais. Estas curvas representam o conjunto de dados relativos a altitude de 30000 ft e Mach 0,63, sendo esta a condição de maior pressão dinâmica (q_∞) dentre todos os perfis voados, cerca de 26% acima da segunda maior pressão dinâmica. Também é a condição de menor espessura da camada limite, logo, qualquer pequeno desalinhamento entre os microfones pode acarretar em variações mais acentuadas da flutuação de pressão.

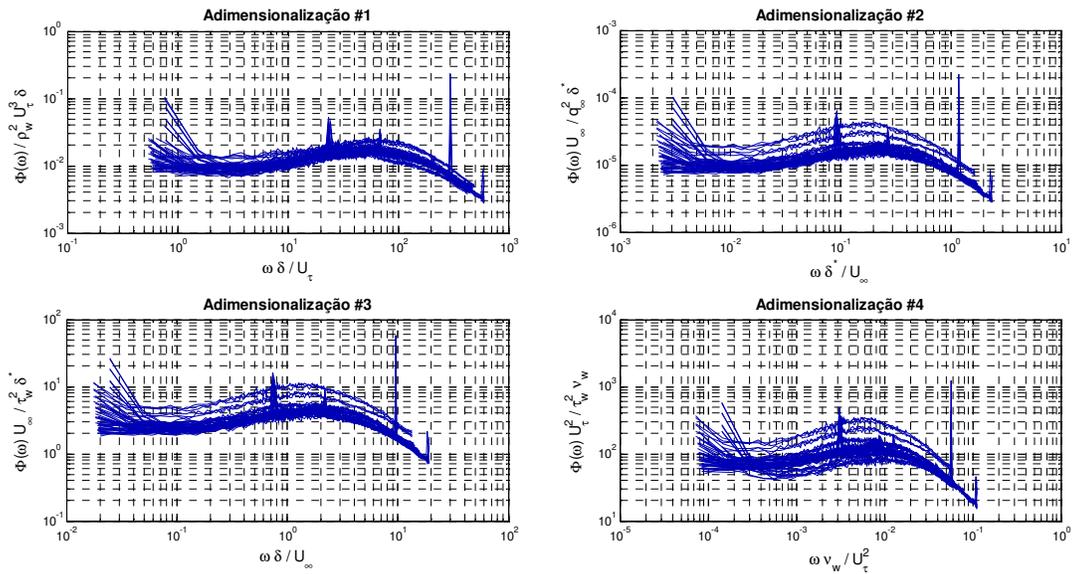


Figura 5.11 – Flutuação de pressão adimensional para todos os microfones e condições de voo.

Embora a representação em forma de variáveis adimensionais seja muito apropriada e conveniente, em nenhum momento deve-se descartar totalmente a avaliação dos resultados através da sua dependência primitiva. Por exemplo, Rackl & Weston [14] identificam uma correção para o decaimento da flutuação de pressão em altas frequências, propondo que esta aconteça a partir da frequência de 1 kHz, independente a condição de voo.

CAPÍTULO 6

MODELAGEM DA FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

Nas próximas seções, uma metodologia para caracterizar a camada limite turbulenta será detalhada, bem como sua validação através da comparação dos níveis de vibração simulados com os níveis obtidos em vôo. Para tanto, este capítulo tem quatro objetivos específicos, os quais são:

- apresentar e comparar resultados experimentais com resultados provenientes de simulações CFD;
- determinar através das medições externas as variáveis velocidade convectiva, decaimento espacial e flutuação de pressão;
- comparar e os valores de vibração medidos em vôo com aqueles calculados por modelos SEA e FEM a partir dos modelos de excitação turbulenta e, desta forma, permitir a validação da excitação;
- realizar comentários adicionais a respeito dos resultados.

6.1 SIMULAÇÃO DE CFD PARA EXTRAÇÃO DE PARÂMETROS DA TBL

Buscando minimizar a discrepância entre os modelos e o experimento, propõe-se extrair informações mais detalhadas da camada limite a partir de simulações estacionárias (*steady state*) do escoamento em torno da aeronave.

Nos últimos anos, o desenvolvimento das técnicas de simulação computacional tornou possível prever o comportamento do fluido através de solução numérica. Com o auxílio desta ferramenta é possível estimar parâmetros do escoamento com a inclusão de complexidades no problema, tais como geometrias e condições de contorno. Este benefício vem de encontro à necessidade de identificar corretamente a camada limite em situações onde a geometria de interesse afasta-se das aproximações feitas, como por exemplo, ao se adotar modelos analíticos para placas planas. É, então, sugerido estimar a camada limite a partir de análises numéricas via CFD.

6.1.1 O MODELO TURBULENTO

Uma categoria de modelos turbulentos conhecida como RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes) tem sido aplicada com relativo sucesso. Neste caso, a turbulência é tratada através de uma abordagem que efetua uma média temporal do tensor de Reynolds aplicada a um intervalo suficientemente longo. Diversos modelos turbulentos estão disponíveis para solução de problemas desta categoria. O modelo turbulento $k-\epsilon$ é um dos mais utilizados para representar estes fenômenos, principalmente devido a sua robustez, velocidade e razoável qualidade dos resultados para a maioria dos escoamentos. Todavia, este modelo apresenta pobre representação de fenômenos onde não há equilíbrio dentro da camada limite. Por apresentar esta deficiência, a solução pode indicar tardiamente efeitos de separação da camada limite e até mesmo subestimar a quantidade de pontos de separação. Esta característica pode levar a conclusões otimistas quanto ao desempenho de componentes.

Para solucionar esta limitação do modelo anterior, novos modelos têm sido desenvolvidos na tentativa de representar com mais fidelidade o comportamento dentro da camada limite.

Dentre os modelos RANS, aponta-se o modelo “*Shear Stress Transport*” (SST) como sendo um dos mais efetivos [46]. Este é caracterizado por resolver os fenômenos junto à parede através de modelos baseados nas escalas de energia cinética turbulenta e no domínio da frequência, ao passo que utiliza o modelo $k-\epsilon$ para as demais regiões do fluido. Para garantir uma transição suave entre a camada limite e restante do fluido, são aplicadas funções de transições entre as duas regiões. O desempenho do modelo SST tem sido estudado em um grande número de problemas. É citado como um dos mais precisos para aplicações aerodinâmicas [47]. As simulações foram feitas através do código comercial CFD++[®].

6.1.2 ANÁLISE DE CONVERGÊNCIA DE MALHA

Quando se está interessado na representação do escoamento dentro da camada limite, a qualidade da malha é fundamental para assegurar a precisão dos resultados. Para o caso em questão, devido à necessidade de representar fielmente os fenômenos dentro da camada limite, tais como a tensão cisalhante na parede e a transferência de calor, a malha gerada apresenta duas regiões distintas quanto ao tipo e refino.

Para garantir a representatividade dos resultados de CFD, foram utilizadas 3 malhas com diferentes ordem de refinamento, as quais continham aproximadamente $1,65 \times 10^6$, $2,65 \times 10^6$ e $4,38 \times 10^6$ elementos. A Figura 6.1, Figura 6.2 e Figura 6.3 indicam o grau de refinamento destas malhas. O campo de pressão estático na superfície foi o critério adotado para análise de convergência dos resultados. A escolha deste parâmetro se deve a sua associação com os níveis de flutuação de pressão r.m.s. que devem ser percebidos em situações reais. Assim sendo, a distribuição de pressão para cada uma dessas malhas está

representada na Figura 6.4. É importante notar a concordância entre os campos de pressões, tanto sobre a superfície da aeronave quanto no plano de simetria. Localmente, a pressão nos pontos 1, 2, 3 e 4, conforme esquematizado na Figura 4.1, foi utilizada como critério para analisar a convergência dos resultados. Nos resultados apresentados na Figura 6.5, nota-se que a pressão nestes quatro pontos descritos tem uma diferença de menos de 0,1% em quase todos os casos. Considerando os dados apresentados e o tempo e os recursos computacionais disponíveis durante o desenvolvimento de produto, optou-se pela malha de $2,65 \times 10^6$ de elementos para os cálculos apresentados nesse trabalho.

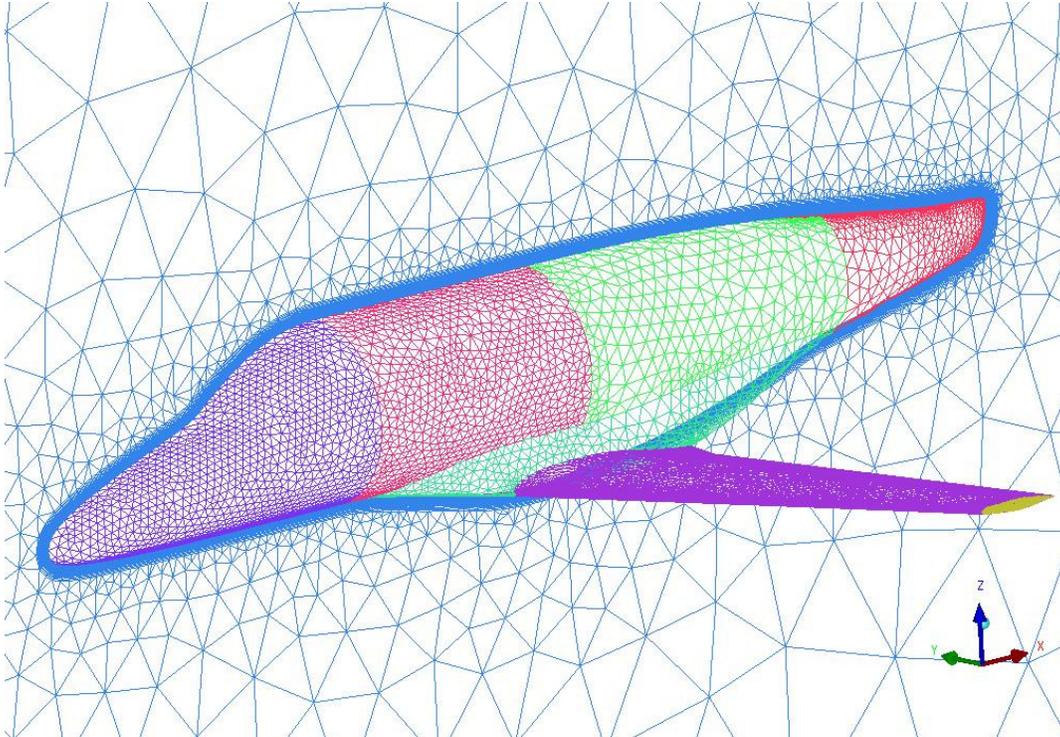


Figura 6.1 – Malha com refino menor.

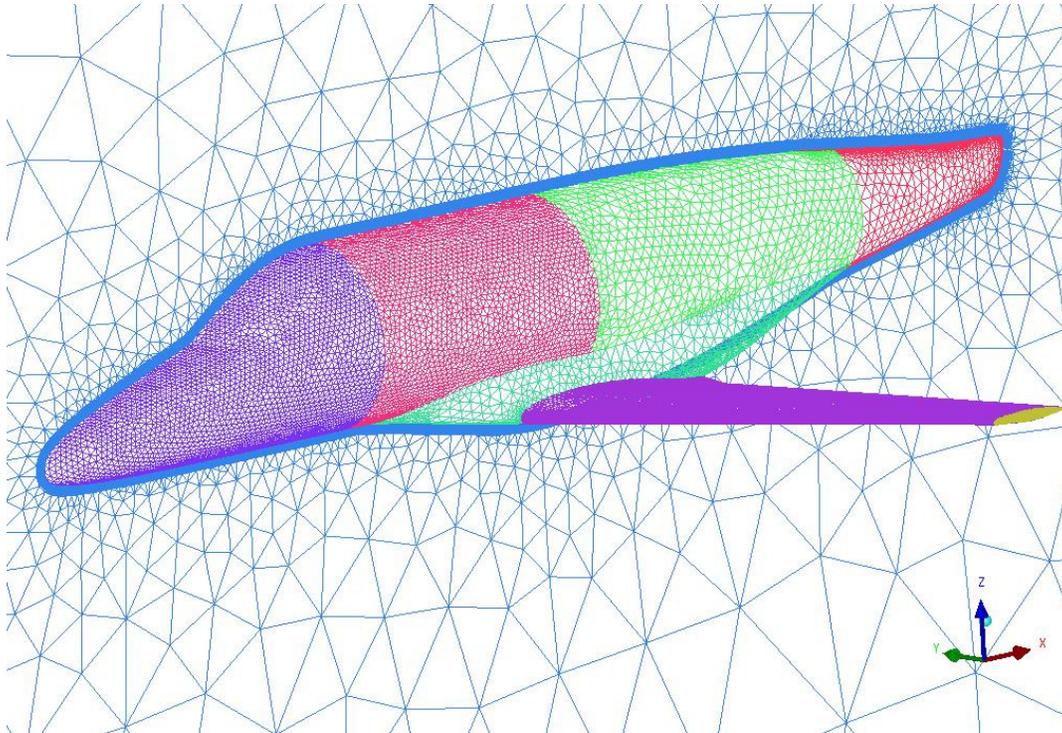


Figura 6.2 – Malha com refino intermediário.

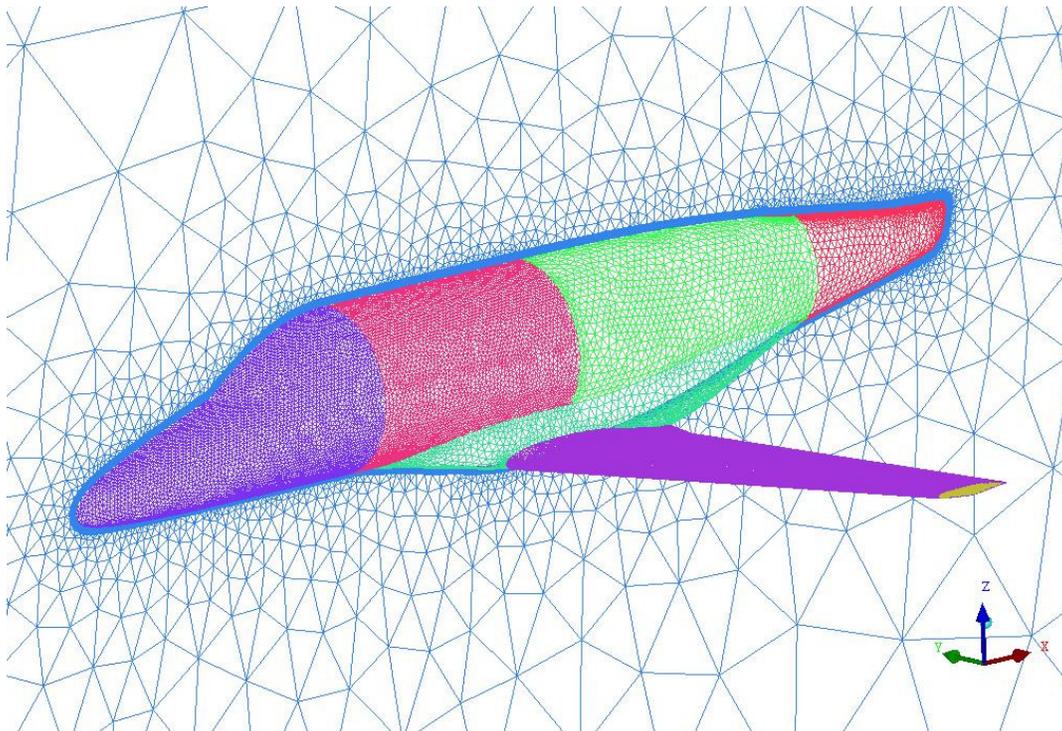


Figura 6.3 – Malha com refino maior.

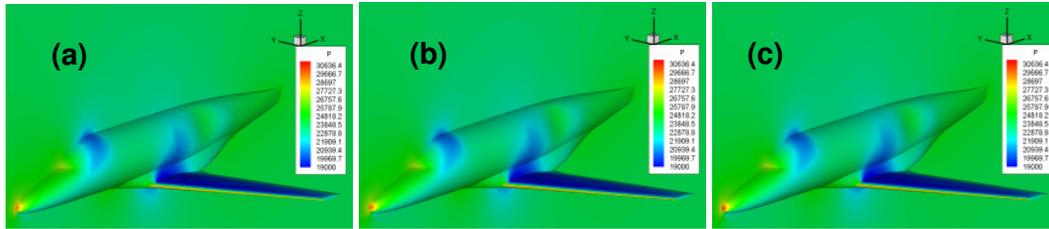


Figura 6.4 – Campo de pressão para as malhas testadas: (a) refino menor; (b) refino intermediário; (c) refino maior.

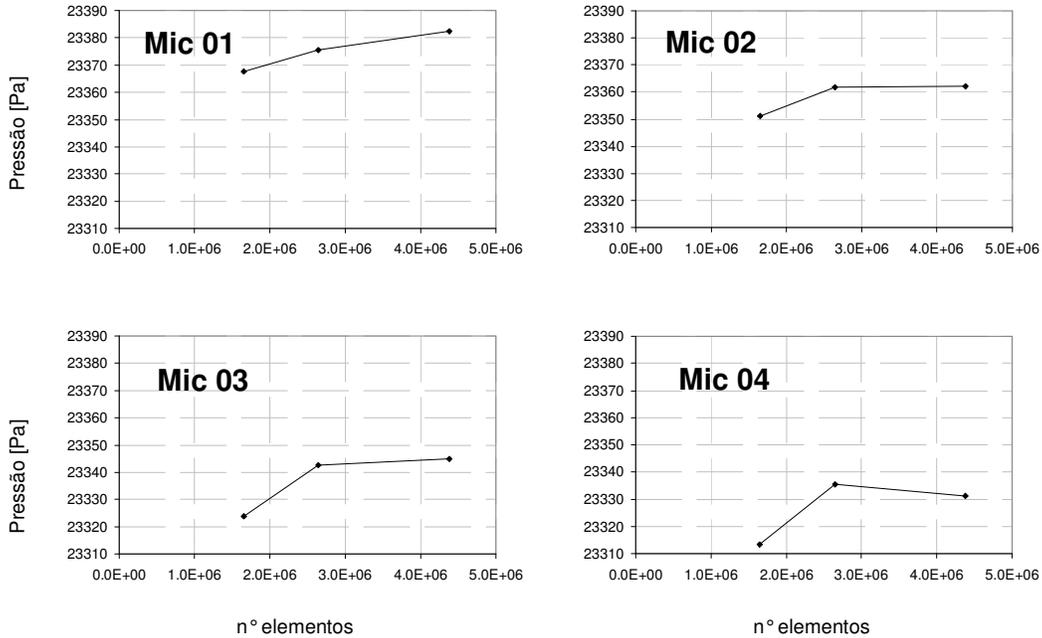


Figura 6.5 – Convergência de pressão para as malhas testadas.

Para a malha escolhida, na direção normal à superfície da aeronave foi gerada uma malha estruturada contendo aproximadamente dois milhões de elementos prismáticos, sendo que $y^+ = 50$ (este parâmetro indica o grau de refino próximo à parede). Finalmente, a representação do restante do domínio foi feita a partir de uma malha não-estruturada com quinhentos mil elementos. A Figura 6.6 mostra detalhes da malha.

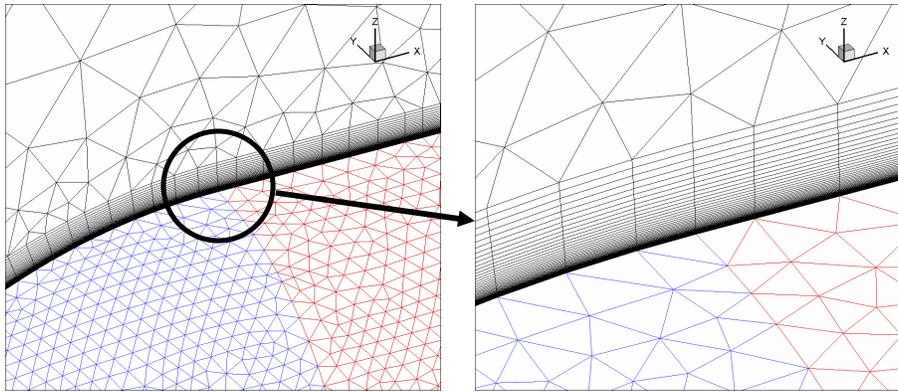


Figura 6.6 – Detalhes de malha de CFD utilizada nas simulações de camada limite.

6.1.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Na parede foi utilizada uma condição não porosa e sem escorregamento, resultado da suposição de escoamento viscoso. O valor de y^+ está dentro de limites adequados para o uso de condições de parede implementadas no software CFD++[®]. A lei de parede adotada, denominada “*advanced two-layer*” [48], é mais eficiente em descrever os fluxos de quantidade de movimento e energia em condições que se aproximem de uma placa plana e com gradientes de pressão sem grandes variações. A condição utilizada baseia-se em um escalonamento da velocidade proporcional a raiz quadrada da energia cinética turbulenta, diferente da tradicional velocidade de fricção, $u_\tau = \sqrt{(\tau/\rho)_w}$. Uma das vantagens dessa implementação é que a função de parede implementada nesse software comercial evita a ocorrência de um valor nulo de u_τ em regiões de separação ou recolamento, onde $\tau_w = 0$. Tanto para a equação de conservação de momentum quanto para a de conservação de energia, são adicionadas equações de fluxo para o balanço da propriedade do primeiro elemento em contato com a parede. O modelo é dito “*two-layer*”, ou “duas camadas”, pois equações de fluxo diferentes são utilizadas nos casos em que o primeiro elemento é posicionado com $y^* < 11.2$, em que $y^* = \frac{c_\mu^{1/4} \rho_w y \sqrt{k}}{\mu_w}$ e y é a distância do centróide do primeiro elemento até a parede.

Para o campo distante (*farfield*), foi utilizada a condição de contorno denominada “*Characteristics-based Inflow/Outflow*”. Essa condição é recomendável quando uma velocidade é esperada, situação que se confirma uma boa aproximação na medida em que se afasta, do corpo da aeronave, a condição de contorno do *farfield*. Esta condição, ao invés de usar valores especificados como acontece nas condições no contorno diretamente, resolve um problema de Riemann no contorno, usando os dados como um estado virtual fora do domínio [48]. Os valores resultantes dessa solução são, então, utilizados para o cômputo do fluxo na interface. Essa condição de contorno determina o número de Mach local e direção do fluxo, sendo aplicável tanto para escoamentos subsônicos e supersônicos.

6.1.4 RESULTADOS DE CFD

Definem-se os eixos da malha como sendo, x no sentido longitudinal da aeronave, y no sentido da envergadura da asa e, por fim, z é a direção vertical. A Figura 6.7, Figura 6.8 e Figura 6.9 apresentam comparações entre os modelos de espessura de camada limite e o resultado via CFD para a linha central no teto da aeronave, isto é, a linha superior definida pelo planos $y=0$. Define-se a espessura da camada limite como sendo a posição onde o perfil de velocidade atinge 99% da velocidade de fluxo livre.

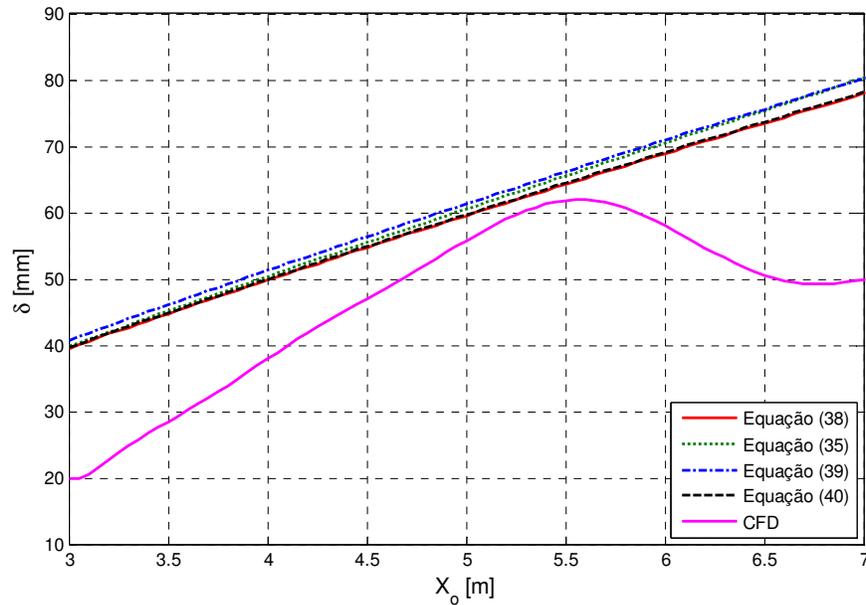


Figura 6.7 – Espessura da camada limite, 20000 ft / Mach 0,43.

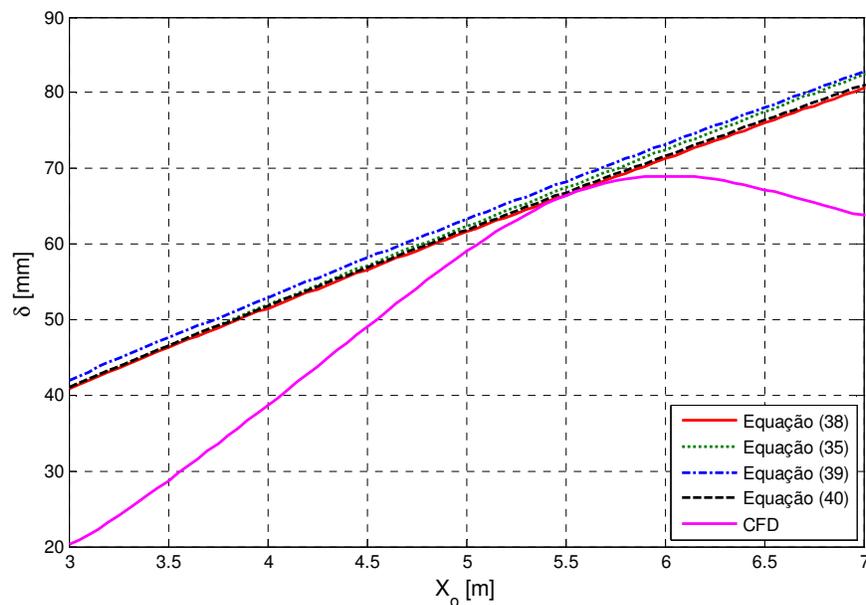


Figura 6.8 – Espessura da camada limite, 35000 ft / Mach 0,60.

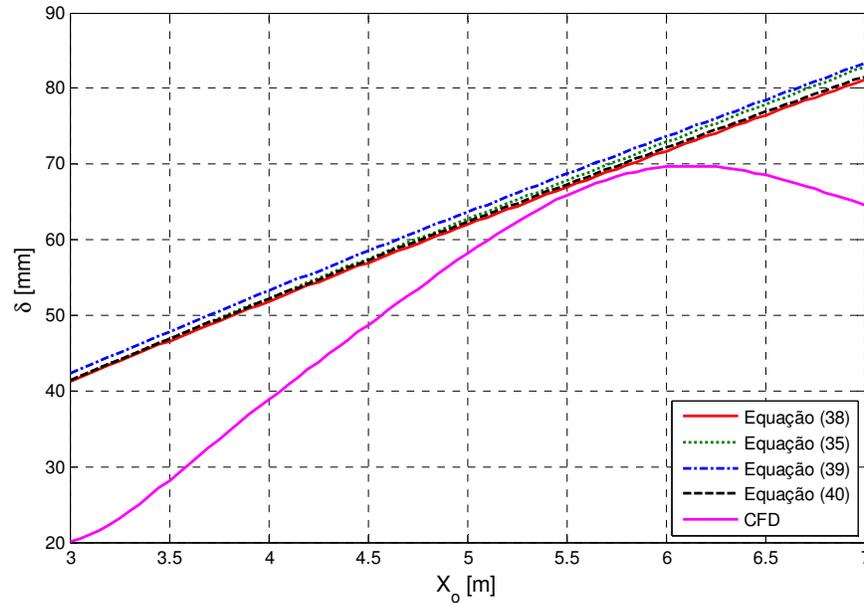


Figura 6.9 – Espessura da camada limite, 37000 ft / Mach 0,63.

Os gráficos demonstram um comportamento particular para a camada limite que não é naturalmente representado pelos modelos semi-empíricos. Nota-se que, em geral, na região onde $X_o \cong 5,5\text{m}$ os resultados numéricos tendem a tornarem-se mais próximos àqueles estabelecidos pelos modelos. Resumidamente, os efeitos de aceleração que ocorrem na região próxima ao teto do *cockpit* ($X_o < 3,0\text{m}$) produzem um achatamento da camada limite que, no percurso da partícula, volta a recuperar sua espessura como se estivesse escoando sobre uma placa perfeitamente plana. Já para regiões posteriores a $X_o \cong 5,5\text{m}$, efeitos de “*down wash*” (deslocamento das linhas de corrente devido à aceleração do fluido na raiz da asa) associados a geometria da fuselagem produzem uma redução da camada limite no extradorso da aeronave. Para regiões fora da linha superior central da fuselagem, espera-se que a espessura da camada limite afaste-se mais ainda das previsões via modelos semi-empíricos. O comportamento das linhas de corrente, representado na Figura 6.10, exemplifica este fenômeno de retração da camada limite. Na mesma figura também é possível avaliar mapas a respeito do coeficiente de fricção na parede, outra propriedade que pode ser extraída destas simulações.

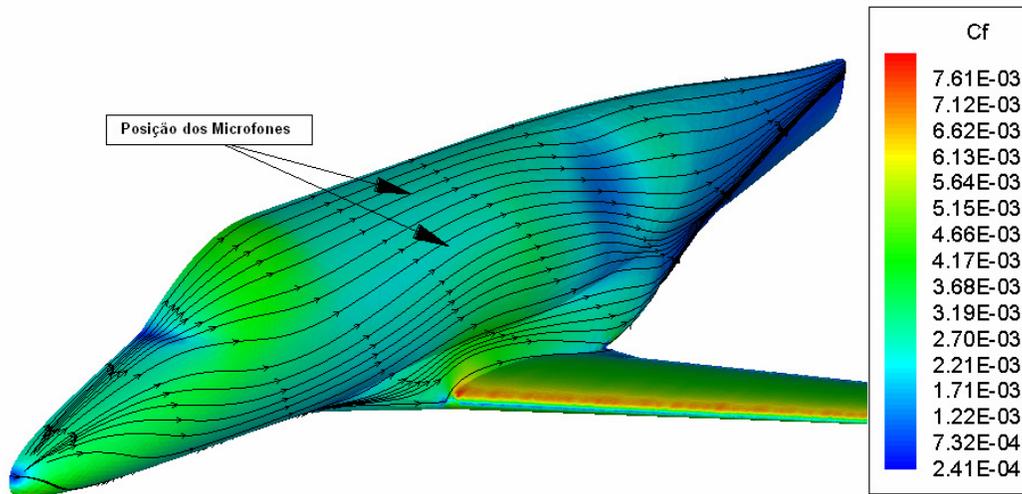
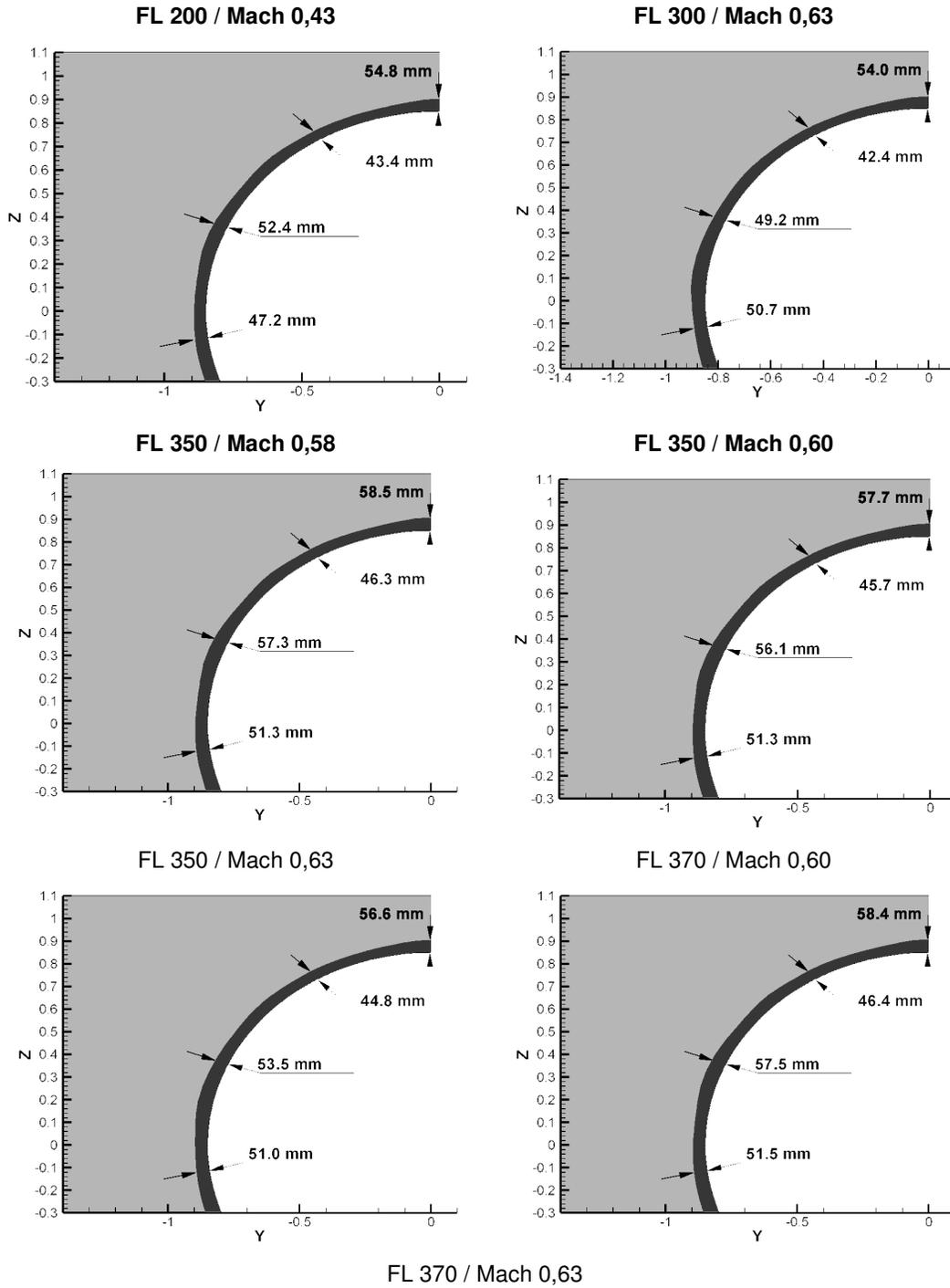


Figura 6.10 – Linhas de cisalhamento e coeficiente de fricção, FL 200 / Mach 0,43.

A espessura da camada também sofre variações ao longo da circunferência. Este tipo de comportamento não é previsto através de modelos semi-empíricos, podendo ser avaliados somente através de simulação numérica. A Figura 6.11 mostra detalhes da camada limite em uma seção onde $X_o = 4.95\text{m}$. Nota-se que as espessuras modificam-se ao longo da circunferência, muito provavelmente devido aos efeitos de aceleração que são diferentes de acordo com a posição. Exemplificando, na parte inferior da seção transversal (Figura 6.11) a camada limite sofre um aumento de espessura devido à desaceleração do escoamento na direção longitudinal.



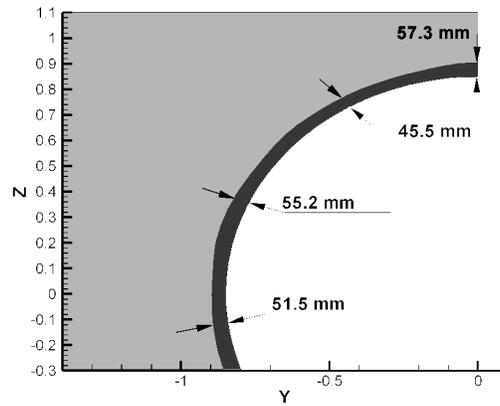


Figura 6.11 – Variação circunferencial da espessura da camada limite.

Além de espessura de camada limite, resultados próximos a parede podem ser extraídos, tais como, tensão de cisalhamento, temperatura, coeficiente de pressão – definido por $C_p = (p - p_\infty) / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2$, coeficiente de fricção, entre outros. A Figura 6.12 mostra a comparação entre alguns resultados de coeficiente de fricção simulados com dados de formulações semi-empíricas. Na região onde a fuselagem tem diâmetro constante, os modelos semi-empíricos para coeficiente de fricção mostraram-se relativamente confiáveis.

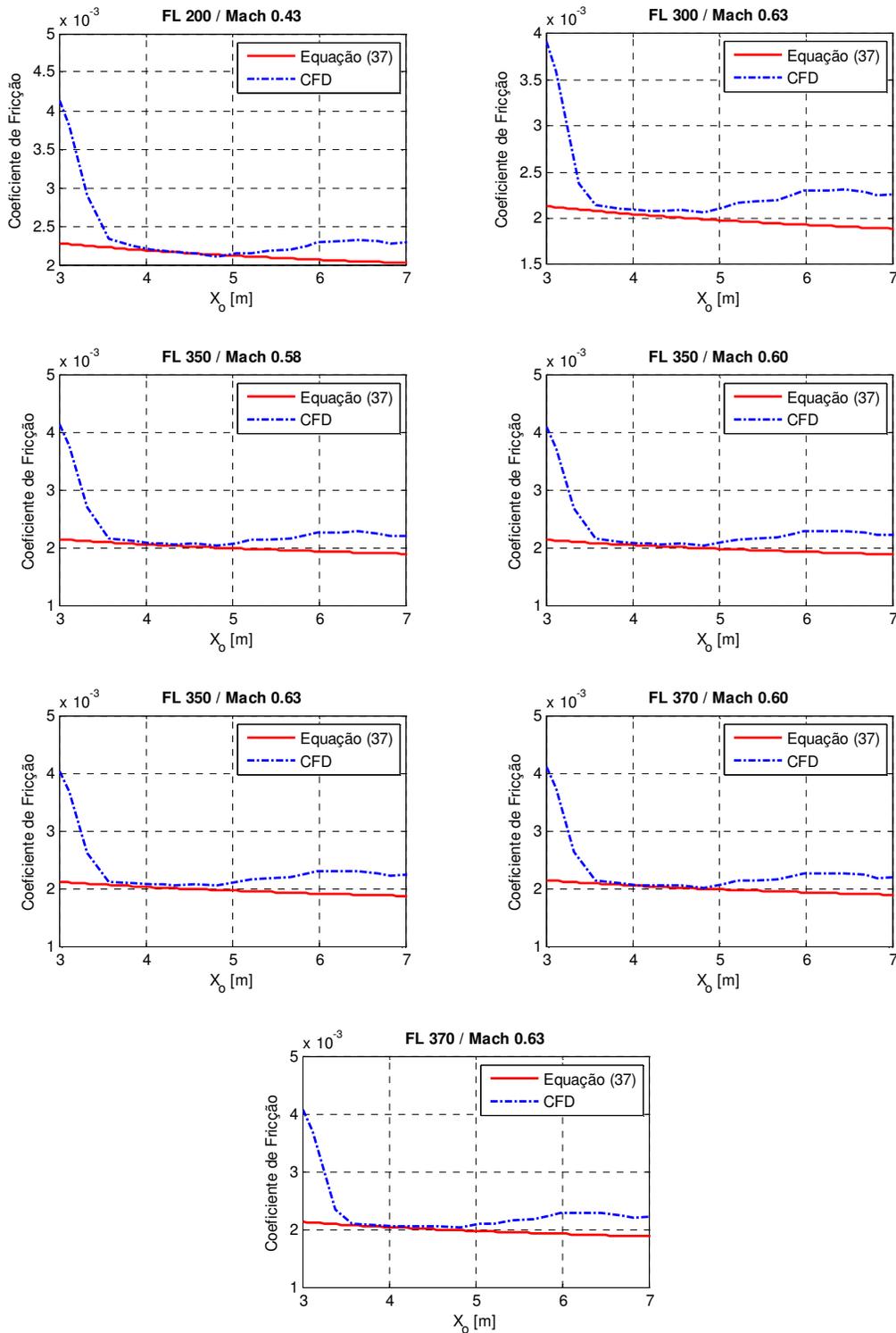


Figura 6.12 – Coeficientes de fricção na parede extraídos no extradorso da aeronave.

Estas análises demonstram a importância do uso de simulações CFD em situações deste tipo justificando assim a utilização desta ferramenta para a reconstrução dos modelos de flutuação de pressão. A Tabela 6.1 compara, para todas as condições de voo, os parâmetros

da camada limite turbulenta obtidos através das relações empíricas com aqueles obtidos a partir das simulações de CFD. O comparativo é feito tomando como referência a posição do microfone central do *array* mostrado pela Figura 4.1.

Tabela 6.1 – Parâmetros da camada limite turbulenta.

#	Altitude	Mach	δ [mm]		$C_f \times 10^3$		τ_w [N/m ²]		T_f [K]	
			MSE	CFD	MSE	CFD	MSE	CFD	MSE	CFD
1	20 kft	0,43	59,5	52,3	2,202	2,352	13,27	14,03	238	256,2
2	20 kft	0,43	Assumir valores do caso #1							
3	30 kft	0,63	58,9	49,1	2,012	2,335	16,82	19,32	238	245,0
4	35 kft	0,58	61,5	57,3	1,989	2,371	11,16	13,11	238	232,5
5	35 kft	0,60	61,1	55,9	1,979	2,348	11,88	13,91	238	233,4
6	35 kft	0,63	60,5	53,4	1,965	2,338	13,00	15,29	238	234,7
7	35 kft	0,60	Assumir valores do caso #5							
8	35 kft	0,63	Assumir valores do caso #6							
9	37 kft	0,60	62,6	57,4	1,995	2,356	10,89	12,68	238	231,2
10	37 kft	0,63	62,0	55,0	1,981	2,329	11,92	13,82	238	232,5

*MSE – Modelo Semi-Empírico

De forma a ilustrar as diferenças ocasionadas pela utilização dos parâmetros em CFD, a Figura 6.13 apresenta para a condição FL 300 e Mach 0,63 os resultados de flutuação de pressão. Nota-se, que para a flutuação de pressão de Rackl & Weston tem seu forma bastante alterada, principalmente no deslocamento do pico de máxima amplitude, pois este é dependente da espessura da camada limite. Também, percebe-se um leve aumento da amplitude que é causado pela elevação da tensão de cisalhamento junto à parede.

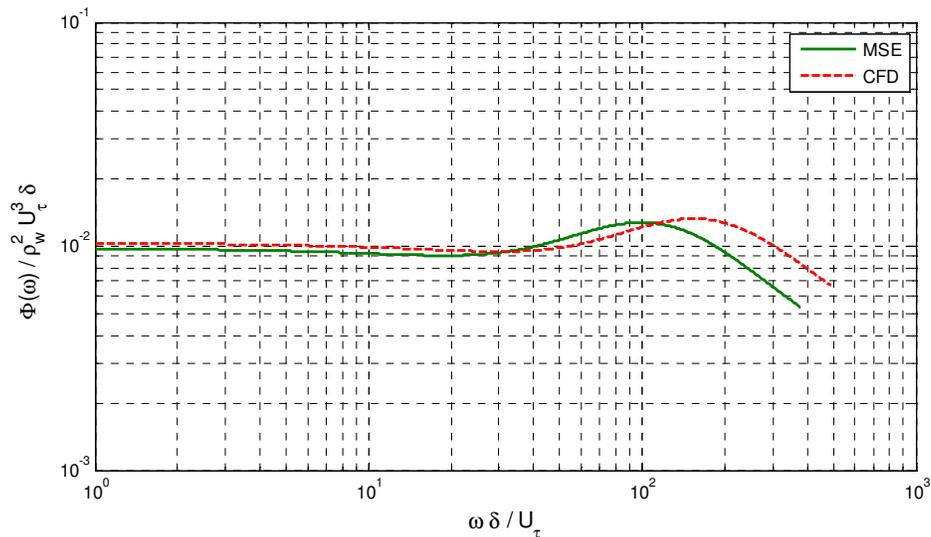


Figura 6.13 – Comparação dos espectros de flutuação de pressão calculados a partir de equações semi-empíricas e parâmetros de CFD.

Os coeficientes de decaimento espacial também sofrem modificações com a adoção dos valores de CFD, conforme pode ser visto na Figura 6.14 e Figura 6.15. O aumento da amplitude da curva de decaimento deve-se à redução da espessura da camada limite.

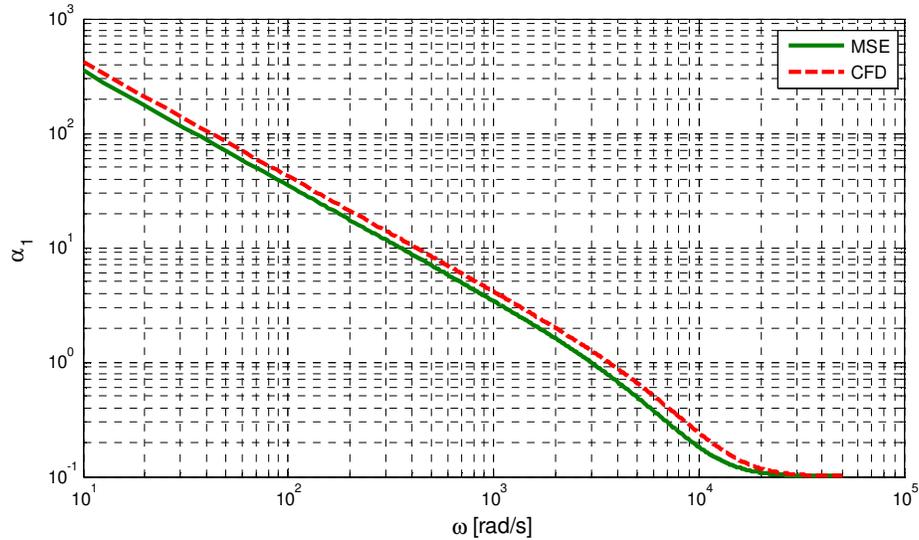


Figura 6.14 – Comparação dos decaimentos espaciais longitudinais calculados a partir de equações semi-empíricas e parâmetros de CFD.

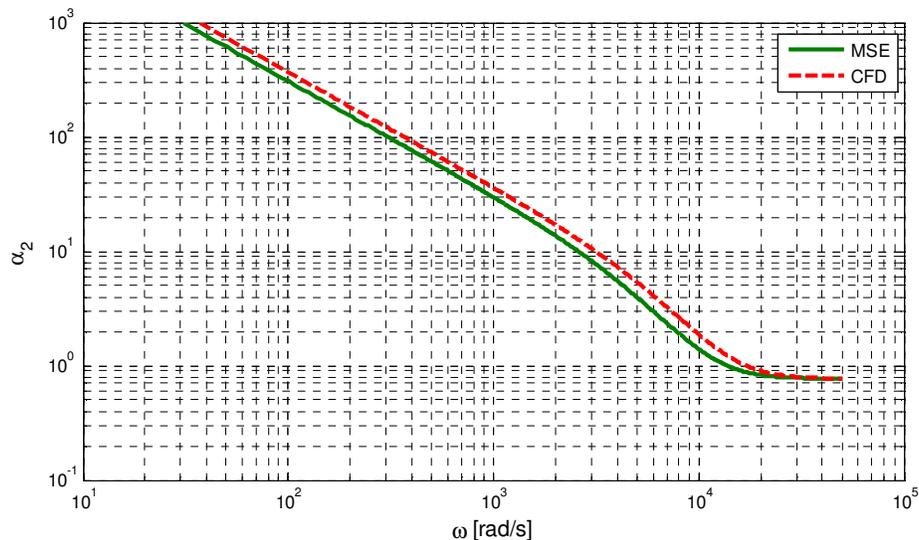


Figura 6.15 – Comparação dos decaimentos espaciais laterais calculados a partir de equações semi-empíricas e parâmetros de CFD.

6.2 DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DE CONVECÇÃO

As estruturas turbulentas que compõe o campo de pressão viajam dentro da camada limite a uma velocidade menor que o fluxo livre. A velocidade de convecção (U_c), ou

velocidade convectiva, descreve a taxa que um turbilhão se move e é responsável por determinar o acoplamento de forma entre o campo de pressão e o deslocamento de flexão em corpos flexíveis. Nas frequências em que a velocidade convectiva é igual à velocidade de flexão acontecem as maiores trocas de energia entre escoamento e estrutura.

Do ponto de vista experimental, a determinação da velocidade convectiva pode ser feita através de dois métodos que serão agora descritos.

6.2.1 VELOCIDADE DE CONVECÇÃO A PARTIR DA CORRELAÇÃO TEMPORAL

A correlação temporal normalizada é matematicamente definida como:

$$R(\bar{x}, \bar{\xi}, \tau) = \frac{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T p(\bar{x}, t) p(\bar{x} + \bar{\xi}, t + \tau) dt}{[p(\bar{x})]_{rms} [p(\bar{x} + \bar{\xi})]_{rms}} \quad (6.1)$$

onde $p(\bar{x})$ é a flutuação de pressão na superfície na posição \bar{x} , $\bar{\xi} = (\xi_1, \xi_2)$ é o vetor de separação espacial entre dois pontos, t é o tempo e τ é o tempo de atraso entre os sinais.

Para os casos analisados, todas as funções de correlação temporal exibiram um comportamento esperado para o fenômeno de excitação convectiva:

- para separações longitudinais o pico da correlação ocorre com tempo de atraso correspondente a velocidade de convecção e a magnitude do pico decresce com o aumento da separação entre os microfones. A velocidade convectiva pode ser calculada fazendo a divisão do espaçamento pelo respectivo atraso do pico de correlação. Nas medições não foram investigadas grandes distâncias de separação, somente nos microfones da mesma janela;
- para separações laterais o pico ocorre com tempo de atraso próximo de zero e apresenta valores muito baixos, visto que a correlação é extremamente baixa.;
- para mesma distância de separação, a magnitude na direção longitudinal é muito maior que na direção lateral.

A Figura 6.16 apresenta os resultados de correlação temporal para os microfones alinhados na direção longitudinal para todas as condições de voo. Na Figura 6.17 é possível avaliar a mesma função para microfones lateralmente separados. Vale ressaltar que três medições foram realizadas para cada condição de voo e estão apresentadas nas figuras que seguem. Praticamente é possível identificar o pico de atraso para quase todas as condições de voo, exceto para a altitude de 20000 ft e velocidade Mach 0,43. Nesta condição, algumas

amostras, representadas através de linhas tracejadas, apresentaram discrepâncias em relação às demais e, por conta disto, será excluída das próximas análises.

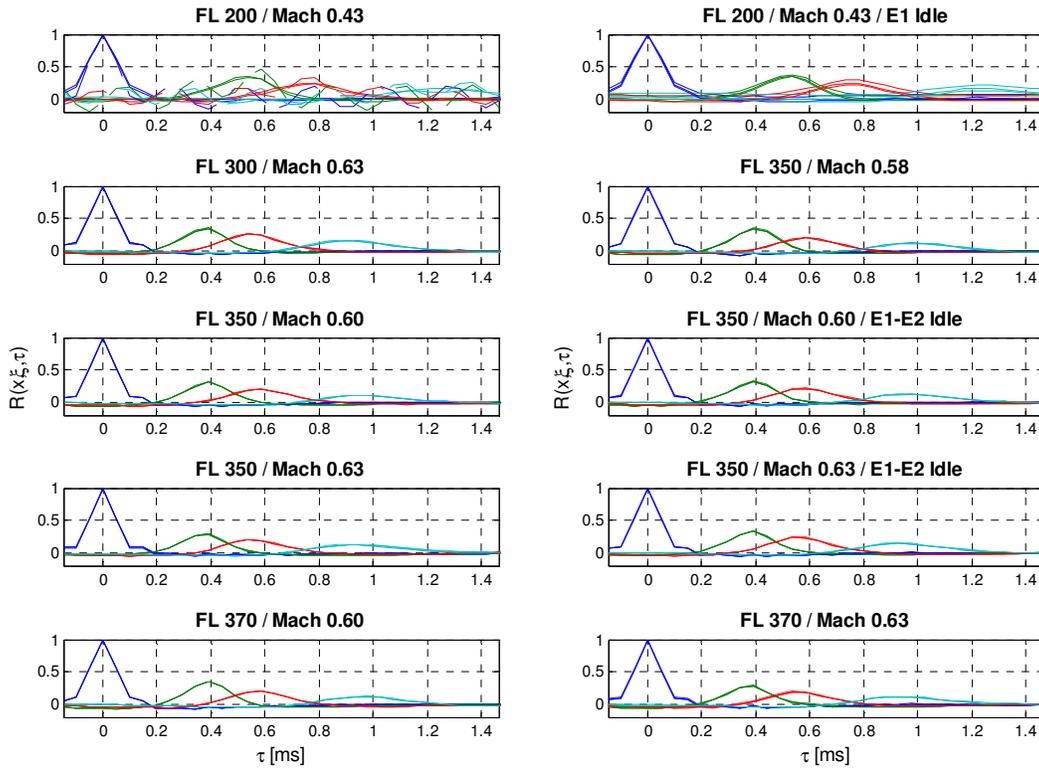


Figura 6.16 – Correlação temporal, direção longitudinal
 (— 0 mm; — 60 mm; — 90 mm; — 150 mm).

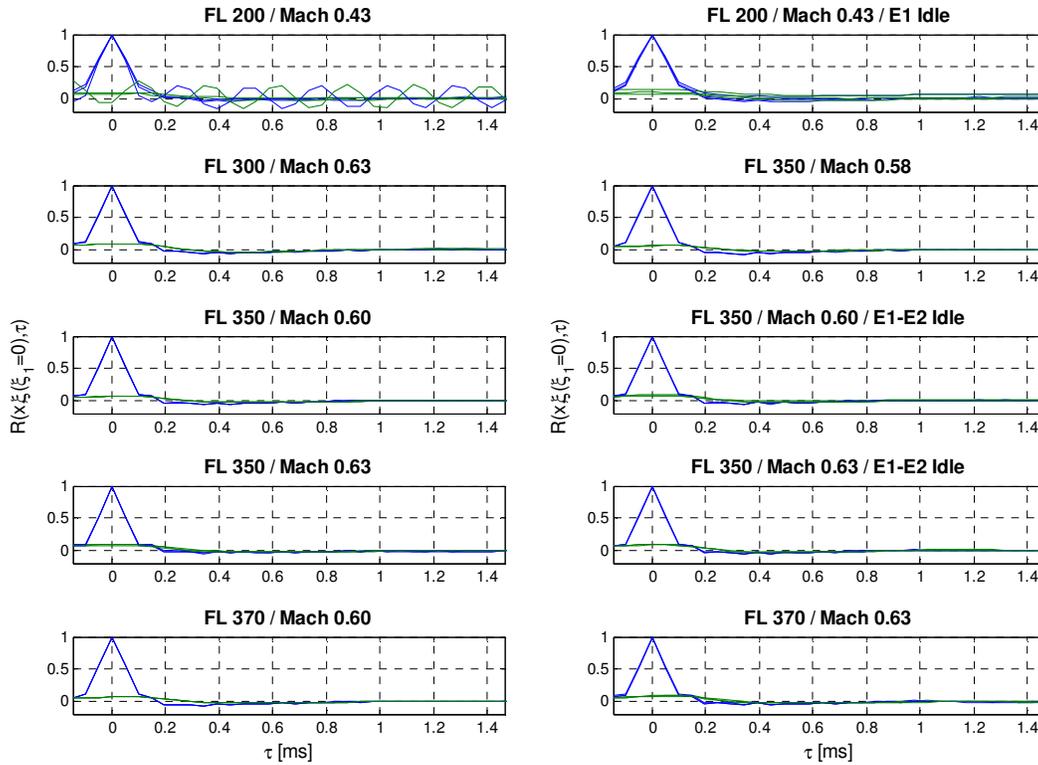


Figura 6.17 – Correlação temporal, direção lateral (— 0 mm; — 60 m).

Uma vez que o ângulo real das linhas de cisalhamento não é conhecido, nenhuma correção pode ser aplicada devido ao desalinhamento do fluxo com o vetor formado pelos transdutores. Para a separação lateral, o pico é extremamente sutil e acontece ligeiramente próximo ao tempo zero de atraso, o qual pode ser explicado devido à baixa correlação entre os transdutores 2 e 4 e ao pequeno desalinhamento entre os mesmos (vide Figura 4.1).

Fazendo a razão entre as separações longitudinais e os tempos de atraso, chega-se aos seguintes valores de velocidade convectiva (vide Tabela 6.2). As células sombreadas indicam as medições que foram descartadas.

Tabela 6.2 – Velocidade de convecção no interior da camada limite.

U _c [m/s]			Separação: 60 mm			Separação: 90 mm			Separação: 150 mm		
FL	Mach	Idle	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
200	0,43	–	111,7	111,7	102,4	115,2	115,2	115,2	109,7	118,2	109,7
200	0,43	E1	111,7	111,7	111,7	115,2	122,9	122,9	118,2	122,9	118,2
300	0,63	–	153,6	153,6	153,6	167,6	167,6	167,6	161,7	170,7	170,7
350	0,58	–	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6
350	0,60	–	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6
350	0,60	E1/E2	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6
350	0,63	–	153,6	153,6	153,6	167,6	167,6	167,6	161,7	161,7	161,7
350	0,63	E1/E2	153,6	153,6	153,6	167,6	167,6	167,6	161,7	161,7	161,7
370	0,60	–	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6	153,6
370	0,63	–	153,6	153,6	153,6	167,6	167,6	167,6	161,7	161,7	153,6

A razão entre a velocidade convectiva e a velocidade de fluxo livre determina o coeficiente de velocidade convectiva que, de acordo com os trabalhos já publicados, variam entre 0,60 e 0,85. A Tabela 6.3 mostra os resultados encontrados no experimento realizado e, como se pode perceber, existe uma tendência de os valores se situarem no limite superior do esperado, sendo que, em alguns casos, notam-se valores ainda maiores. Atribui-se este comportamento aos efeitos de aceleração do fluido na região de medição, visto que a janela se encontra logo a frente do bordo de ataque da asa onde efeitos de “*down wash*” (deslocamento das linhas de corrente devido à perturbação ocasionada pela asa) são pronunciados.

Tabela 6.3 – Coeficiente de convecção no interior da camada limite.

Coef. Convecção			Separação: 60 mm			Separação: 90 mm			Separação: 150 mm		
FL	Mach	Idle	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
200	0,43	–	0,81	0,81	0,74	0,83	0,83	0,83	0,79	0,86	0,79
200	0,43	E1	0,80	0,80	0,80	0,83	0,89	0,89	0,85	0,89	0,85
300	0,63	–	0,79	0,79	0,79	0,86	0,86	0,86	0,84	0,88	0,88
350	0,58	–	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88
350	0,60	–	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85
350	0,60	E1/E2	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85
350	0,63	–	0,81	0,81	0,81	0,88	0,88	0,88	0,85	0,85	0,85
350	0,63	E1/E2	0,81	0,81	0,81	0,88	0,88	0,88	0,86	0,86	0,86
370	0,60	–	0,86	0,86	0,86	0,86	0,86	0,86	0,86	0,86	0,86
370	0,63	–	0,82	0,82	0,82	0,89	0,89	0,89	0,86	0,86	0,86

Finalmente, Tabela 6.4 traz resumidamente os valores do coeficiente de convecção que serão utilizados no decorrer deste trabalho para cada uma das condições de vôo ensaiadas.

Tabela 6.4 – Coeficiente de convecção médio.

FL	Mach	Idle	Coef. Convecção
200	0,43	—	0,828
200	0,43	E1	0,844
300	0,63	—	0,839
350	0,58	—	0,880
350	0,60	—	0,850
350	0,60	E1/E2	0,850
350	0,63	—	0,847
350	0,63	E1/E2	0,850
370	0,60	—	0,860
370	0,63	—	0,857

6.2.2 VELOCIDADE DE CONVECÇÃO A PARTIR DA CORRELAÇÃO CRUZADA

A densidade espectral cruzada é definida como a Transformada de Fourier da correlação temporal cruzada entre dois pontos separados por uma distância $\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2)$. No item anterior (6.2.1) a correlação temporal é apresentada de maneira normalizada, todavia, para a correlação cruzada nenhuma normalização será adotada. Assim sendo, a definição da correlação cruzada é:

$$S_{pp}(\bar{x}, \vec{\xi}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T p(\bar{x}, t) p(\bar{x} + \vec{\xi}, t + \tau) dt \right] e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (6.2)$$

A expressão (6.2) retorna uma função complexa, sendo mais comum representá-la através de sua magnitude e fase. Através da fase, é possível identificar o número de comprimentos de onda que se formam entre os microfones e, a partir daí, calcular a velocidade de convecção, agora em função da frequência. Utiliza-se a equação (2.16) neste procedimento.

A Figura 6.18, Figura 6.19 e Figura 6.20 apresentam as curvas de correlação espectral cruzada para a condição FL 200 Mach 0,43. Na parte superior delas, a fase é apresentada, enquanto o segundo e terceiro gráfico trazem a parte real e imaginária, respectivamente. Em azul pode-se visualizar o resultado experimentado pelos transdutores. Nota-se que a fase é bastante sensível às flutuações de pressão em torno do valor “médio” entre frequências adjacentes. Para facilitar os cálculos da velocidade convectiva, optou-se por descrever a parte real e imaginária da correlação cruzada através de polinômios de vigésima ordem que foram ajustados entre a faixa de 100 e 3500 Hz (curvas em vermelho). Nesta região de frequência pode-se garantir a confiabilidade da fase para a maioria das medições, exceto para grandes espaçamentos dos microfones (vide Figura 6.20). Extrapolações fora da faixa de frequência podem levar a resultados fisicamente incoerentes. Mais adiante, quando as funções coerências forem apresentadas, poder-se-á comprovar que para os maiores espaçamentos a

coerência entre os transdutores cai consideravelmente e, por conta disto, observa-se também na fase.

Finalmente, a Figura 6.21, Figura 6.22 e Figura 6.23 mostram os coeficientes de convecção para três condições de vôo ensaiadas e, em cada um dos gráficos, os coeficientes obtidos através da correlação temporal são também mostrados através de linhas tracejadas. Nota-se uma boa concordância entre os coeficientes constantes e aqueles em função da frequência, principalmente nas altas frequências. Adicionalmente, a expressão (2.13) proposta por Efimtsov também é mostrada e, da mesma forma, tem seus resultados muito próximos ao experimento nas altas frequências.

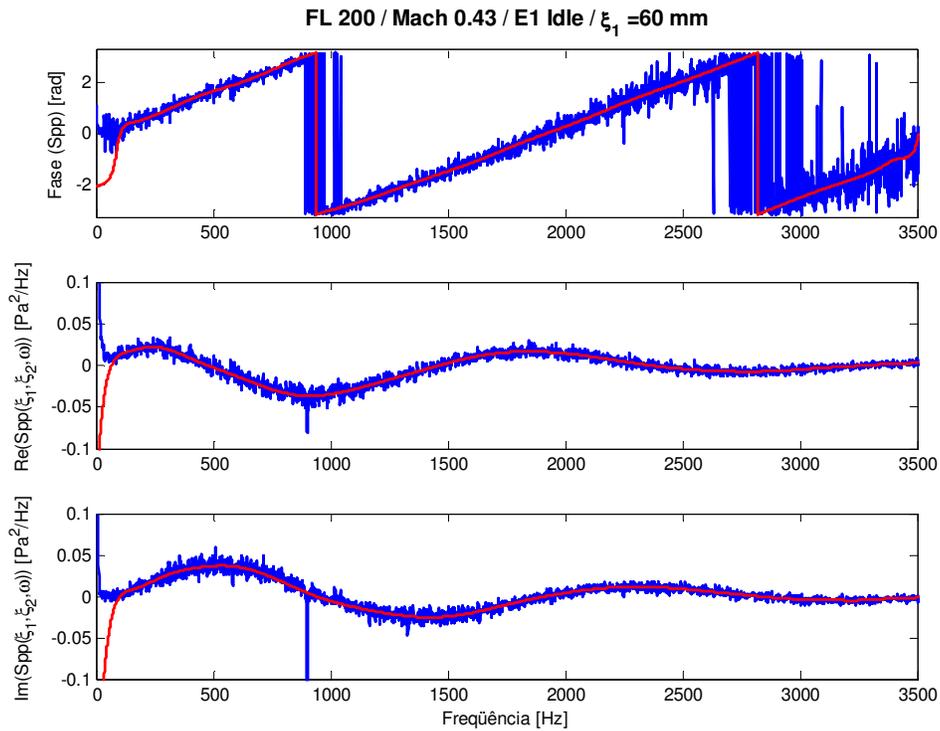


Figura 6.18 – Correlação espectral cruzada, microfones 2-3.

(— Dado Experimental; — Ajuste Polinomial)

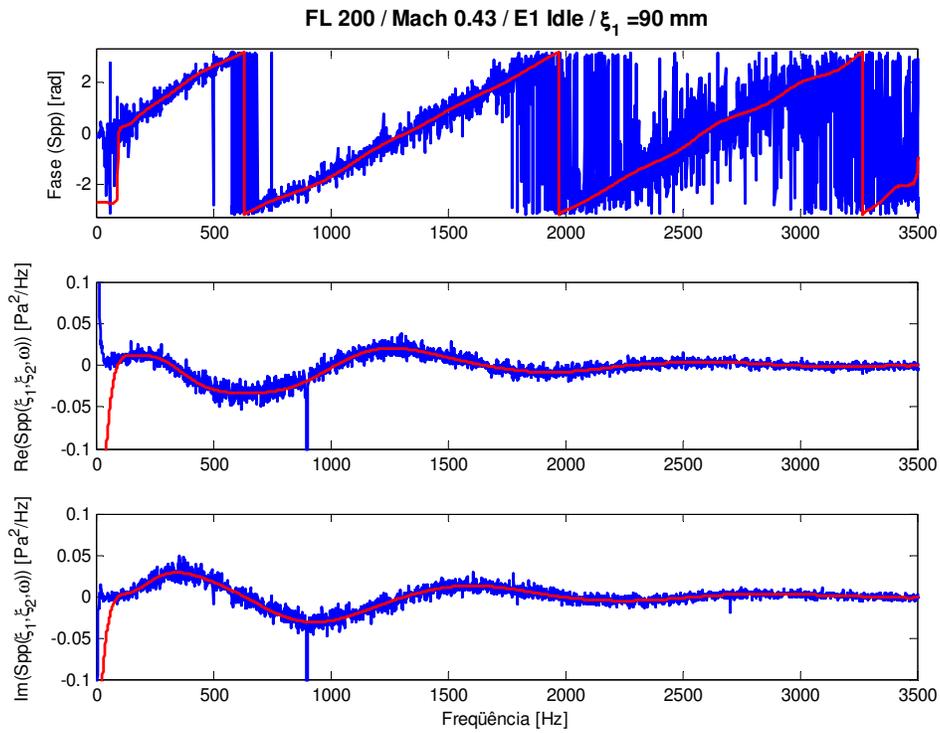


Figura 6.19 – Correlação espectral cruzada, microfones 1-2.
 (— Dado Experimental; — Ajuste Polinomial)

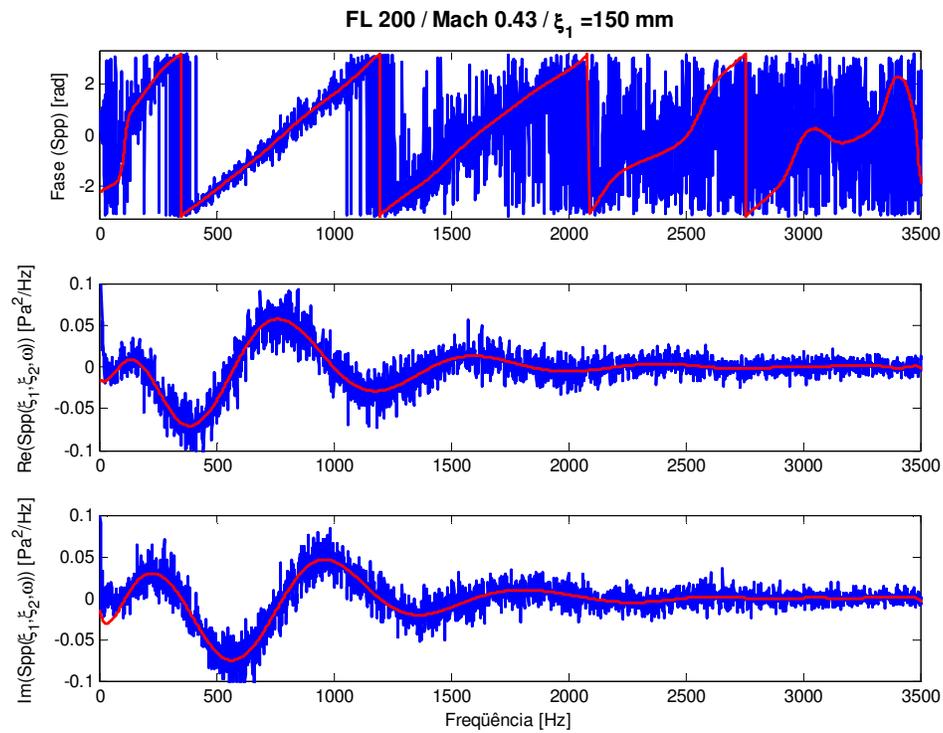


Figura 6.20 – Correlação espectral cruzada, microfones 1-3.
 (— Dado Experimental; — Ajuste Polinomial)

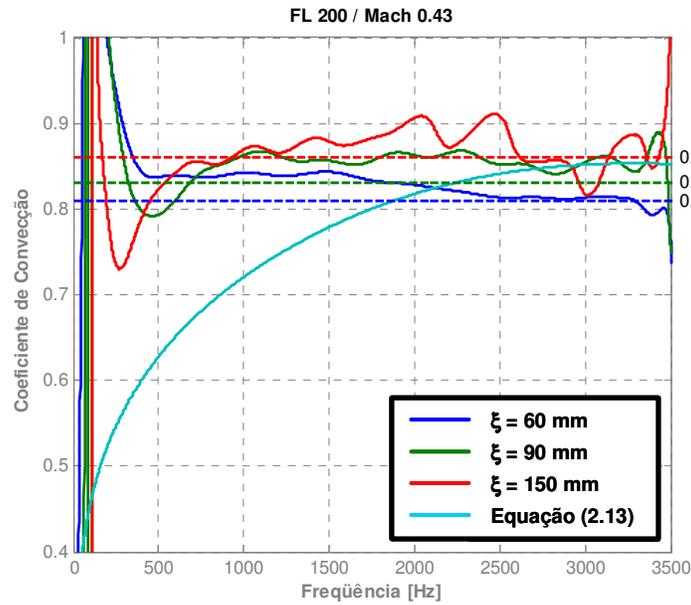


Figura 6.21 – Coeficiente de Convecção (FL 200 Mach 0,43). Linhas sólidas: via correlação cruzada; linhas tracejadas: via correlação temporal.

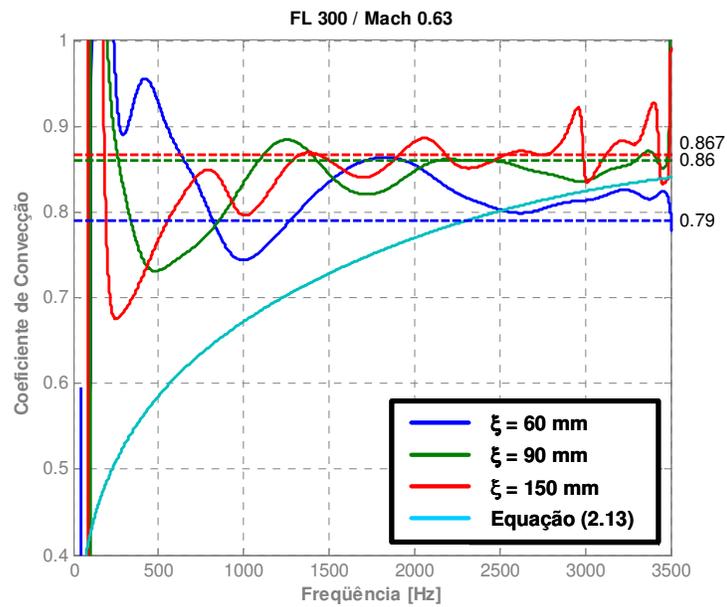


Figura 6.22 – Coeficiente de Convecção (FL 300 Mach 0,63). Linhas sólidas: via correlação cruzada; linhas tracejadas: via correlação temporal.

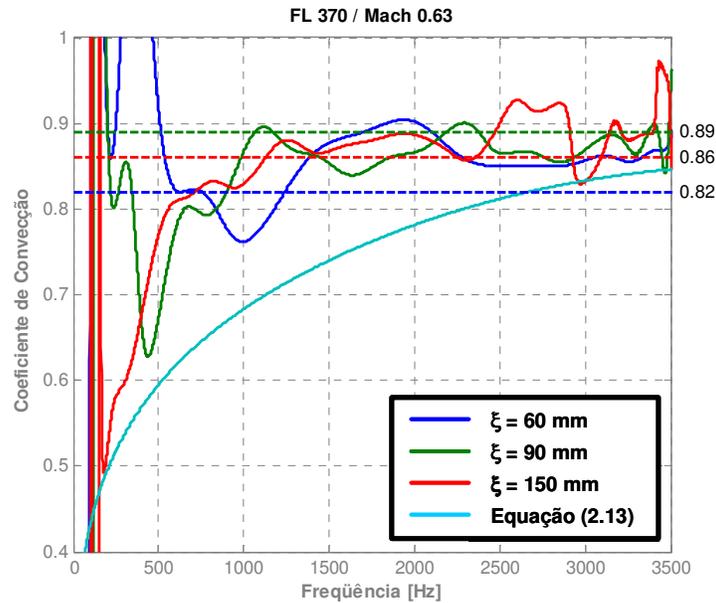


Figura 6.23 – Coeficiente de Convecção (FL 370 Mach 0,63). Linhas sólidas: via correlação cruzada; linhas tracejadas: via correlação temporal.

Através da análise dos gráficos anteriores, questiona-se a natureza do fenômeno quanto a sua característica de propagação de onda, pois, de acordo com experimento, é observada uma sensível variação da velocidade de convecção nas baixas frequências, o que caracteriza uma onda dispersiva, assim como Efimtsov previra em seus estudos. No entanto, esta variação do resultado experimental é relativamente menor que a sugerida pelo autor e, aliada as complexidades da medição, a afirmação que o fenômeno é dispersivo ainda é prematura. Sugere-se, então, que uma comparação com dados de vibração seja mais adiante investigada de modo a evidenciar qual a melhor abordagem para a velocidade convectiva.

Por fim, resultados semelhantes foram encontrados para as demais condições de vôo e, por conta disto, serão omitidos neste documento.

6.3 DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE DECAIMENTO ESPACIAL

Fisicamente, o coeficiente de decaimento espacial é uma quantidade que expressa o tempo de vida de um turbilhão que se propaga no interior da camada limite turbulenta. Para estes turbilhões, utiliza-se a expressão “estruturas coerentes”, pois experimentalmente a duração de um vórtice é medida através de funções coerência entre dois pontos do campo de pressão.

A presença de estruturas coerentes na camada limite turbulenta é objeto de estudo por décadas [49]. Os estudos iniciaram-se para o entendimento da dinâmica da camada limite

turbulenta e da redução do arrasto induzido, onde a maior parte destes trabalhos foi conduzida para baixos números de Reynolds e apenas alguns estenderam sua faixa de aplicação. O principal motivo disto deve-se à dificuldade de adquirir dados precisos através de experimentos ou até mesmo simulação numérica.

Matematicamente, a descrição apresentada por Corcos é comumente utilizada. Corcos fez uso de funções exponenciais para descrever a propagação de estruturas turbulentas dentro da camada limite. Efimtsov [23], como apresentado no item 2.1.4, restringe a propagação de uma estrutura de acordo com sua escala e a espessura da camada limite. Nesta seção, as constantes experimentalmente determinadas por Efimtsov para as equações (2.8) e (2.9) serão recalculadas a partir dos resultados em vôo descritos no CAPÍTULO 4. As funções de coerência entre os microfones serão aplicadas nas equações (2.10) e (2.11) e, assim, determinam-se as constantes desejadas.

A Figura 6.24, Figura 6.25 e Figura 6.26 mostram as funções de coerência entre microfones na direção longitudinal para algumas condições de vôo. Adicionalmente, estão representados os modelos de Corcos e Efimtsov. Percebe-se que ambos os modelos desviam-se bastante da medição, embora o último apresente um padrão semelhante com o resultado experimental. Por conta desta característica, atribui-se a este modelo uma melhor representatividade do fenômeno de dissipação das escalas turbulentas.

Analisando detalhadamente o modelo de Efimtsov, é possível identificar que sua predição do pico de coerência acontece em frequências maiores que as observadas no ensaio. Além disso, experimentalmente a largura deste pico é menor que a prevista por Efimtsov. Em frequências mais altas, por sua vez, o ensaio apresenta baixíssimos valores de coerência e, de acordo com a literatura, funções coerência menores que 0,2 devem ser considerados com cautela em processos de ajustes de parâmetros.

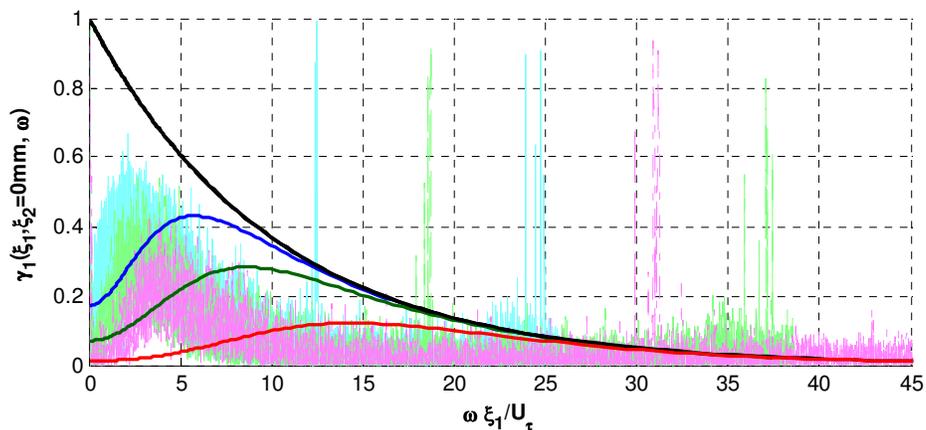


Figura 6.24 – Função coerência, direção longitudinal (FL 200 Mach 0,43): — Corcos;

— Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;

— Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$.

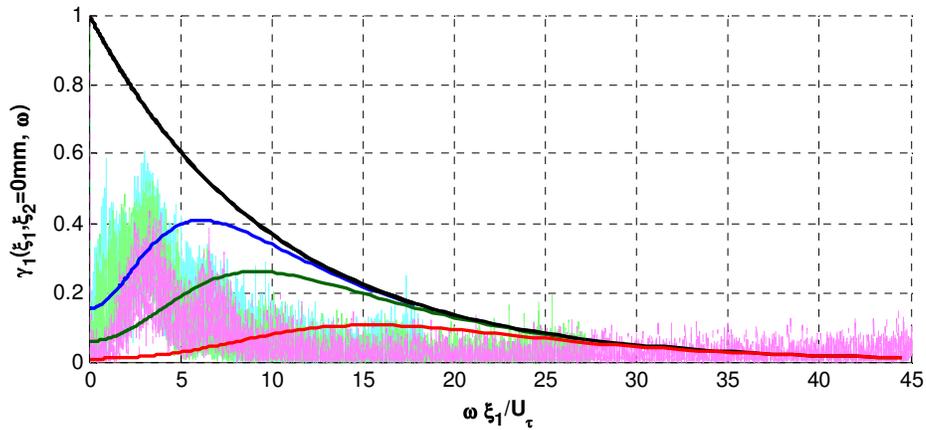


Figura 6.25 – Função coerência, direção longitudinal (FL 300 Mach 0,63): — Corcos;
 — Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
 — Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$.

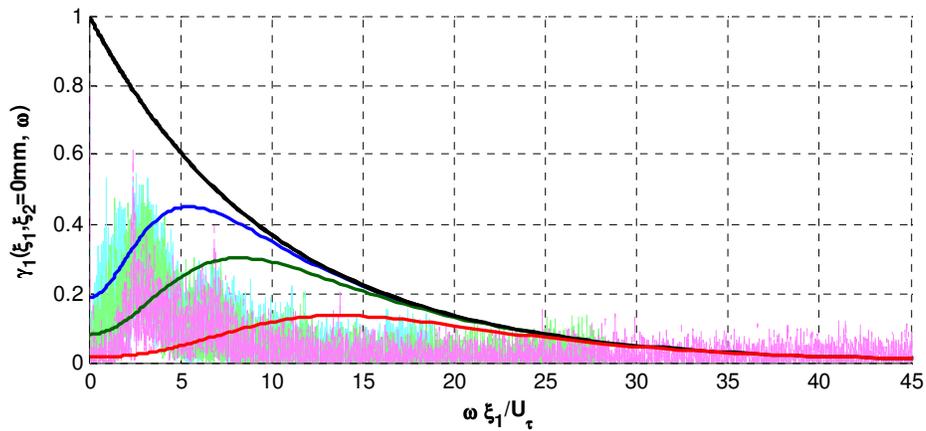


Figura 6.26 – Função coerência, direção longitudinal (FL 370 Mach 0,63): — Corcos;
 — Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
 — Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$.

De maneira análoga a Figura 6.27 retrata alguns resultados para os microfones dispostos na direção lateral. Neste caso, o mesmo resultado é também exposto em escala logarítmica pois de acordo com o modelo de Efimtsov a coerência no sentido perpendicular ao fluxo deve ser muito baixa. Todavia, os resultados encontrados para este modelo de aeronave mostram a existência de coerência entre os sinais medidos pelos microfones 2 e 4 (vide Figura 4.1). Os resultados aqui encontrados estão em concordância com aqueles obtidos por Bull [22] e mostrados na Figura 2.15.

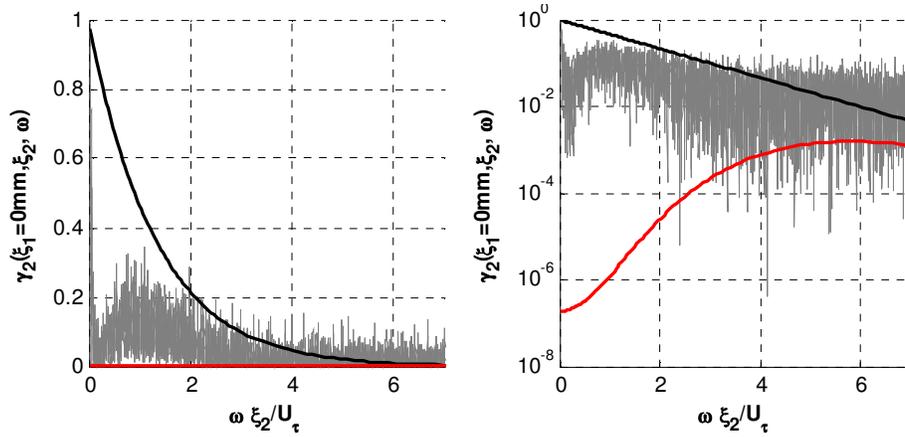


Figura 6.27 – Função coerência, direção lateral (FL 200 Mach 0,43): — Corcos; — Efimtsov, $\xi_2=60mm$; — Experimental, $\xi_2=60mm$.

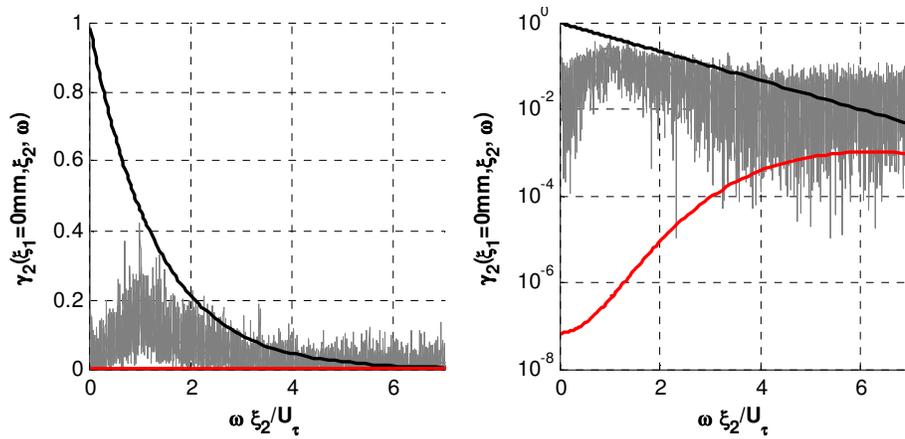


Figura 6.28 – Função coerência, direção lateral (FL 300 Mach 0,63): — Corcos; — Efimtsov, $\xi_2=60mm$; — Experimental, $\xi_2=60mm$.

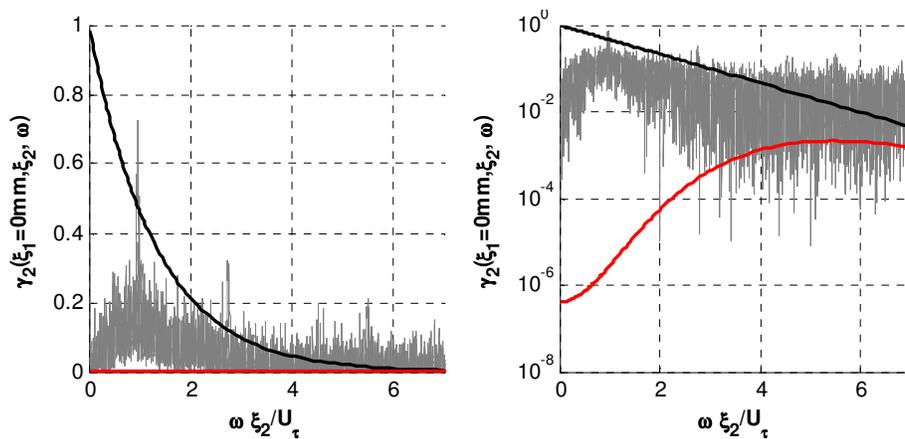


Figura 6.29 – Função coerência, direção lateral (FL 370 Mach 0,63): — Corcos; — Efimtsov, $\xi_2=60mm$; — Experimental, $\xi_2=60mm$.

Antes de iniciar o processo de otimização, médias foram feitas nos resultados de coerência de acordo com a banda de frequência descrita no item 5.3.3. Este procedimento foi

feito tomando o valor médio da função coerência para cada uma das novas bandas.. O software Matlab apresenta a função “*fmincon*” como um algoritmo de otimização que utiliza o método SQP (Programação Quadrática Seqüencial). A idéia deste método é aproximar, em cada iteração, o problema não-linear por subproblemas de programação quadrática (QP) com restrições lineares. Para formar os subproblemas é utilizada a aproximação da matriz Hessiana da função Lagrangeana através do método Quase-Newton com aproximação BFGS (Broyden Fletcher Goldfarb Shanno). A solução destes subproblemas proverá uma direção de busca para o método de busca linear. Desta forma, a otimização com SQP consiste em 3 estágios a cada iteração: atualizar a matriz Hessiana da função Lagrangeana, resolver o subproblema de programação quadrática e, por último, realizar a busca linear e avaliar o valor da função. “*Fmincon*” é uma função para otimização local, o que resulta em uma pequena perturbação nas variáveis dentro de um espaço de projeto, de acordo com as restrições. Como conseqüência, a convergência de “*fmincon*” está altamente relacionada com os valores iniciais, os quais, no caso dos modelos de excitação turbulenta, serão os próprios coeficientes dos modelos originais. Assim sendo, buscou-se os menores valores para uma função objetivo que, para estas análises, trata-se da própria função sugerida por Efimtsov subtraída dos valores obtidos experimentalmente. Matematicamente, esta função objetivo é expressa por:

$$F = \sum \sum \sum \left| \gamma(\xi, \omega) - e^{\left(\frac{-\xi}{\Lambda}\right)} \right| \quad (6.3)$$

sendo que os coeficientes de decaimento (α) estão implícitos a variável $\Lambda (=U/\omega\alpha)$, na direção longitudinal (índice 1) e na direção lateral (índice 2). As três operações somatórias indicam todas as condições de vôo, espaçamentos entre microfones e, por fim, compreende a faixa de freqüência. Por sua vez, para melhor representar a faixa de freqüência de maior concentração de energia, foi aplicada uma função peso, $f_w(\omega)$. Fisicamente esta função aumenta a relevância na faixa de freqüência onde a maior parte da energia está concentrada. Notou-se que esta faixa concentrava-se entre 100 Hz e 2000 Hz e, nesta região, a função peso foi estipulada em cem vezes o valor nas demais freqüências.

A Figura 6.30, Figura 6.31 e Figura 6.32 mostram as curvas de coerência após os ajustes das constantes longitudinais de decaimento de Efimtsov. Já a Figura 6.33, Figura 6.34 e Figura 6.35 reproduzem a coerência no sentido perpendicular ao fluxo e, da mesma maneira que na outra direção, os ajustes permitiram uma melhor representação do fenômeno de transporte das estruturas turbulentas contidas na camada limite.

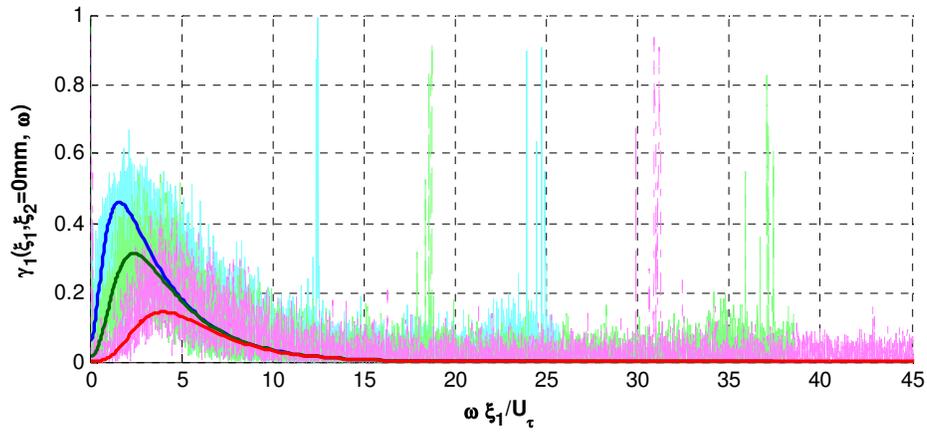


Figura 6.30 – Função coerência proposta, direção longitudinal (FL 200 Mach 0,43):

— Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
 — Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$.

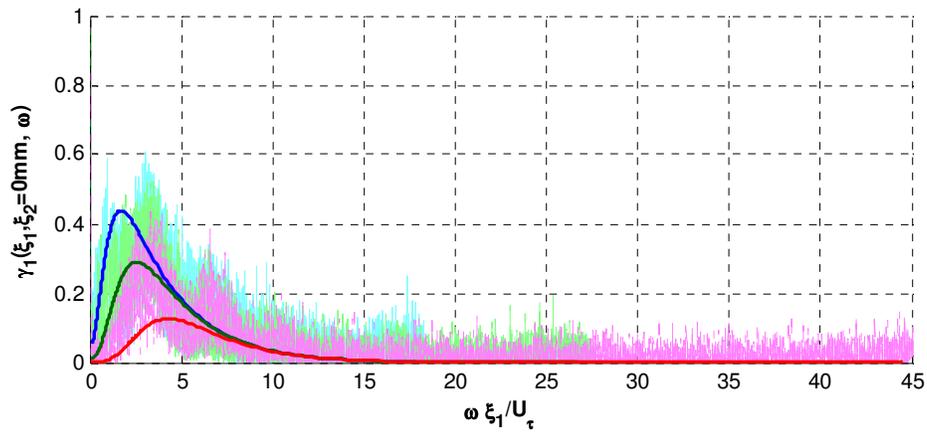


Figura 6.31 – Função coerência proposta, direção longitudinal (FL 300 Mach 0,63):

— Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
 — Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$.

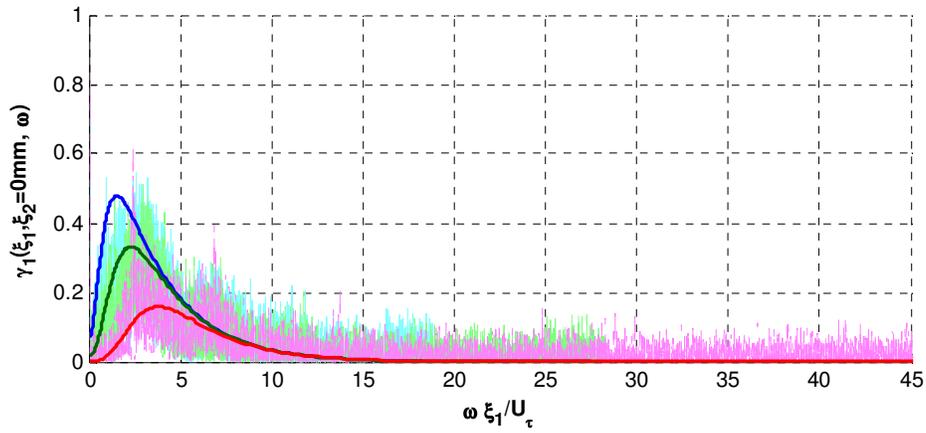


Figura 6.32 – Função coerência proposta, direção longitudinal (FL 370 Mach 0,63):

— Efimtsov, $\xi_1=60\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=90\text{mm}$; — Efimtsov, $\xi_1=150\text{mm}$;
 — Experimental, $\xi_1=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=90\text{mm}$; — Experimental, $\xi_1=150\text{mm}$.

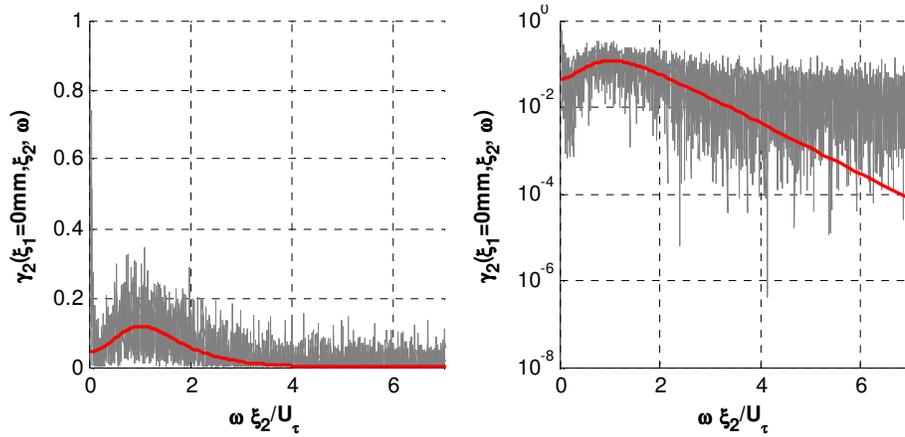


Figura 6.33 – Função coerência proposta, direção lateral (FL 200 Mach 0,43):

— Efimtsov, $\xi_2=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$.

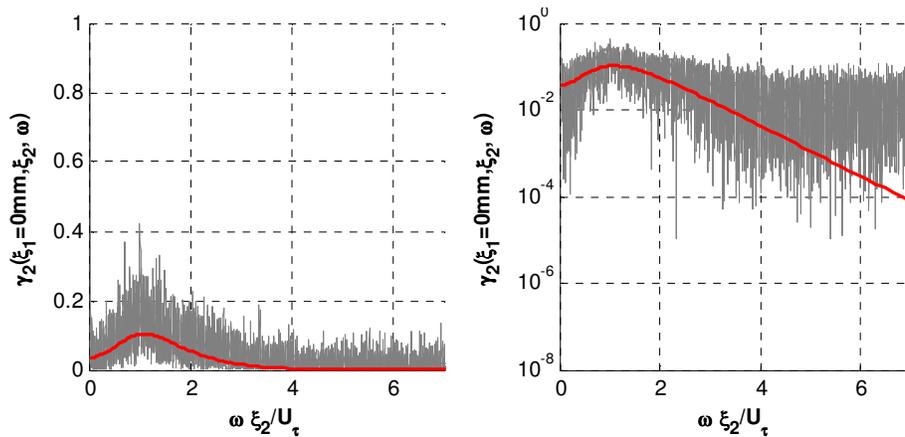


Figura 6.34 – Função coerência proposta, direção lateral (FL 300 Mach 0,63) :

— Efimtsov, $\xi_2=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$.

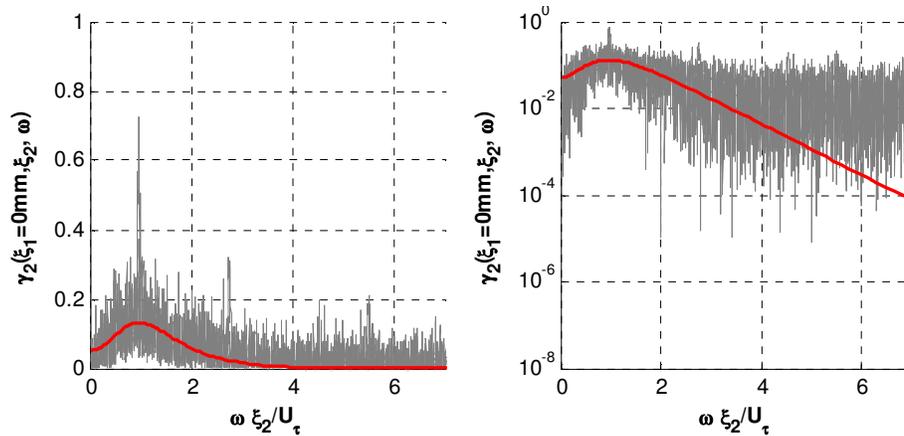


Figura 6.35 – Função coerência proposta, direção lateral (FL 370 Mach 0,63) :
 — Efimtsov, $\xi_2=60\text{mm}$; — Experimental, $\xi_2=60\text{mm}$.

Por fim, os valores encontrados para as constantes a_1 a a_7 do modelo de Efimtsov que melhor representam o fenômeno para a aeronave em questão estão apresentados na Tabela 6.5. A constante a_7 , contudo, não sofreu alteração pois nenhuma condição de voo acima de Mach 0,75 foi ensaiada.

Tabela 6.5 – Coeficientes de Efimtsov para cálculo do decaimento espacial.

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7
Efimtsov	0,1	72,8	1,54	0,77	548	13,5	5,66
Otimizado	0,33802	17,484	2,4613	1,3541	37,293	2,7124	-

6.4 MODELO DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

Neste item a flutuação de pressão experimental, após o tratamento numérico descrito no CAPÍTULO 5, será utilizada para se obter um modelo semi-empírico que represente a excitação turbulenta empregada pelo escoamento em torno da aeronave. Inicialmente os resultados serão comparados com alguns modelos existentes para identificação de algum comportamento semelhante previamente investigado por outros pesquisadores. Após esta etapa, o modelo identificado será re-alimentado através de alguns parâmetros provenientes da simulação do escoamento. Finalmente, modelos de flutuação de pressão serão propostos.

6.4.1 COMPARAÇÃO ENTRE DADOS EXPERIMENTAIS E MODELOS EXISTENTES

Ao longo dos últimos anos, diversos pesquisadores buscaram representar os fenômenos de excitação gerados pelo escoamento compressível em torno de estruturas flexíveis. Todos estes estudos, na medida do possível, foram conduzidos de modo a abranger a

maior faixa de Reynolds, de Strouhal e de Mach para cada situação. A completa abrangência destas faixas requer uma infra-estrutura complexa e dispendiosa, tanto para análises em vôo quanto em ensaios em túnel de vento. Associada a estas grandes faixas de variação, sobre põe-se as diversas complexidades geométricas da estrutura vibrante. Alguns autores fizeram uso de aeronaves, em escala ou tamanho real, placas planas, aerofólios etc. Em se tratando de ensaios em vôo com aeronaves, a grande parte dos ensaios foi feita em aeronaves grandes sob condições de escoamento transônico e/ou subsônico.

Com base no exposto, propõe-se comparar os resultados experimentais obtidos com alguns modelos da literatura e, através da identificação de padrões de semelhança, aumentar a faixa de aplicação de um modelo a ser identificado neste trabalho de doutorado. Espera-se que o novo modelo, devidamente ajustado, seja capaz de descrever a dinâmica da camada limite turbulenta para os casos aqui investigados e para as demais condições anteriormente estabelecidas por outros autores. Para tanto, a Figura 6.36, em seu lado esquerdo, apresenta todas as medições válidas da flutuação de pressão comparadas com alguns modelos descritos no CAPÍTULO 2. As curvas já estão calculadas a partir de informações retiradas das simulações de CFD. Observa-se que os dados experimentais não são completamente descritos pelos modelos apresentados, embora alguns deles tenham forma muito semelhante. Os modelos com padrão mais próximo ao experimental estão segregados e apresentados no lado direito da Figura 6.36. São eles: Rackl & Weston (criado a partir do modelo de flutuação de Efimtsov), Chase (as duas abordagens serão consideradas) e Maestrello. No decorrer, as constantes relativas a cada um destes modelos serão re-identificadas.

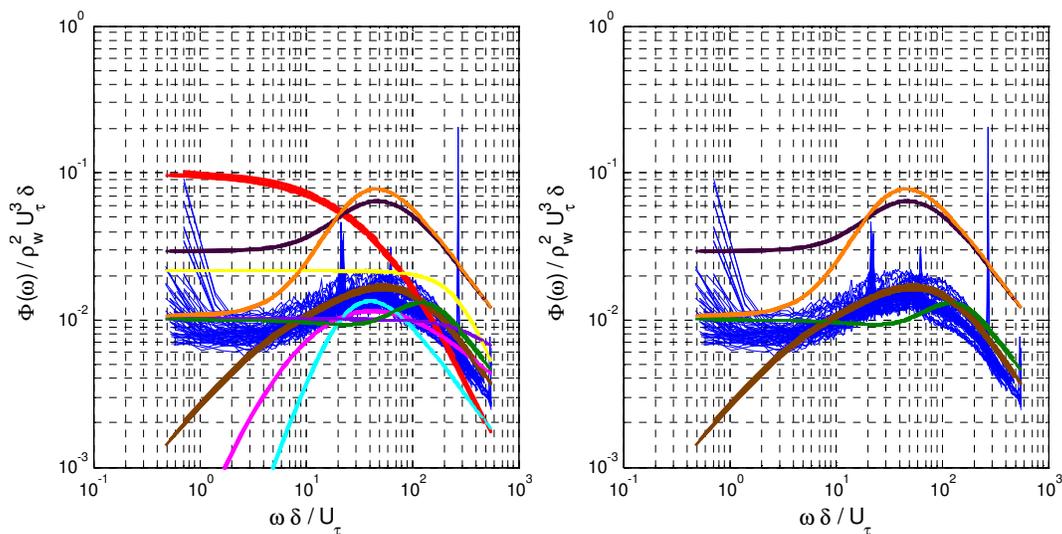


Figura 6.36 – Comparação entre a PSD experimental e os atuais modelos:

— Cockburn & Robertson; — Efimtsov; — Rackl & Weston; — Goody;
 — Smol'yakov & Tkachenko; — Chase [18]; — Chase [19]; — Chase & Howe;
 — Maestrello.

6.4.2 PROPOSTA DE MODELOS DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

Os modelos selecionados da Figura 6.36, serão agora recalculados para novas condições de voo encontradas em uma aeronave de pequeno porte. A escolha destes está atribuída às suas semelhanças com o espectro de flutuação experimental.

Para tanto, foram todas as flutuações de pressão adimensionalizadas, reamostradas de acordo com a banda de frequência descrita no item 5.3.3, para todos os microfones e condições de voo da Tabela 4.2. Novamente, foi utilizado a rotina de otimização própria do Matlab® (“*fmincon*”). A função objetivo, utilizada atingir a menor diferença entre os valores experimentais e os modelos, é matematicamente expressada por:

$$F = \sum \sum |\Phi_{\text{exp}}(\omega) - \Phi_{\text{mod}}(\omega)| \quad (6.4)$$

sendo que as duas somatórias indicam todas as condições de voo e para toda a faixa de frequência. A faixa de frequência entre 100 e 8000 Hz foi quase toda utilizada exceto nas regiões onde ocorriam picos na flutuação, considerados espúrios a fenômeno. Estes foram removidos da função objetivo. Neste caso, não foi aplicada nenhuma função peso para aumentar a ponderação em uma região específica da faixa de frequência.

O primeiro dos modelos escolhido é aquele proposto por Rackl & Weston [14]. Lembrando que este modelo é uma variante do modelo de Efimtsov através da inclusão de um pico de banda larga e uma função de decaimento mais acentuada a partir de 1000 Hz. A Figura 6.37 detalhe a nova forma para o modelo de em questão visando atender a condição ensaiada. Nota-se que o pico de banda larga é deslocado para região de baixa frequência ao passo que o decaimento a partir de 1000 Hz não é tão acentuado.

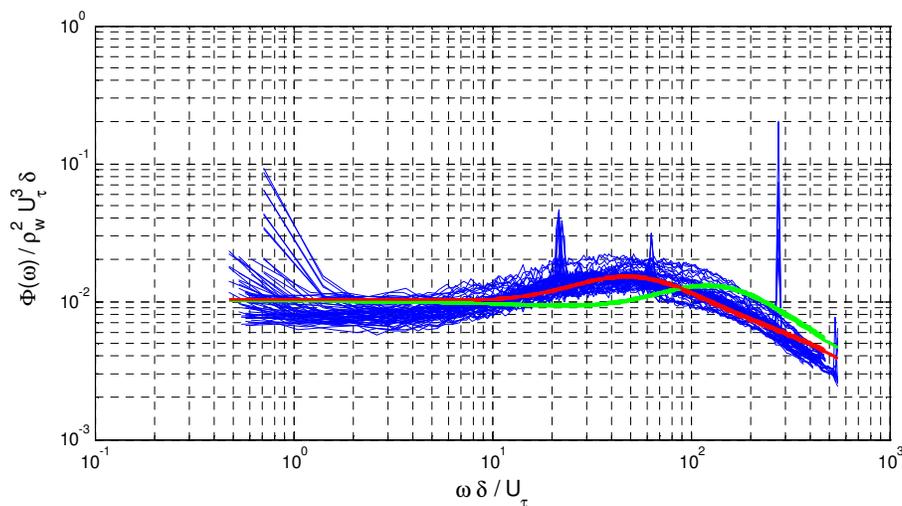


Figura 6.37 – Ajuste do modelo de Rackl & Weston: — Antes; — Depois.

Embora o modelo ajustado de Rackl & Weston, apresentado na figura anterior, represente com mais fidelidade a faixa de estudo para os casos deste documento, ele ainda pode ser melhorado, principalmente na representação da do pico de banda larga. Para tanto, sugere-se alterar a Equação (2.28) através da inclusão de um coeficiente na função exponencial do pico de banda larga (B), permitindo assim, uma melhor representação nesta faixa de frequência. A nova expressão fica sendo:

$$\Phi_{PP}(f)_{NOVO} - \Phi_{PP}(f)_{Efimtsov} = C_1 \exp \left\{ -B \left[\ln \left(\frac{2\pi f \delta^*}{U_\infty} \right) - \ln(Sh_1) \right]^2 \right\} + \dots \quad (6.5)$$

$$C_2 \left\{ \tanh \left[\log_{10} \left(\frac{f}{f_{roll-off}} \right) \right] + 1 \right\} (M - 1,65) \log_{10}(f)$$

A Figura 6.38 apresenta os resultados a partir da nova expressão acima estabelecida. Nota-se que os resultados seguem uma melhor tendência que aquele estabelecido pela Equação (2.28).

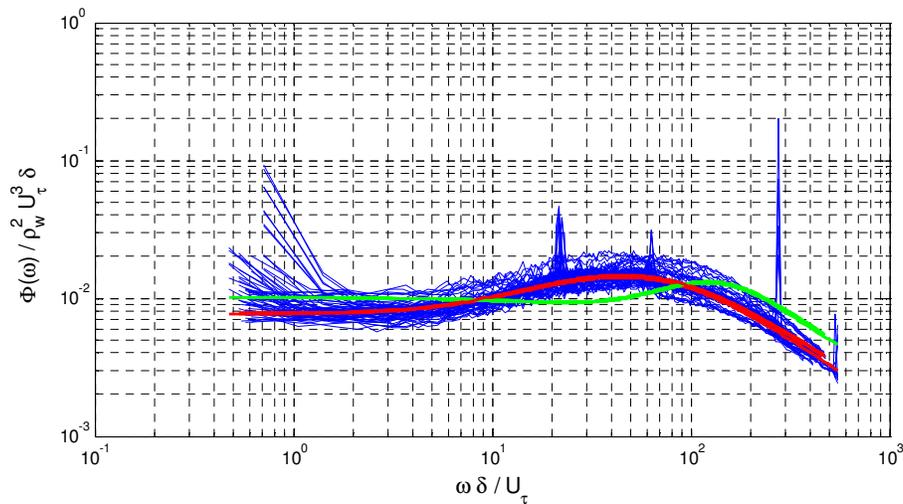


Figura 6.38 – Novo modelo para a flutuação de pressão: — Rackl & Weston; — Proposto.

Finalmente a Tabela 6.6 apresenta os valores ajustados para as variáveis dentro do modelo de Rackl & Weston, lembrando que algumas delas são originadas a partir do modelo de Efimtsov.

Tabela 6.6 – Novos coeficientes para os modelos baseados em Efimtsov.

	α	$Re_{\tau 0}$	C_1	Sh_1	C_2	$f_{roll-off}$	B
Rackl & Weston	0,010	3000	2,5	0,60	0,25	1000	-
Rackl & Weston (otimizado)	0,010	2982	2,2	0,22	0,43	5000	-
Novo Modelo Proposto	0,008	3000	4,4	0,29	0,55	1000	0,27

De maneira semelhante, pode-se encontrar ajustes para os demais modelos selecionados da Figura 6.36. Alguns destes são os modelos propostos por Chase que, de acordo com a revisão bibliográfica, considerou o efeito do cisalhamento médio e da turbulência. Por conta dessas hipóteses, o modelo de Chase mostra uma forma muito semelhante àquela experimentada em vôo, embora seus níveis estejam acima do experimental, como pode ser visto na Figura 6.39.

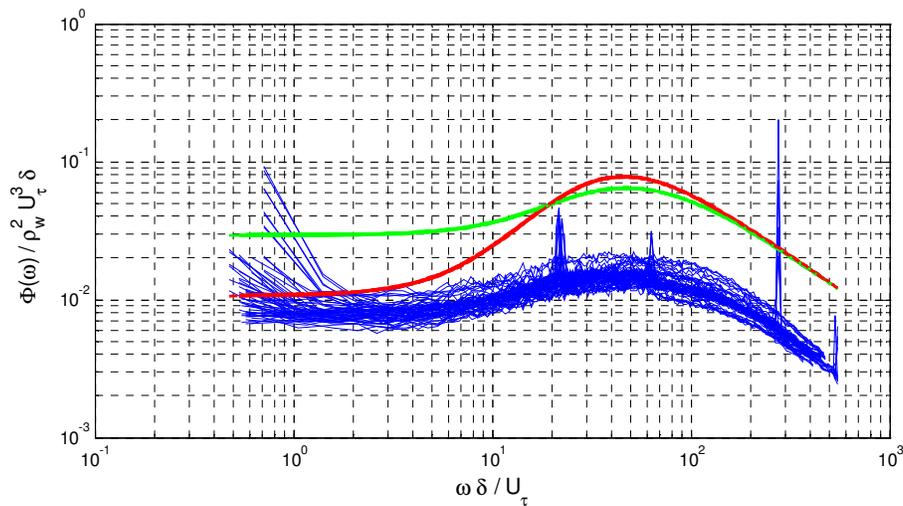


Figura 6.39 – Modelo de Chase: — Equação (2.22); — Equação (2.24).

A existência de dois modelos por Chase é devida às diferenças do escoamento quando este se encontra em faixas sônicas ou supersônicas. Nestas faixas, a energia na região de baixa frequência é bastante reduzida em virtude de a camada limite ter uma espessura pequena. Sabe-se que, para os ensaios aqui realizados, as condições encontram-se abaixo da região sônica e por conta disto, o modelo de Chase descrito pela Equação (2.22) torna-se mais apropriado, sendo, desta forma, utilizado para ajustes assim como anteriormente feito para o modelo de Rackl & Weston.

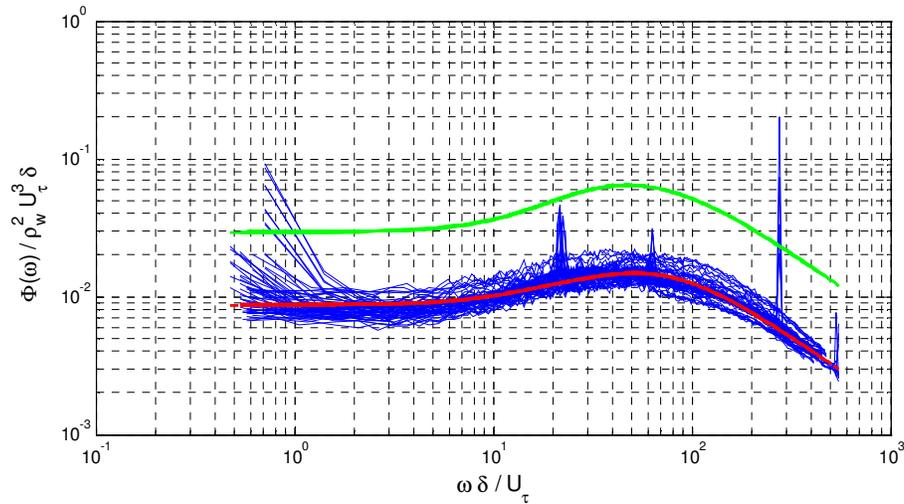


Figura 6.40 – Modelo de Chase [18]: — Original; — Ajustado.

Percebe-se que a forma ajusta para o modelo de Chase [18] confere com aquela proposta a partir do modelo de Rackl & Weston. E da mesma forma, pode ser utilizada na representação do fenômeno que ocorre em aeronaves desta categoria. A Tabela 6.7 apresenta os novos valores relativos aos coeficientes de Chase apresentados na Equação (2.22).

Tabela 6.7 – Novos coeficientes para o modelo de Chase [18].

	C_M	C_T	b_M	b_T	h
Chase / Eq. (2.22)	0,0745	0,0475	0,756	0,378	3,0
Proposto / Eq. (2.22)	0,5843	0,0834	0,486	1,198	0,2

Por fim, o modelo de Maestrello [17], também é analisado pois como mencionado na revisão, é talvez um dos mais antigos e convém testar sua validade devido a sua simplicidade. A Figura 6.41 mostra o este modelo antes e depois do processo de ajuste. O modelo de Maestrello com seus coeficientes originais consegue representar razoavelmente o espectro de flutuação na região a partir de $\omega \delta / U_\tau \geq 8$ e regiões abaixo deste valor não são bem representadas talvez pelas limitações de ruído de fundo descritas por Maestrello.

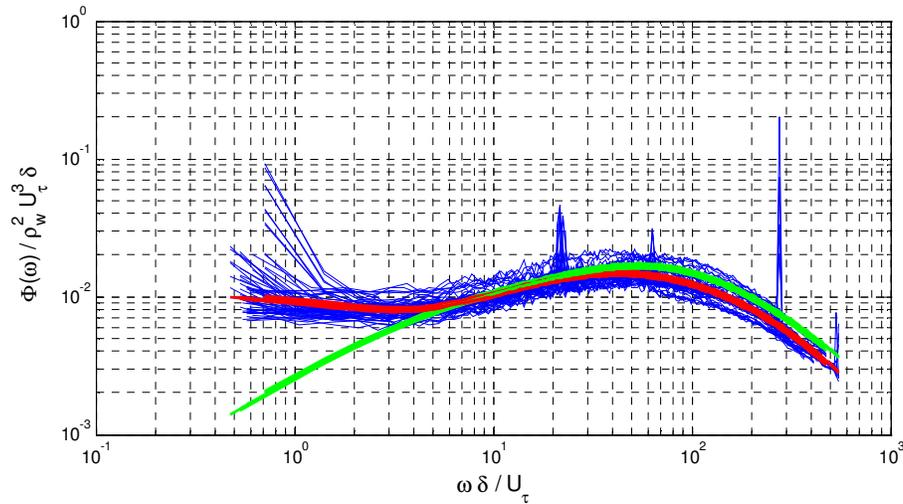


Figura 6.41 – Ajuste do modelo de Maestrello: — Antes; — Depois.

Resumidamente, as constantes de Maestrello são apresentadas na Tabela 6.8.

Tabela 6.8 – Novos coeficientes para o modelo de Maestrello [17].

	A_1	A_2	A_3	A_4	K_1	K_2	K_3	K_4
Original	0,044	0,075	-0,093	-0,025	0,0578	0,243	1,12	11,57
Proposto	0,031	0,059	-0,069	0,030	0,0563	0,200	1,68	16,03

Os modelos selecionados mostraram-se mais apropriados, pois suas expressões são as que melhor representam a distribuição das curvas experimentalmente obtidas nos ensaios realizados dentro deste trabalho. Outro fator importante na escolha destes modelos foi a facilidade de implementação e determinação experimental de suas variáveis.

Em resumo, nas subseções deste capítulo que seguiram foi possível identificar completamente um modelo de excitação turbulenta que descreva este fenômeno para uma aeronave de pequeno porte e em condições subsônicas de escoamento. Nos próximos itens as validações destes modelos serão mostradas através da simulação da vibração e comprovação experimental.

6.5 MODELAGEM VIBROACÚSTICA DA FUSELAGEM EXCITADA PELA TBL

Buscando comprovar a validade dos modelos de excitação turbulenta, propõe-se comparar os resultados de vibração simulados a partir destes novos modelos com aqueles obtidos experimentalmente. Assim sendo, esta seção descreverá as abordagens de modelagens que foram empregadas.

A modelagem estrutural de uma aeronave é uma tarefa bastante complexa que requer alto nível de detalhamento e, conseqüentemente, exige um esforço computacional alto quando se pretende modelar todos os elementos da estrutura. Pensando em reduzir o tempo de processamento e a alocação de memória, somente a modelagem da região onde os acelerômetros foram distribuídos foi considerada. Esta simplificação é bastante razoável, uma vez que, a excitação acontece ao longo de todo o corpo da aeronave de uma maneira quase que uniforme. Além disso, a maior parte dos mecanismos de perda de energia acontece devido ao amortecimento local, não sendo imperativa a modelagem dos componentes adjacentes à região de interesse.

Sendo assim, duas abordagens de modelagens serão descritas. A primeira delas, conhecida como Análise Estatística Energética (*Statistical Energy Analysis – SEA*), considera a troca de energia entre os subsistemas. O Método dos Elementos Finitos é a outra abordagem com potencial de fornecer resultados de vibração para carregamentos randômicos. Vale ressaltar que não é fruto deste trabalho detalhar os métodos de modelagem, apenas utilizá-los como forma de comprovação dos modelos turbulentos de excitação dinâmica.

6.5.1 MODELO DE ANÁLISE ESTATÍSTICA ENERGÉTICA

Um modelo de SEA, representativo da aeronave e da região medida foi criado para comparar os resultados de vibração medidos com os calculados a partir de modelos de excitação turbulenta. Com isto, espera-se identificar alguns parâmetros da TBL e, desta forma, validá-la a partir da comparação dos níveis vibratórios.

Modelos de SEA são considerados hoje, assim como modelos de Elementos Finitos, uma das principais ferramentas de projeto na área de ruído e vibrações. Pode-se dizer que, para a faixa de média e alta frequência, esta metodologia é muito apropriada para problemas vibroacústicos.

Para a aeronave em questão, o modelo em SEA foi criado somente para a região de medição. Além disso, nem todos os subsistemas foram modelados. Esta simplificação foi feita para reduzir o tempo de processamento e agilizar as análises. Contudo, antes de realizar esta simplificação, algumas análises de sensibilidade foram conduzidas para corroborar este procedimento. Assim sendo, um modelo inteiro da aeronave foi resolvido e seus resultados comparados com o modelo reduzido. A Figura 6.42 mostra detalhes do modelo simplificado. Para preservar a informação, características estruturais da aeronave não podem ser apresentadas neste documento. Apenas pode-se mencionar que o amortecimento, para todos os subsistemas é muito baixo, sendo adotado 1% de dissipação de energia. Os efeitos de enrijecimento causados pelo diferencial de pressão foram considerados. Para desenvolver as simulações, fez-se uso do *software* VAOne® 2008.

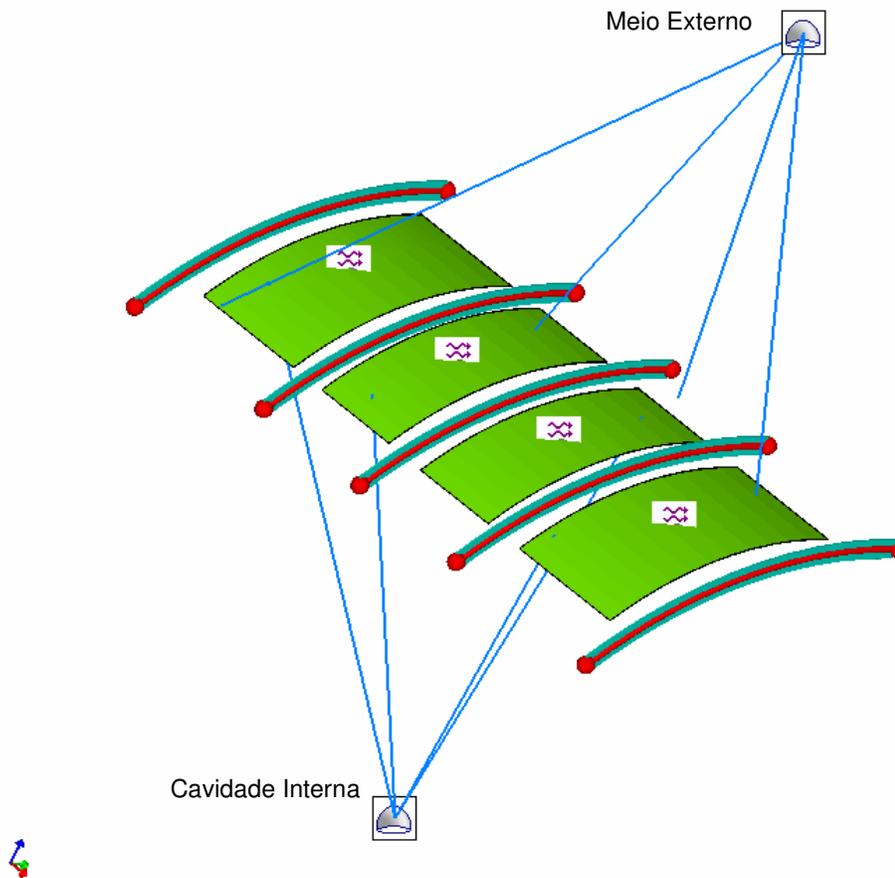


Figura 6.42 – Modelo em SEA simplificado para avaliação da excitação turbulenta.

De acordo com a figura acima, o revestimento de fuselagem foi modelado através de uma placa reforçada por vigas na direção longitudinal (reforçador). As cavernas foram colocadas de maneira explícita, ou seja, não fazem parte das propriedades do painel de fuselagem, mas sim são modeladas como subsistemas próprios. Acredita-se que, por estas estruturas induzirem uma diferença de impedância considerável já para as baixas frequências, a modelagem explícita é mais apropriada, mesmo considerando que a densidade modal destes componentes é baixa nesta faixa de frequência. Outro fator que favorece esta abordagem é que, em uma aeronave típica, a caverna é o elemento de acoplamento entre o revestimento de fuselagem (casca externa) e os painéis de interior e, por conta disso, é interessante que sua energia seja quantificada separadamente do revestimento a fim de não superestimar a potência que é transferida para os painéis de interior.

A cabine é modelada como um fluido semi-infinito, representado pelo ícone . Isto significa dizer que os subsistemas de casca irradiam ruído sem que haja retorno de energia. Da mesma maneira, é modelada a irradiação da fuselagem para o meio externo. Cada um destes meios possui propriedades diferentes. Os subsistemas de fuselagem localizados nas adjacências da fuselagem não foram considerados. De acordo com os testes de sensibilidade,

por estes subsistemas também serem excitados pela TBL, o fluxo de energia entre eles não é considerável. Por fim, o ícone  indica a excitação turbulenta. Para caracterizá-la dentro do *software* é necessário incluir as informações de flutuação de pressão, número de onda do escoamento e decaimento espacial. O VAOne[®] traz os modelos de Corcos e de Efimtsov implementados em sua formulação. Para estas flutuações de pressão o *software* utiliza, respectivamente, as equações (2.7) e (2.17), descritas no CAPÍTULO 2. Contudo, permite que o usuário entre com as informações manualmente. Para o modelo de Corcos, o número de onda é baseado na velocidade do fluxo livre, sendo que a velocidade convectiva 0,7 vezes o valor desta. Os coeficientes de decaimento espacial são 0,1 e 0,77 para o eixo longitudinal e circunferencial. Nos modelos de Efimtsov, utilizou-se também um coeficiente de convecção constante (onda não dispersiva) e os coeficientes de decaimento são calculados a partir das equações (2.8) e (2.9). Por fim, o modelo também considerou efeitos de pressurização e amortecimento estrutural, este último muito baixo por não haver nenhum tratamento dissipativo de vibração. As linhas e pontos vermelhos representam os acoplamentos entre as placas adjacentes e a viga da caverna.

Assim sendo, os modelos aqui descritos serão utilizados para aplicar o carregamento da TBL e, a partir deste, calcular os a média espacial da vibração nos painéis de fuselagem. Estas comparações serão apresentadas nos itens que seguem.

6.5.2 MODELO DE ELEMENTOS FINITOS

Assim como os modelos de SEA, um modelo de Elementos Finitos foi elaborado para fins de validação da excitação turbulenta através de comparação de dados de vibração. A razão principal de realizar uma validação através de FEM é que este propicia melhores concordâncias em baixas frequências, visto que a densidade modal, parâmetro importante para a precisão dos modelos em SEA, é geralmente baixa nesta região do espectro.

Criou-se, então, a partir da mesma estrutura de fuselagem, um modelo de FEM formado por elementos de placa e elementos de viga. Detalhes da estrutura não podem ser mencionados, apenas que o trecho modelado é composto de 18752 elementos (vigas e placas), 17385 nós e que foi adotado 1% de amortecimento para as análises que seguem. O tamanho dos elementos de placa é de aproximadamente 7mm, que para a estrutura em questão, permite realizar análises até 3 kHz com seis elementos por comprimento de onda. A Figura 6.43 apresenta detalhes do modelo.

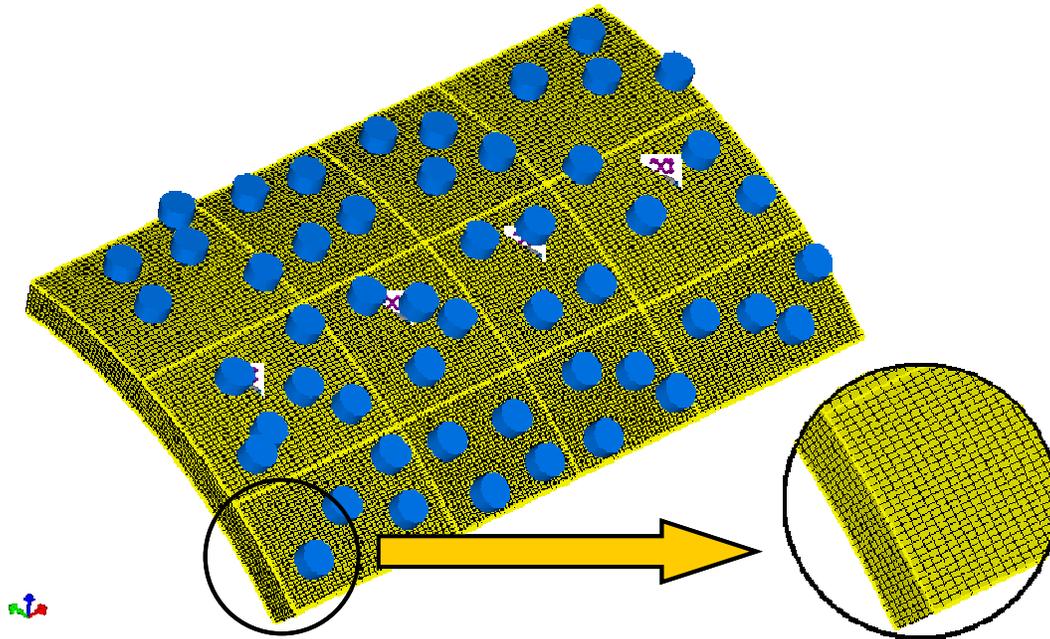


Figura 6.43 – Modelo em FEM simplificado para avaliação da excitação turbulenta.

O processo de análise para esta abordagem de modelagem acontece em duas etapas. A primeira delas é feita através de uma extração modal. Esta etapa se destina ao conhecimento dos autovalores e autovetores do sistema mecânico, extraídos através do *software* MSC.Nastran. Para uma condição de contorno “livre-livre” foram identificados 901 modos até a frequência de 3 kHz, também levando em consideração os seis modos de corpo rígido. Após conhecer as formas de vibrar da estrutura, estas informações foram carregadas no VAOne[®] que, através de uma formulação apropriada para considerar excitação turbulenta, permite o cálculo dos níveis de vibratórios de alguns pontos da estrutura. Na Figura 6.43, os pontos azuis, chamados de “sensores”, são responsáveis por extrair os níveis de aceleração locais.

Os resultados para esta abordagem são comparados com os dados experimentais e com os resultados da abordagem em SEA. Isto pode ser visto nos próximos itens deste documento. Embora importante para o processo, nenhuma validação experimental da estrutura foi conduzida devido ao escopo reduzido das atividades dentro da empresa.

6.6 VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DA EXCITAÇÃO TURBULENTA

Os resultados que seguem têm intuito de validar os modelos semi-empíricos apresentados nas seções anteriores. Os resultados de vibração experimental serão comparados com aqueles obtidos através de simulações numéricas. Buscando reduzir a quantidade de dados, serão apresentadas somente as comparações que acrescentam alguma conclusão adicional às demais.

Primeiramente, a Figura 6.44 mostra a comparação dos níveis de vibração para o modelo de Maestrello. Os gráficos da esquerda (antes) apresentam os resultados numéricos obtidos a partir da Equação (2.5) e os próprios coeficientes propostos pelo autor, ao passo que os gráficos a direita (depois) mostram os resultados da simulação com a mesma equação, porém com os coeficientes recalculados da Tabela 6.8. Além disto, os resultados antes do ajuste de parâmetros consideram um coeficiente convectivo de 0,7, enquanto os resultados após fazem uso dos seus respectivos coeficientes obtidos a partir da correlação temporal observada em vôo (Tabela 6.4). Os coeficientes de decaimento não sofreram alterações e foram adotados 0,1 e 0,77 para direção longitudinal e circunferencial, respectivamente. As cores das linhas indicam a origem dos resultados, sendo que cinza, azul e verde representam resultados experimental, numérico via FEM e numérico via SEA, respectivamente.

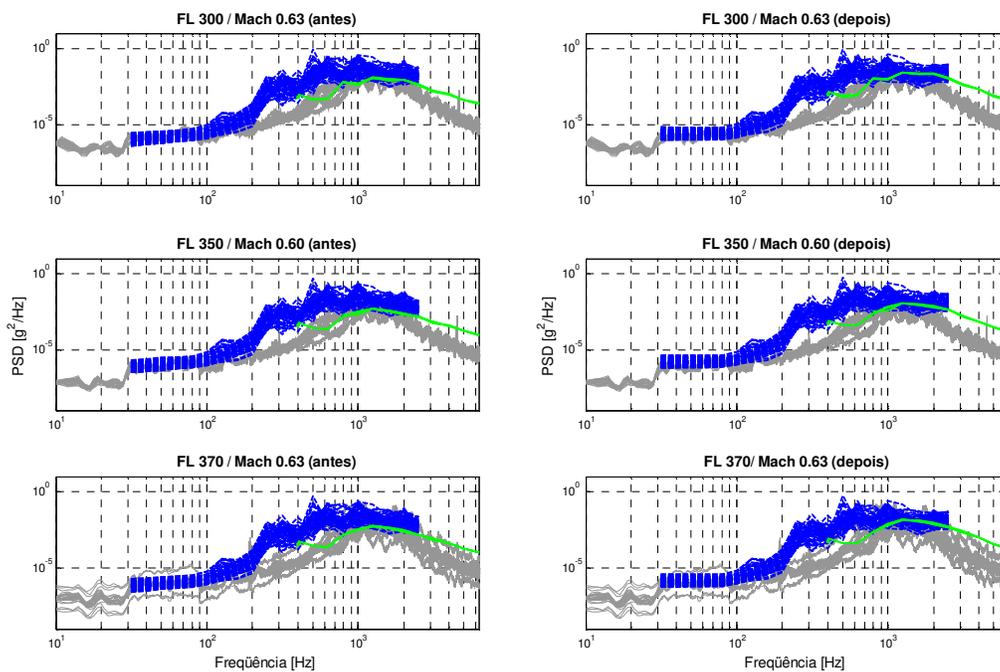


Figura 6.44 – Níveis de vibração: Experimental vs Maestrello:

— Experimental; - - FEM; — SEA.

Em todas as comparações da figura anterior pode-se notar que o modelo de Maestrello apresenta uma boa representação da excitação na faixa de frequência mais baixa, principalmente até 200 Hz. Entre 200 e 800 Hz o resultado por FEM mostra-se discrepante com as vibrações experimentais, pois provavelmente está relacionado às condições de contorno do modelo e a ausência do efeito de pressurização na modelagem. A partir desta frequência, tanto o modelo original como o ajustado é capaz de prever os níveis vibratórios adequadamente. Os resultados em SEA, por sua vez, estão somente disponíveis a partir de 400 Hz. Isto se deve a ausência de modos para frequências menores, porém se estendem para uma faixa de frequência maior (6,3 kHz), facilitado pela natureza da metodologia. Pode-se perceber que o modelo original e o proposto trazem uma boa concordância entre 400 e 2000 Hz, ambos sofrendo divergência em frequências maiores. Para a condição de FL 370 e Mach 0,63 foi

observado melhores concordâncias que para as demais condições, o que pode também ser explicado por esta condição ter uma maior dispersão dos resultados experimentais. Alguns fatores podem estar relacionados à divergência dos modelos.

Do ponto de vista experimental, a baixa coerência entre os microfones para frequências maiores que 2 kHz pode ter influenciado na obtenção de algum dos novos coeficientes ajustados, principalmente no que diz respeito a velocidade convectiva e ao coeficientes de decaimento espacial, embora este último não sofreu alterações após o ajuste na modelagem de Maestrello. De acordo com a revisão bibliográfica, quando a função coerência é muito baixa, a determinação do campo de excitação é prejudicada. Ainda no âmbito do experimento, os níveis de vibração medidos sofrem a influência da massa dos acelerômetros que, embora leves, podem contribuir para uma menor percepção da vibração quando instalados em placas finas, como no caso de uma fuselagem. Para funções transferência, onde a força de entrada é conhecida, a correção da massa é uma prática muito comum. Todavia, esta correção não é aplicável nas medições aqui descritas. Assim sendo, cabe ressaltar que os valores experimentais medidos subestimam os valores reais de vibração pontual na casca da aeronave.

Outra fonte de erro nesta comparação pode estar associada à própria modelagem da estrutura. Sabe-se que os modelos de SEA apresentam um baixo nível de detalhamento da estrutura que, para os propósitos da metodologia, são hipóteses bastante razoáveis. Contudo, ainda assim estas simplificações podem acarretar discrepâncias entre um resultado real e um outro predito. A sensibilidade do modelo a variações de massa no subsistema e de amortecimento é um ponto a ser destacado, principalmente pelo fato de se trabalhar com placas muito finas e com diversos elementos acoplados que não são modelados. Como exemplo, sabe-se que as estruturas aeronáuticas são comumente fabricadas buscando a redução de peso e, para isso, usam técnicas de usinagem química para redução da espessura no centro das baías. Em seus contornos a chapa mantém a espessura nominal de laminação. Este acréscimo de massa localizado nas bordas não é detalhado nos modelos de SEA, tampouco nos modelos de FEM. Outro ponto importante a ser considerado é o amortecimento. Por se tratar de uma fuselagem sem material viscoelástico, os níveis de amortecimento são muito baixos e qualquer elemento acoplado a fuselagem pode acrescer seus valores. Nenhuma medição no local foi conduzida de modo a extrair o amortecimento da estrutura e dos sistemas anexados a ela.

De maneira semelhante ao modelo de Maestrello, os mesmos resultados são apresentados para o modelo de Chase (Equação (2.22)) na Figura 6.45. Nota-se que, diferentemente do modelo anterior, as constantes determinadas por Chase não descrevem tão bem o comportamento vibratório da fuselagem, tendendo a superestimar os valores de vibração ao longo de toda a faixa de frequência. Após o ajuste de parâmetros é possível observar uma melhor concordância do resultado em FEM para as baixas frequências, até 200 Hz. A partir desta frequência os resultados seguem divergindo até que a partir 800 Hz

voltam a mostrar boa correlação. Já os resultados de SEA mostram uma melhoria após a otimização dos parâmetros, mas também apresentam divergências a partir de 2 kHz, provavelmente devido aos mesmos fatores descritos para o modelo anterior. A velocidade convectiva e o decaimento espacial seguiram os mesmos procedimentos do modelo anterior.

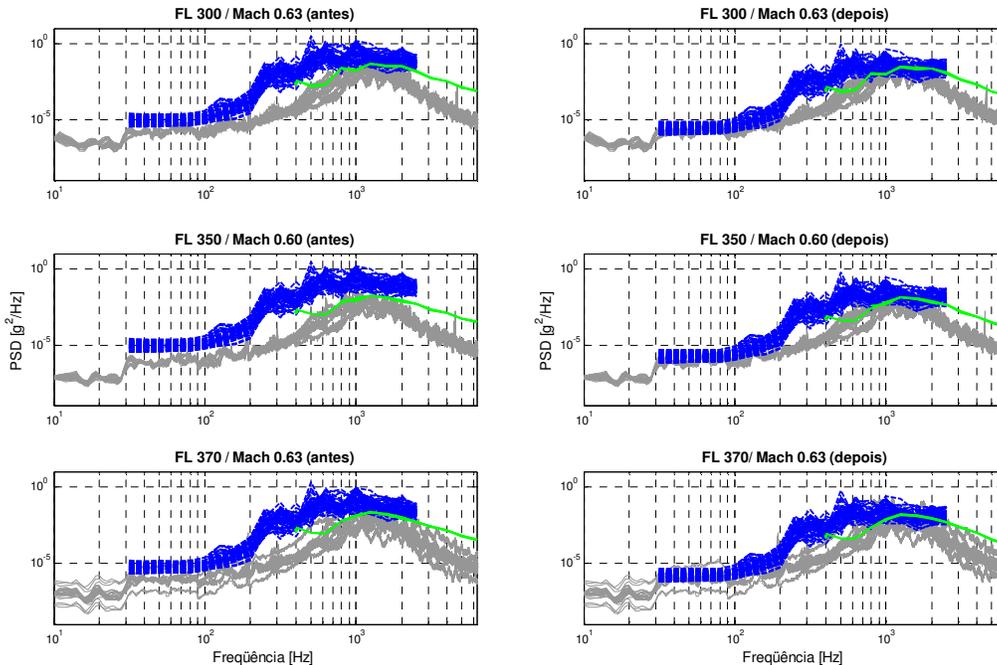


Figura 6.45 – Níveis de vibração: Experimental vs Chase [18] :

— Experimental; - - FEM; — SEA.

Os níveis vibratórios calculados a partir do modelo de Rackl & Weston são mostrados na Figura 6.46. Ao contrário dos modelos apresentados anteriormente, as previsões nas baixas frequências não foram satisfatórias mesmo após o ajuste dos coeficientes. Para frequências acima de 200 Hz, o modelo de Rackl & Weston consegue prever os níveis de vibração com boa precisão mesmo antes da otimização dos parâmetros. O modelo em questão é, perante aos anteriores, o que melhor impõe o comportamento da TBL na faixa entre 200 e 2000 Hz, mostrando também uma boa correlação entre as estimativas em FEM e SEA. É interessante notar que os novos coeficientes melhoram os resultados de SEA nesta faixa de frequência ao passo que prejudicaram levemente os resultados obtidos por FEM. Por fim, a partir de 2 kHz nota-se novamente uma divergência dos resultados de SEA. O modelo de Rackl & Weston, como dito anteriormente, é baseado no modelo de Efimtsov, logo utiliza também das equações (2.8) e (2.9) para determinação dos coeficiente de decaimento espacial. Embora também seja possível estimar a velocidade convectiva (Equação (2.13)) como uma variável em função da frequência, esta hipótese não está contemplada nos gráficos que seguem.

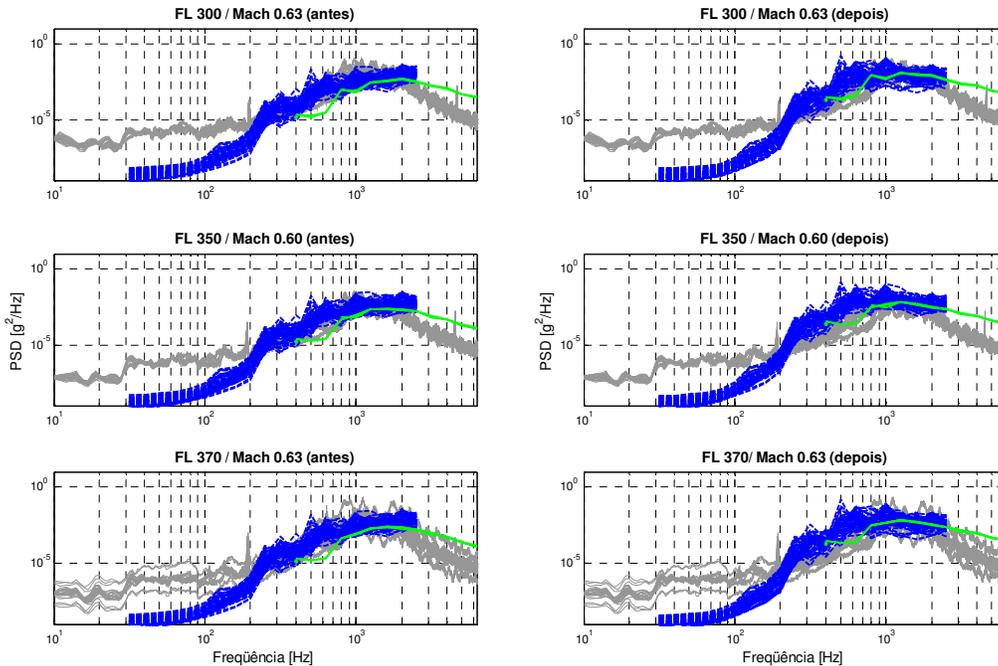


Figura 6.46 – Níveis de vibração: Experimental vs Rackl & Weston:

— Experimental; - - FEM; — SEA.

Como último modelo a ser apresentado neste item, o novo modelo desenvolvido (Equação (6.5)) neste trabalho é comparado na Figura 6.47. Por se tratar de um modelo elaborado a partir de Rackl & Weston, toma-se este último como padrão anterior ao ajuste. As mesmas considerações descritas para os resultados da Figura 6.46 são cabíveis aos próximos resultados. Os comparativos de vibração entre os modelos e o experimento seguem também a mesma tendência, mostrando que o novo modelo aqui proposto tem aplicabilidade confiável para a faixa de Strouhal, Mach e Reynolds do ensaio. A extrapolação desta faixa não foi investigada dos pontos de vista experimental e numérico.

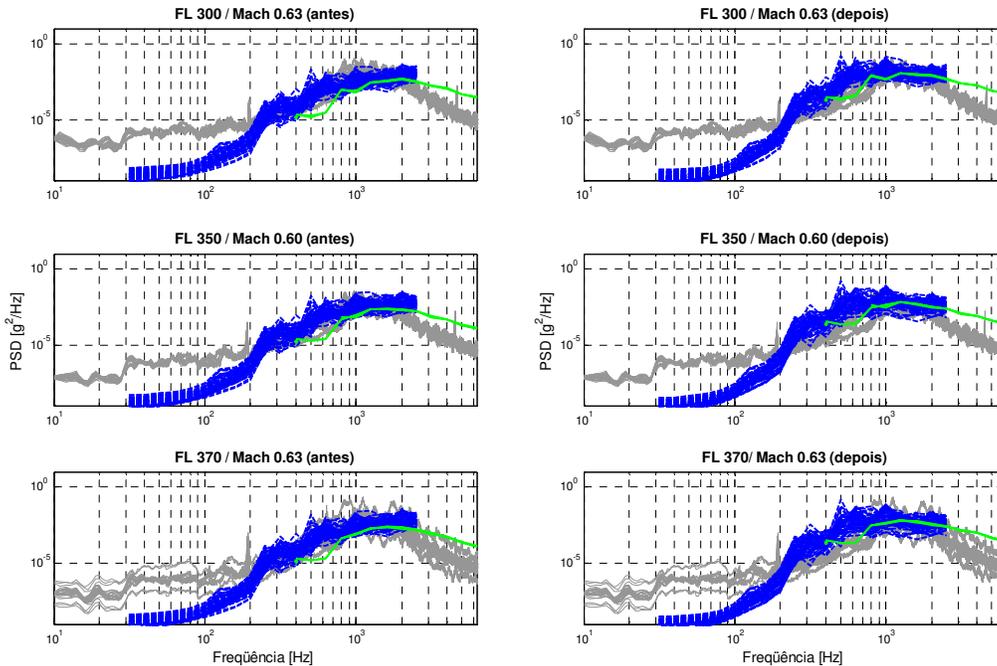


Figura 6.47 – Níveis de vibração: Experimental vs Proposto:

— Experimental; - - FEM; — SEA.

Finalmente, pode-se atribuir que os ajustes realizados nos modelos de excitação agregam melhoria significativa na modelagem de vibração forçada pela camada limite e que sua utilização é recomendada para representar aeronaves desta categoria.

6.7 DEMAIS CONSIDERAÇÕES A RESPEITO DA FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO

6.7.1 EFEITO DO RUÍDO DOS MOTORES

Embora houvesse o interesse em somente medir a flutuação de pressão decorrente do escoamento turbulento em torno da aeronave, os transdutores também estiveram sujeitos a outras fontes flutuações sonoras, principalmente decorrentes do ruído gerado pelos motores. No trabalho conduzido por Bhat [11], alguns de seus pontos de medição foram intensamente influenciados pelos motores e, conseqüentemente, não foram considerados em suas análises. Contribuiu para isto o fato de que a aeronave ensaiada apresentava os seus motores fixados à asa. Desta forma, a janela posterior e, também, aquela à frente da asa perceberam influência do ruído dos motores quando em velocidades menores.

Buscando avaliar o efeito dos motores na medição de pressão, foram estabelecidas as condições 2, 7 e 8 da Tabela 4.2. A condição 2 (FL 200, Mach 0,43) propõe-se a avaliar a influência do motor esquerdo nos microfones da janela (localizada no mesmo lado da

aeronave). Nesta condição a aeronave se manteve em vôo nivelado a uma mesma altitude, pois o motor direito foi mantido em operação de modo a garantir o mesmo Mach e, em teoria, o mesmo ângulo de ataque. Ressalta-se também que a velocidade da aeronave é a menor dentre as que seguem, isto significa dizer que, caso os motores introduzam ruído espúrio a camada limite, espera-se que seja mais pronunciado nesta condição.

Por fim, as condições 7 e 8 foram conduzidas a uma altitude maior (FL 350), em duas velocidades (Mach 0,60 e 0,63) e com ambos os motores operando em *flight idle*. Neste regime de operação a aeronave tomou uma trajetória de mergulho, partindo de 37000 ft e cruzando a altitude de 35000 ft. Logo, não é mais possível relacionar o ângulo de ataque da aeronave com o ângulo formado entre o vetor longitudinal dos microfones e as linhas de cisalhamento na superfície. Para cada velocidade foram realizados três mergulhos no objetivo de medir o sinal o mais próximo possível da altitude nominal (vide Apêndice B).

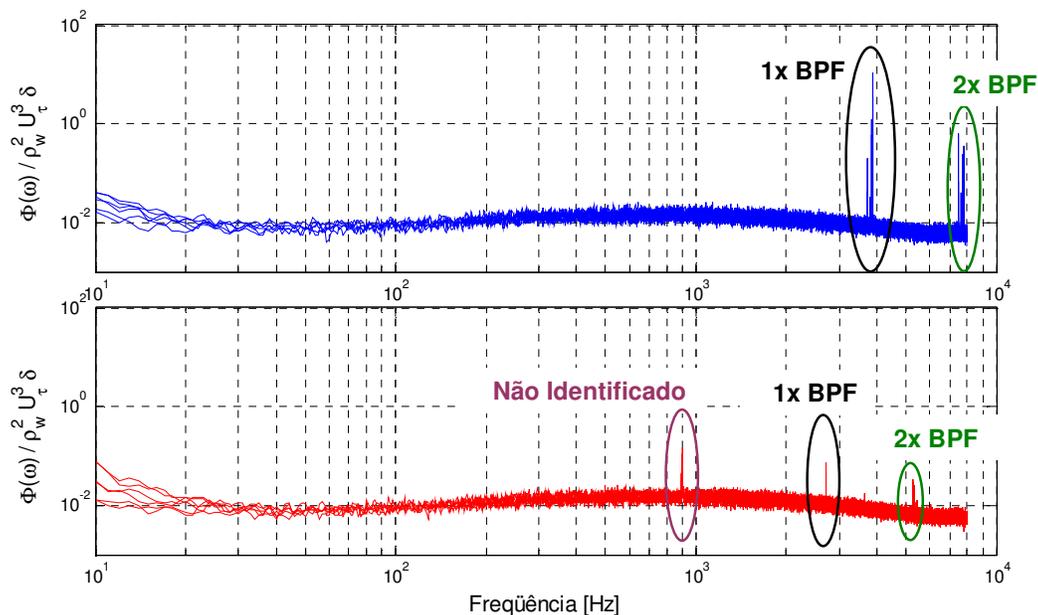


Figura 6.48 – Influência dos motores na flutuação de pressão (FL 200 Mach 0,43):

— E1 / E2 operando; — E1 *idle* / E2 operando.

A partir da análise da Figura 6.48, nota-se a presença de um tom causado pela frequência de passagem de pá do fan do motor (1x BPF), bem como sua primeira harmônica (2x BPF). Pequenas variações em torno desta frequência se devem a diferentes condições de operação dos motores para cada amostra de tempo tomada. As curvas azuis representam a condição onde ambos os motores estão operando a uma rotação de aproximadamente 15200 rpm. As curvas verdes indicam o motor direito (E2) e esquerdo (E1) operando em 17800 e 10800 rpm, respectivamente. Na condição E1 *idle*, o pico de BPF tem sua amplitude reduzida e sua frequência deslocada para frequências menores, como era esperado. Conclui-se ainda que, os transdutores de pressão no lado esquerdo não são afetados pelo ruído gerado no motor direito (E2), uma vez que não foi identificado nenhum pico de pressão perto da

freqüência de passagem de pá deste motor durante a condição de E1 *idle*. Com relação ao ruído gerado pela exaustão do motor, não é percebida nenhuma diferença significativa na flutuação captada pelo microfone. Por fim, nota-se um pico de pressão próximo a 900 Hz que não está atribuído a TBL e, portanto, também foi desconsiderado na modelagem da flutuação de pressão.

A Figura 6.49, por sua vez, apresenta os mesmos resultados para maiores altitudes e velocidades. Nesta condição, a freqüência de passagem de pá de acontece próximo a 4500 Hz e, portanto, sua primeira harmônica está fora da faixa de freqüência medida. Comparando com a condição da Figura 6.48, nota-se um drástica redução da amplitude do pico. Esta redução esta associada, principalmente a dois fatores: a velocidade relativa entre fonte e observador e a diferença no estado de operação do motor em virtude das condições atmosféricas [50]. Esta última talvez seja a mais importante para na explicação do fenômeno, podendo chegar a mais de 15 dB [51]. Na condição de mergulho (E1/E2 *idle*) a BPF é reduzida em termos de freqüência e amplitude, não aparecendo mais no espectro de pressão.

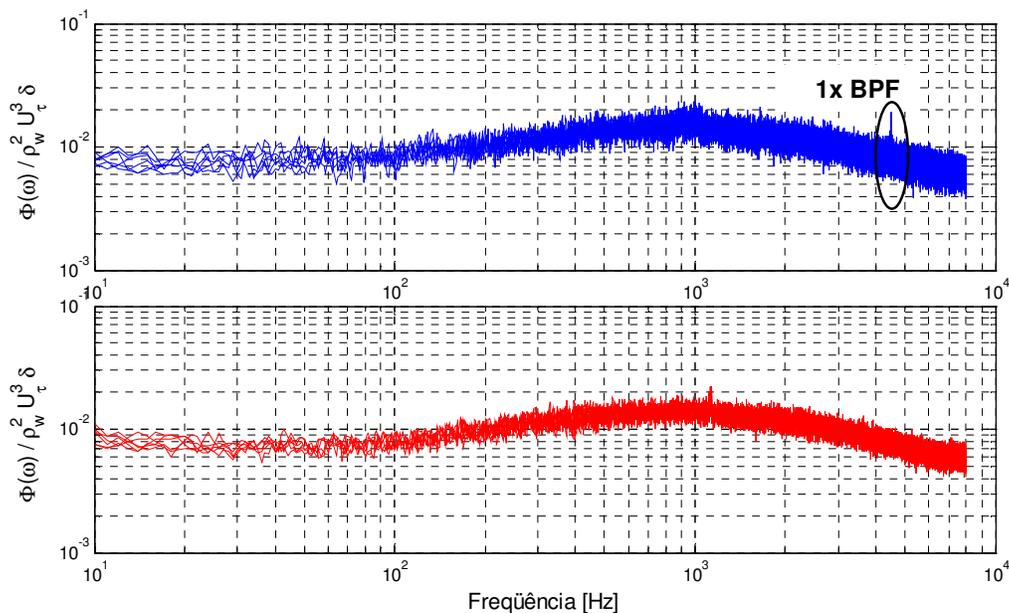


Figura 6.49 – Influência dos motores na flutuação de pressão (FL 350 Mach 0,60):

— E1 / E2 operando; — E1 /E2 *idle*.

Por fim, a Figura 6.50 traz os resultados para a condição de FL 350 e Mach 0,63. Neste caso, o pico de BPF não é percebido pelos microfones em nenhuma das condições. Foram também identificados alguns outros picos que não serão abordados neste documento, mas foram excluídos.

Concluindo, a menos dos picos gerados pelo motor, não foi identificada nenhuma interferência dos motores nos níveis de flutuação de pressão dos microfones. Desta forma, sob este aspecto, todas as medições foram válidas para o desenvolvimento de novos modelos de excitação devido à camada limite turbulenta.

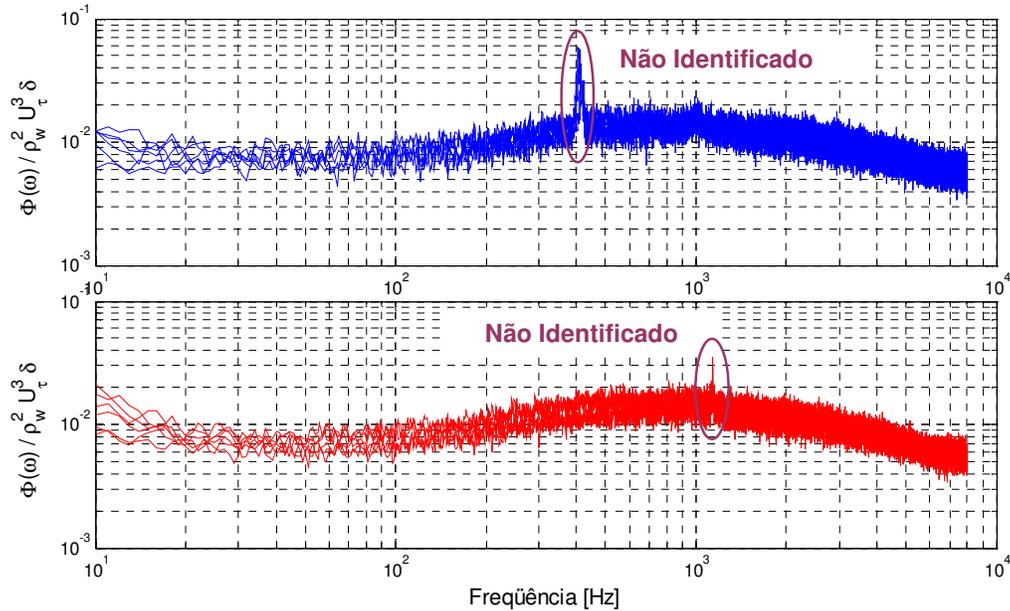


Figura 6.50 – Influência dos motores na flutuação de pressão (FL 350 Mach 0,63):

— E1 / E2 operando; — E1 /E2 idle.

6.7.2 VELOCIDADE CONVECTIVA EM FUNÇÃO DA FREQUÊNCIA

No item 6.2.2 foram apresentadas curvas de velocidade convectiva em função da frequência, assim como descrito por Efimtsov em um dos seus trabalhos. O item atual busca avaliar se os efeitos convectivos dentro da camada limite são melhores representados através de ondas dispersivas ou se a representação não-dispersiva é suficiente para esta classe de problemas. Para tanto, os resultados numéricos de vibração serão comparados com os resultados experimentais. Foram escolhidas as mesmas condições de validação da seção 6.6, todavia, apenas o novo modelo proposto (Tabela 6.5 e Tabela 6.6) foi investigado.

Os gráficos do item 6.2.2 indicam que a velocidade convectiva via correlação cruzada sofreu oscilações expressivas em baixa frequência. Por esta razão, não será tomada nenhum ajuste de parâmetros para as constantes a_8 , a_9 e a_{10} da Equação (2.12) e, portanto, os números de onda serão obtidos a partir da expressão estabelecida por Efimtsov. Esta hipótese é, de certa forma, conservadora no que diz respeito a diferenças no resultado de vibração, uma vez que a equação original tem maiores desvios em relação à velocidade constante que foi observada em vôo. Qualquer ajuste de parâmetros a partir de dados experimentais conduziria a velocidades convectivas mais próximas ao valor constante.

Como pode ser visto na Figura 6.51, pequenas diferenças nos níveis de vibração numéricos são notadas a partir de considerações à respeito da natureza do fenômeno convectivo. Desta forma, acredita-se que ambas as maneiras de calcular o número de onda convectivo são válidas para o objeto de estudo aqui tratado.

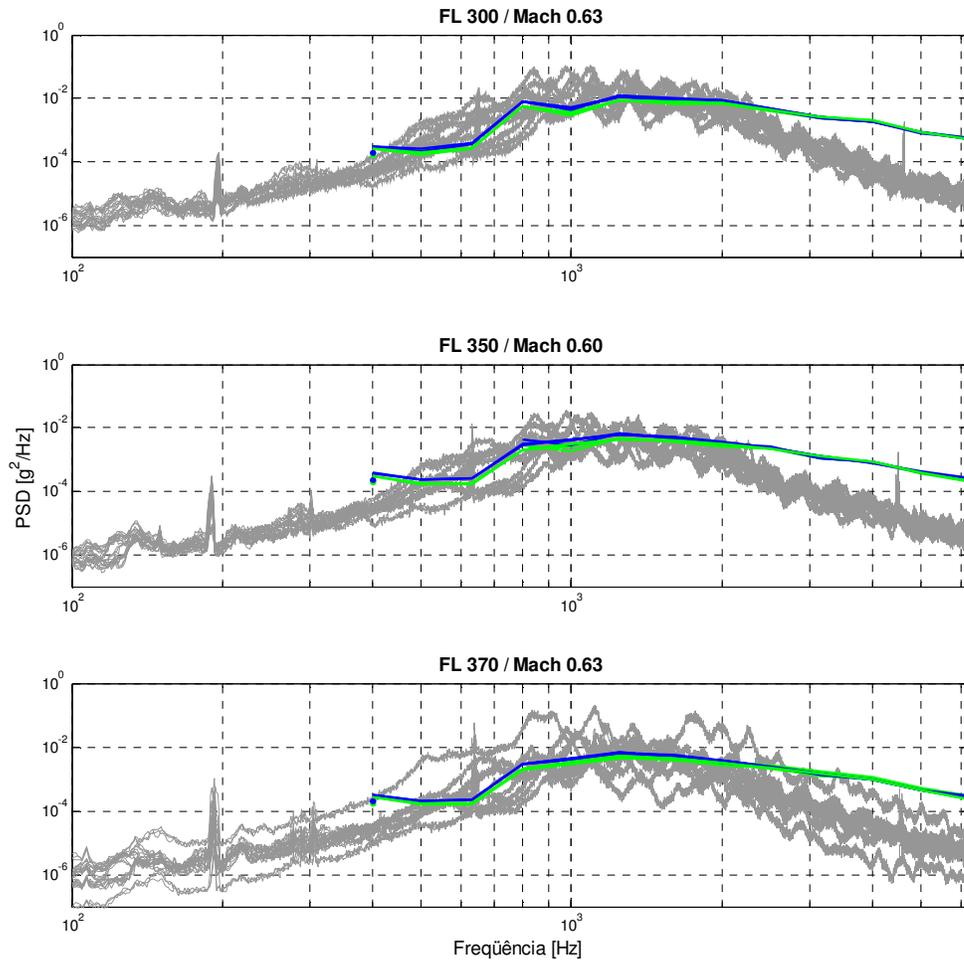


Figura 6.51 – Comparação dos níveis de vibração em função da representação do número de onda:
 — Experimental; — Numérico (não dispersivo); — Numérico (dispersivo).

6.7.3 EFEITO ÂNGULO DE ATAQUE

Apesar de o eixo longitudinal dos microfones estar alinhado com o eixo longitudinal da fuselagem, o fluxo de ar em torno da aeronave não necessariamente descreve uma trajetória paralela. Isto se deve ao ângulo de ataque que promove o desalinhamento entre o eixo dos microfones e o sentido do fluxo.

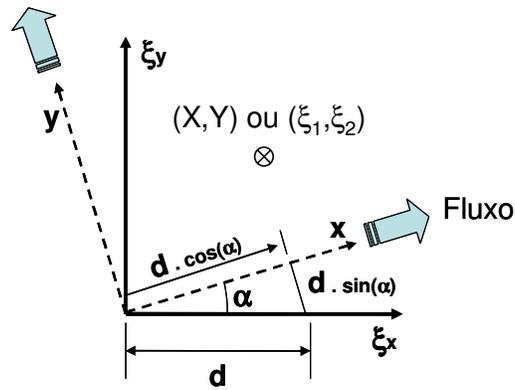


Figura 6.52 – Direção do fluxo em função do ângulo de ataque.

No trabalho de Bhat [11], o autor sugere a correção no número de onda convectivo em função do ângulo de ataque da aeronave. Para tanto, faz uma mudança de coordenadas conforme mostrado na Figura 6.52. O sistema de coordenadas (ξ_1, ξ_2) é formado pelo eixo de alinhamento dos microfones, ao passo que o eixo (x, y) é aquele descrito pelo fluxo local. Assim sendo, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} X &= \xi_x \cos(\alpha) + \xi_y \sin(\alpha) \\ Y &= \xi_y \cos(\alpha) - \xi_x \sin(\alpha) \end{aligned} \quad (6.6)$$

É possível, então, descrever número de onda convectivo em função do sistema de coordenadas descrito pelo array, conforme Equação (6.7).

$$\begin{aligned} k_{\xi_1} &= k_x \cos(\alpha) + k_y \sin(\alpha) \\ k_{\xi_2} &= k_y \cos(\alpha) - k_x \sin(\alpha) \end{aligned} \quad (6.7)$$

Fazendo o uso das equações acima, é definido para as condições 3, 5 e 6 (de acordo com a Tabela 4.2) os números de onda conforme a Tabela 6.9. Foram adotados os valores médios de ângulo de ataque obtidos em vôo durante o período de medição de pressão, disponibilizados no Apêndice B.

Tabela 6.9 – Número de onda convectivo baseado no ângulo de ataque.

Frequência [Hz]	FL 300 Mach 0,63		FL 350 Mach 0,60		FL 370 Mach 0,63	
	$k_{\xi 1}$	$k_{\xi 2}$	$k_{\xi 1}$	$k_{\xi 2}$	$k_{\xi 1}$	$k_{\xi 2}$
100	3,9	0,1	4,1	0,2	3,9	0,2
125	4,8	0,1	5,1	0,2	5,1	0,2
160	6,2	0,1	6,6	0,3	6,6	0,3
200	7,7	0,1	8,2	0,4	8,2	0,4
250	9,7	0,2	10,2	0,5	10,2	0,5
315	12,2	0,2	12,9	0,6	12,9	0,6
400	15,5	0,3	16,4	0,8	16,4	0,8
500	19,3	0,3	20,5	1,0	20,5	1,0
630	24,3	0,4	25,8	1,2	25,8	1,2
800	30,9	0,5	32,8	1,6	32,8	1,6
1000	38,6	0,7	41,0	2,0	41,0	2,0
1250	48,3	0,8	51,2	2,5	51,2	2,5
1600	61,8	1,0	65,5	3,1	65,5	3,1
2000	77,3	1,3	81,9	3,9	81,9	3,9
2500	96,6	1,6	102,4	4,9	102,4	4,9
3150	121,7	2,1	129,0	6,2	129,0	6,2
4000	154,5	2,6	163,8	7,8	163,8	7,8
5000	193,2	3,3	204,8	9,8	204,8	9,8
6300	243,4	4,1	258,0	12,4	258,0	12,4

Os resultados podem ser vistos na Figura 6.53. Da mesma maneira que o item anterior, não foi possível identificar nenhum acréscimo de concordância a partir da consideração do ângulo de ataque na projeção do número de onda no eixo de coordenadas do da fuselagem. As variações entre abordagens são pequenas e, por esta razão, podem ser ambas utilizadas na modelagem de TBL para esta classe de problema.

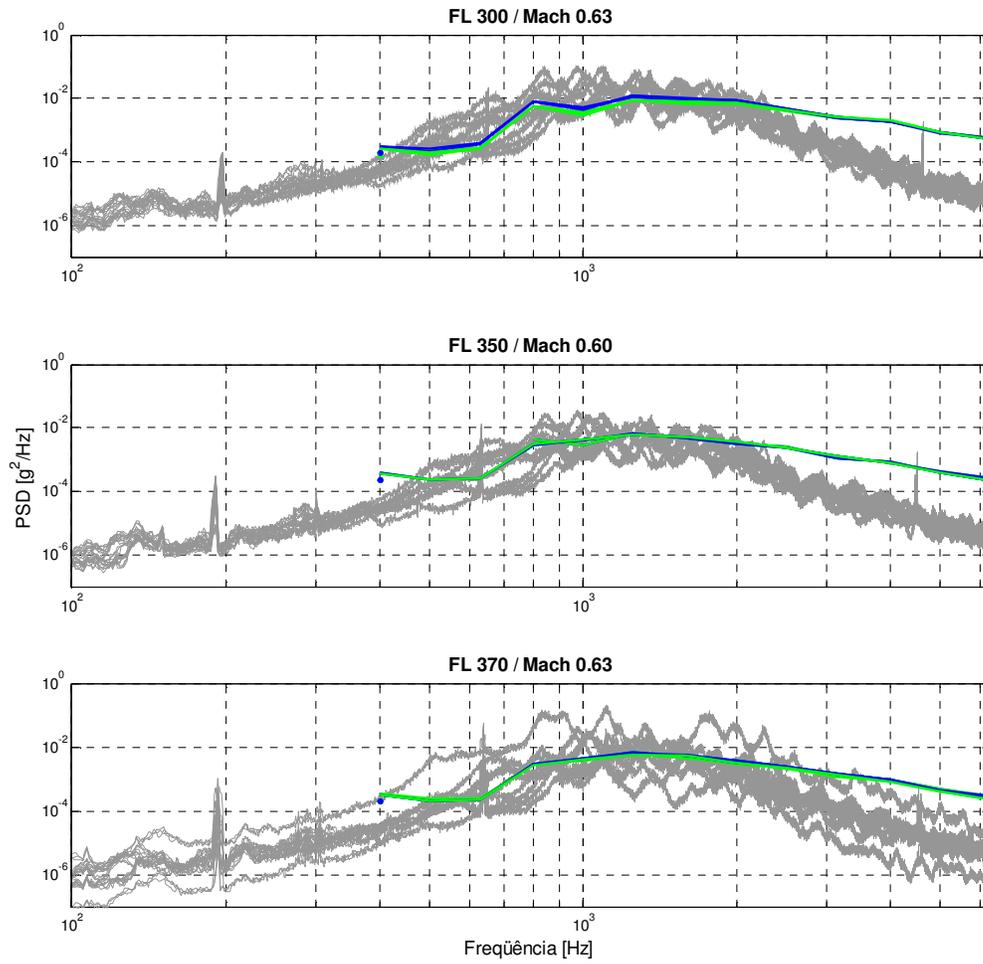


Figura 6.53 – Influência do ângulo de ataque nos níveis de vibração:
 — Experimental; — Numérico ($\alpha = 0^\circ$); — Numérico (α experimental).

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste capítulo serão expostas as conclusões finais, assim como, recomendações para trabalhos que venham a suceder este. A presente pesquisa investigou teórica e experimentalmente o comportamento da flutuação de pressão e sua contribuição como fonte de excitação em estruturas flexíveis.

7.1 CONCLUSÕES

7.1.1 MODELOS ANALÍTICOS PARA EXCITAÇÃO TURBULENTA

Decorrente da grande variedade de modelos de excitação turbulenta, principalmente no que diz respeito às flutuações de pressão, é possível perceber que a escolha de um único modelo como forma de representar a fonte de excitação não é uma tarefa simples. Esta diversidade é justificada porque muitos autores buscaram em seus experimentos cobrir faixas de validade diferentes.

Em resumo, a faixa de validade de cada modelo está relacionada com as seguintes grandezas adimensionais: Reynolds, Strouhal e Mach. Este último é talvez o mais importante dos parâmetros classificatórios do escoamento, pois caracteriza o escoamento como subsônico, transônico, sônico ou supersônico. Cada uma destas condições possui comportamento particular que deve ser estudado com a devida atenção. Alguns modelos buscam cobrir mais de um regime do escoamento.

Cabe ao analista identificar qual o modelo de excitação turbulenta é mais apropriado para sua condição e, na ausência de conhecimento ou em uma condição bem particular de escoamento, é imprescindível que experimentos sejam realizados no intuito de identificar qual a melhor representação do fenômeno.

Como característica comum a todos os modelos, suas validações foram sempre feitas em geometrias simplificadas, tais como placas planas e cilindros, ou ainda em aeronaves de grandes dimensões, onde o comportamento do escoamento assemelha-se àqueles

encontrados em geometrias simplificadas. Nenhum experimento foi conduzido em aeronaves de pequeno porte onde as mudanças geométricas têm grande influência no espectro de excitação.

7.1.2 INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL

Dentre os desafios encontrados no estudo de fenômenos de excitação turbulenta, a investigação experimental é, talvez, aquele onde as preocupações são mais acentuadas. A identificação das condições de ensaio, a escolha dos equipamentos, a construção dos dispositivos auxiliares e sua montagem, o ajuste de aquisição do sinal, entre outros, devem ser cuidadosamente especificados para que a medição tenha êxito.

As condições de ensaio devem ser escolhidas de acordo com a faixa de utilização destes modelos quando em análises de engenharia posteriores. Por conta disto, buscou-se cobrir as condições mais próximas a de cruzeiro típico da aeronave. Nota-se que todas as condições testadas apresentaram níveis de flutuação de pressão próximos, assim como a forma do espectro.

Através de parâmetros do escoamento é possível adimensionalizar os espectros e identificar um comportamento comum e coeso para todas as medições. Embora diferentes maneiras de adimensionalização foram propostas em trabalhos anteriores, neste adotou-se aquela baseada nos efeitos viscosos na região próxima à parede. Estas variáveis adimensionais mostraram melhor coesão dos resultados visto que estão mais relacionadas aos efeitos turbulentos para a faixa de Strouhal estudada.

Algumas condições de vôo foram introduzidas para avaliar se o ruído provocado pelo motor produziria alterações no espectro percebido pelos microfones. Condições de mergulho e retirada de motor mostraram que somente o ruído tonal devido à passagem de pás do *fan* é perceptível aos microfones. Assim sendo, o ruído devido a expansão do jato que poderia vir a prejudicar o ensaio não é fonte espúria no sinal medido. Com relação ao BPF, este ruído é facilmente identificado e removido das análises.

A escolha dos equipamentos, principalmente a do microfone externo, é essencial para o sucesso do ensaio. Estes microfones devem suportar elevados níveis de flutuação de pressão com resposta estendida para altas frequências. Faixas extremas de temperatura também são condições de seleção para estes equipamentos, visto que é possível atingir temperaturas de até -55° C. Construtivamente, estes transdutores devem ter dimensões reduzidas por dois motivos principais: primeiramente para acomodar-se aos raios de curvatura da fuselagem e, por último, para que este não seja tão maior que as estruturas turbulentas do escoamento, o que tornaria as correções de Corcos muito severas.

Nota-se nos trabalhos anteriores que a preocupação com a intrusão do microfone no escoamento é fonte de erro significativa no espectro turbulento e, portanto, deve ser levada em consideração na especificação do projeto da instalação dos transdutores.

Outro aspecto que deve ser levado em consideração é o distanciamento entre os microfones no *array* da janela de medição. É desejável mantê-los próximos para que exista coerência entre os sinais percebidos. Por outro lado, é importante que exista um afastamento mínimo para que a taxa de amostragem não precise ser tão alta. À medida que o número de Mach aumenta, esta limitação se torna ainda mais restritiva. Afastamentos maiores também devem ser introduzidos para aumentar a faixa de validade dos resultados de decaimento espacial.

Os autores estudados também buscaram realizar seus ensaios em diferentes posições da aeronave, desta forma abrangem uma maior faixa de validade de Strouhal sem modificar a taxa de aquisição do sinal. Este tipo de análise não pôde ser realizada neste trabalho devido a limitação de transdutores e ao tamanho reduzido da aeronave.

7.1.3 FONTES DE ERRO ASSOCIADAS À MEDIÇÃO

Em face das dificuldades experimentais descritas no item anterior, despontam-se algumas fontes de erros que podem estar presentes nos dados experimentais. Basicamente, estas fontes estão relacionadas a efeitos de instalação da janela metálica e dos microfones.

As saliências entre a janela e os microfones, descritas na Figura 4.3, foram levemente superiores àquelas especificadas no projeto da janela metálica e no projeto de instalação. A medição desta discrepância foi feita na própria aeronave através de um relógio comparador, o que foi uma tarefa bastante difícil de realizar, pois a curvatura da aeronave não favorece uma medição precisa, principalmente nas medições na direção circunferencial. Por esta razão, acredita-se que estes números não sejam totalmente representativos do alinhamento, apenas indicam a ordem de grandeza da saliência e o alinhamento dos microfones. Acredita-se que o desalinhamento tenha introduzido alguma variação nos níveis de flutuação de pressão, correlação cruzada e coerência, entretanto, é muito difícil quantificar este tipo de erro sem ensaios controlados em túneis de vento.

Também ligado ao microfone, sua dimensão pode introduzir algum tipo de distorção no sinal medido, principalmente nas altas frequências onde a dimensão das escalas turbulentas é muito menor que o diâmetro do transdutor. Esta característica fez com que as correções de Corcos sejam bastante rigorosas nas altas frequências. Possíveis erros derivados desta limitação são refletidos principalmente nos espectros de flutuação e correlação cruzada.

Para o cálculo da velocidade convectiva a partir da correlação temporal, observou-se que a taxa de aquisição do sinal poderia ter sido um pouco maior, principalmente para pequenas distâncias entre os microfones. Acredita-se que estes erros podem ter chegado até 15% dos valores da velocidade convectiva.

7.1.4 AJUSTE DE MODELOS TURBULENTOS E VALIDADE DE APLICAÇÃO

De uma maneira em geral, os modelos existentes baseiam-se em correlações semi-empíricas para estimar alguns parâmetros do escoamento que não são factíveis de medir ou calcular através de expressões analíticas. A abordagem através deste caminho traz resultados relativamente coerentes e apropriados para a maior parte dos problemas de interesse. Todavia, o uso de CFD para calcular localmente algumas das propriedades permite uma melhor estimativa dos valores. Esta conclusão pode ser percebida através das comparações entre resultados semi-empíricos e numéricos da espessura da camada limite, do coeficiente de fricção e da temperatura do fluido na parede. Estas diferenças são ainda maiores quando as variações geométricas da aeronave tornam-se mais complexas, alterando ainda mais o comportamento local do escoamento. Percebe-se um campo fértil para o uso de CFD nestas simulações, visto o avanço computacional das últimas décadas.

Os modelos propostos vêm representar a faixa subsônica do escoamento, com valores mínimo e máximo de $2,1 \cdot 10^7$ a $2,9 \cdot 10^7$, respectivamente, para Reynolds. Para o número de Strouhal ($\omega \delta / U_\tau$) abrange uma região entre $5,1 \cdot 10^{-2}$ e $6,0 \cdot 10^{-2}$.

Para a velocidade convectiva foi possível aplicar duas técnicas de medição. Para a primeira, através da correlação temporal, acredita-se que uma maior taxa de amostragem traria resultados melhores no tempo de atraso entre os sinais de microfones adjacentes. Por outro lado, fazendo o uso do espectro cruzado, percebe-se que a fase apresenta fortes variações principalmente nas altas e baixas frequências. Estas variações forçam a aplicação de uma curva de ajuste polinomial nas partes real e imaginária e, portanto, a reconstrução da fase. Ainda assim, o resultado não pode ser devidamente predito em frequências muito baixas e também nas altas. Fundamentalmente, estas limitações devem-se à baixa coerência do sinal nestas regiões do espectro de frequência.

Ambas as técnicas, via correlação temporal e via espectro cruzado, forneceram valores comparáveis entre si. Os resultados mostraram-se no limite superior da faixa de coeficiente convectivo encontrado na literatura. Comparando o modelo de Efimtsov, percebe-se que em frequências mais altas ($\sim 3,5$ kHz) os valores medidos tendem a convergir para os valores do modelo. Logo, acredita-se que as constantes de Efimtsov são representativas para o caso em análise e que as diferenças nas baixas frequências são decorrentes de limitações da medição.

Quanto aos coeficientes de decaimento espacial, comprovou-se que o formato sugerido por Efimtsov é devidamente apropriado para o fenômeno. Contudo, nota-se que há um deslocamento da região de máxima coerência para frequências menores. Com base no experimento, novos coeficientes de Efimtsov foram sugeridos e mostraram resultados mais adequados. Particularmente para o decaimento na direção circunferencial, os coeficientes originais de Efimtsov mostram-se muito pobres na representação do fenômeno, inclusive divergindo dos resultados mostrados por Bull [22]. Atribui-se esta baixa representatividade ao

desalinhamento do fluxo e aos efeitos de destruição e de reconstrução das estruturas turbulentas nesta direção. Ainda para a direção circunferencial, não foi possível identificar a constante a_7 , pois nenhuma condição cobriu a faixa superior a Mach 0,75.

Para o espectro de flutuação de pressão, quando comparados aos resultados experimentais, nota-se que os modelos existentes não representam a forma da curva obtida em vôo. Todavia, verifica-se que o experimento encontra-se dentro do envelope formado por todos os modelos.

Processos de ajuste de parâmetros foram aplicados em alguns dos modelos semi-empíricos com sucesso. Foram escolhidos os modelos de Rackl & Weston, Chase e Maestrello, sendo que as novas constantes proporcionaram melhor concordância com o resultado das medições.

Adicionalmente, a partir do modelo de Rackl & Weston, foi proposto um novo modelo que apresentou excelente concordância com os resultados experimentais, principalmente na faixa entre 200 e 2000 Hz. Para este novo modelo, foi incluído um parâmetro capaz de controlar a abertura do pico de banda larga observado no espectro de flutuação.

Avaliações acerca da interferência do ruído dos motores nos níveis de pressão foram conduzidas e, como conclusão, foi identificado que este efeito não invalida a análise dos modelos de TBL. Apenas o ruído de passagem de pá pode-se ser percebido, principalmente quando aeronave encontra-se em altitude e velocidades menores. Felizmente, este tipo de interferência é facilmente tratado na análise de sinais. Não foi detectada a presença de ruído de exaustão no sinal de pressão.

Estudos a respeito da abordagem do número de onda de convecção mostraram que tanto a representação não-dispersiva quanto a representação dispersiva apresentam resultados satisfatórios para os casos tratados neste documento. A respeito do ângulo de ataque como variável para determinar o alinhamento do fluxo com o eixo dos subsistemas, pode-se observar que esta abordagem não acrescenta melhoria significativa nos resultados de vibração calculados através dos modelos SEA. Talvez maiores valores de ângulo de ataque possam propiciar variação significativa.

7.1.5 MODELAGEM VIBRATÓRIA DA EXCITAÇÃO DA TBL

Foram desenvolvidos modelos em FEM e SEA para estimativa dos níveis vibratórios. A escolha de diferentes métodos se deve a aplicabilidade de cada um deles, sendo o primeiro aplicável a baixas frequências e o segundo para médias e altas. Em ambas as análises foram modeladas somente parte da aeronave em virtude da energia estar quase uniformemente distribuída ao longo de toda fuselagem, sendo que esta, por sua vez, também não apresenta grandes variações das suas propriedades.

Os resultados simulados sob as diferentes metodologias foram comparados com os resultados experimentais e mostram boa correlação até a faixa de frequência de 2 kHz. Os modelos de Maestrello e Chase conseguiram representar melhor as excitações até a frequência de 200 Hz. Por outro lado, seus resultados via FEM não foram tão satisfatórios até 800 Hz. No entanto, as correlações com SEA foram adequadas para esta faixa de frequência, estendendo-se até 2 kHz. A partir desta frequência, os resultados numéricos mostraram-se superiores aos experimentados em vôo. Também foi utilizado o modelo Rackl & Weston nestas comparações. Este não se mostrou tão eficiente para frequências menores que 200 Hz, porém, seus resultados entre 200 e 2000 Hz são fortemente compatíveis com aqueles do ensaio. Da mesma maneira, o modelo diverge acima de 2 kHz.

O novo modelo proposto, da mesma forma que seu modelo base, representa adequadamente a faixa entre 200 e 2000 Hz. Sugere-se aplicá-lo nas mesmas condições ensaiadas, sendo que sua extrapolação deve ser previamente avaliada.

Acredita-se que as discrepâncias a partir de 2 kHz podem estar associadas a erros de medição ou até mesmo no processo de modelagem.

7.1.6 SUMÁRIO DAS CONCLUSÕES

Resumidamente, conclui-se deste trabalho que:

- A escolha de um único modelo de excitação não é uma tarefa trivial;
- a investigação experimental deve ser cuidadosamente conduzida;
- o regime de ensaio deve compreender toda a faixa de interesse ($Re = 2,1 \times 10^7 \sim 2,9 \times 10^7$ / Strouhal = $5,1 \times 10^{-2} \sim 6,0 \times 10^{-2}$ / Mach = 0,43 ~ 0,63);
- é importante utilizar dimensões reduzidas do microfone;
- embora não comprovada, o desalinhamento do microfone foi maior do que o especificado;
- deve-se manter os microfones próximos e aumentar a taxa de amostragem;
- apenas ruído tonal interfere no espectro de pressão;
- a adimensionalização facilita a compreensão dos resultados;
- para a velocidade convectiva, ambas as técnicas de cálculo forneceram valores comparáveis entre si, próximos a 0,85;
- a forma dos coeficientes de decaimento espacial de Efimtsov são apropriadas, porém suas constantes requerem ajustes. A direção circunferencial tem resultados maiores do que o previsto por Efimtsov e próximos aqueles identificados por Bull;

- a flutuação de pressão experimental encontra-se dentro do envelope formado por todos os modelos;
- um novo modelo, baseado em Rackl & Weston, foi determinado e mostrou bons resultados, principalmente na faixa de maior energia (200 e 2000 Hz);
- as otimizações melhoraram a representatividade dos modelos de flutuação;
- ambas as representações, não-dispersiva e dispersiva, da velocidade convectiva apresentam resultados satisfatórios;
- a modelagem de uma parte da fuselagem mostrou-se suficiente para os modelos numéricos;
- a comparação da vibração mostrou boa correlação até a frequência de 2 kHz (SEA e FEM);
- discrepâncias a partir de 2 kHz podem estar associadas a erros de medição ou até mesmo no processo de modelagem.

7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A complexidade e a importância do estudo da excitação turbulenta em estruturas aeronáuticas permitem que uma série de novas propostas de trabalhos surja para completar o conhecimento atual. Este item traz algumas sugestões de trabalhos futuros seguindo a mesma linha de pesquisa desta tese.

No âmbito experimental, sugere-se que os ensaios tenham maior abrangência no que diz respeito às regiões de medição. Tomadas de pressão em diferentes pontos distribuídos na direção circunferencial podem revelar comportamentos particulares. No que diz respeito a aeronaves pequenas, esta consideração pode contribuir no mapeamento da flutuação de pressão em locais onde efeitos de aceleração são bem pronunciados.

Quanto ao processamento de sinais, é aconselhado que a frequência de amostragem seja de, no mínimo, o dobro do valor considerado para as mesmas configurações testadas neste trabalho.

A utilização de microfones de menor diâmetro pode contribuir a minimizar erros devido à correção e até mesmo devido ao desalinhamento com a janela metálica. O desenvolvimento de transdutores apropriados para tal ensaio também é um campo a ser explorado. A utilização de um array com maior número de microfones pode vir a contribuir com novos resultados uma vez que permitirá entender melhor o comportamento das estruturas turbulentas sob distâncias maiores e menores, além do comportamento na direção circunferencial.

Buscando levantar curvas de influência do desalinhamento entre microfone e a janela em função de Strouhal, propõe-se investigar através de ensaios em túnel de vento sob condições controladas, mas também ensaios em vôo podem constatar os mesmos efeitos. A possibilidade de levantar estas curvas através de simulações transientes em CFD é passível de investigação utilizando-se modelos simplificados.

Com relação às condições de vôo, pode-se realizar um estudo com aeronaves de pequeno porte que atinjam maiores velocidades a fim de comprovar os efeitos locais do escoamento em condições transônicas e sônicas.

Com respeito ao processo de ajuste de parâmetros da camada limite, sugere-se realizar um procedimento de otimização que compute simultaneamente comparações de flutuação de pressão, correlação cruzada, coerência e vibração da fuselagem. Para tanto, é necessário fazer uso dos autovetores e autovalores modais da estrutura e acoplá-los ao carregamento dinâmico.

Quanto processo de modelagem, pode-se utilizar na modelagem em FEM diferentes condições de contorno nas extremidades do domínio espacial buscando uma representação aleatória dos níveis de vibração médios encontrados em uma população de subsistemas semelhantes.

Buscando estudar a divergência dos níveis de vibração para frequências superiores a 2 kHz, sugere-se realizar um estudo experimental para melhor detalhamento da estrutura bem como o levantamento dos níveis de amortecimento.

Futuramente, com o avanço computacional e das técnicas de simulação, sugere-se realizar soluções transientes para capturar a flutuação de pressão em função do tempo e caracterizar a TBL através de modelagem puramente numérica. Nas análises CFD aqui realizadas, sugere-se que sejam incluídos os motores e a empenagem traseira.

No intuito de estender a faixa de aplicação do modelo de TBL proposto, propõe-se investigar sua extrapolação a partir de simulações numéricas ou, se possível, através de ensaios em vôo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] **J. F. Wilby**, *Aircraft Interior Noise*. Journal of Sound and Vibration, 190 (3), 545-564, November 2005.
 - [2] **L. Maestrello**, *Measurement Of Noise Radiated By Boundary Layer Excited Panels*. Journal of Sound and Vibration, 2 (2), 100-115, 1965.
 - [3] **H. G. Davies**, *Sound from TBL Excited Panels*. The Journal of the Acoustical Society of America, 3 (2), 878-889, 1971.
 - [4] **B. M. Efimtsov & S. E. Shubin**, *Experimental Study of the Vibration and Sound Radiation of a Plate in a Turbulent Pressure-Fluctuation Field*. Soviet Physics Acoustics, 23 (4), 334-337, 1977.
 - [5] **F. W. Grosveld**, *Plate Acceleration and Sound-Transmission Due to Random Acoustic and Boundary-Layer Excitation*. AIAA Journal, 30 (3), 601-607, 1992.
 - [6] **G. Robert**, *Turbulent Wall Pressure Induced Acoustics And Vibrations*. Proceedings ICA, 95 (4), 521-524, 1984.
 - [7] **C. Durant, G. Robert, P. J. T. Filippi & P. O. Mattei**, *Vibroacoustic Response Of A Thin Cylindrical Shell Excited By A Turbulent Internal Flow*. Journal of Sound and Vibration, 229 (5), 1115-1155, 2000.
 - [8] **G. Cousin**, *Sound from TBL Induced Vibrations*. 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 1998, Toulouse, France.
 - [9] **F. Han, R. J. Bernhard & L. G. Mongeau**, *Prediction of Flow-Induced Structural Vibration and Sound Radiation Using Energy Flow Analysis*. Journal of Sound and Vibration, 227 (4), 685-709, 1999.
 - [10] **T. L. Lewis, J. B. Dods & R. D. Hanly**, *Measurements of Surface-Pressure Fluctuations on the X-70 Airplane at Local Mach Number up to 2.45*. NASA/TN D-7226, March 1973
 - [11] **W. V. Bhat**, *Flight Test Measurement of Exterior Turbulent Boundary Layer Pressure Fluctuations on Boeing Model 737 Airplane*. Journal of Sound and Vibration, 14 (4), 439-457, 1971.
-

-
- [12] **J. F. Wilby & F. L. Gloyna**, *Vibration Measurements of an Airplane Fuselage Structure, Turbulent Boundary Layer Excitation*. Journal of Sound and Vibration, 23 (4), 443-466, 1972.
- [13] **T. L. Lewis & N. J. McLeod**, *Flight Measurements of Boundary-Layer Noise on the X-15*. NASA/TN D-3364, March 1966
- [14] **R. Rackl & A. Weston**, Modeling of Turbulent Boundary Layer Surface Pressure Fluctuation Auto and Cross Spectra – Verification and Adjustments Based on TU-144LL Data. NASA/ CR-2005-213938, December 2005.
- [15] **J. A. Cockburn**, *Vibration Response of Spacecraft Shrouds to In-flight Fluctuating Pressure*. Journal of Sound and Vibration, 33 (4), 399-425, 1974.
- [16] **G. M. Corcos**, *The Structure of the Turbulent Pressure Field in Boundary Layer Flows*. Journal of Fluid Mechanics, 18 (3), 353-378, 1964.
- [17] **L. Maestrello**, *Radiation From and Panel Response to a Supersonic Turbulent Boundary Layer*. Journal of Sound and Vibration, 10 (2), 261-295, 1969.
- [18] **D. M. Chase**, *Modeling the Wavevector-Frequency Spectrum of Turbulent Layer Wall Pressure*. Journal of Sound and Vibration, 70, 29-67, 1980.
- [19] **D. M. Chase**, The Character of The Turbulent Wall Pressure at Subconvective Wavenumbers and a Suggested Comprehensive Model. Journal of Sound and Vibration, 112, 125-6147 1987.
- [20] **J. E. Ffowcs Williams**, *Boundary Layer Pressures and the Corcos Model: a Development to Incorporate Low Wavenumber Constraints*. Journal of Fluid Mechanics, 125, 9-25, 1982.
- [21] **A. V. Smol'yakov & V. M. Tkachenko**, *Model of a Field of Pseudosonic Turbulent Wall Pressures and Experimental Data*. Soviet Physics Acoustic, 37(6), 627-631, 1991.
- [22] **M. K. Bull**, *Wall Pressure Fluctuations Associated with Subsonic Turbulent Boundary Layer Flow*. Journal of Fluid Mechanics, 28 (4), 719-754, 1967.
- [23] **B. M. Efimtsov**, *Characteristic of the Field of Turbulent Wall Pressure Fluctuations at Large Reynolds Numbers*. Soviet Physics Acoustics, 28 (4), 289-292, August 1982.
- [24] **A. O. Borisyuk & V. T. Grinchenko**, *Vibration and Noise Generation by Elastic Elements Excited by a Turbulent Flow*. Journal of Sound and Vibration, 204 (2), 213-137, 1997.
- [25] **W. R. Graham**, *A Comparison of Models for the Wavenumber–Frequency Spectrum of Turbulent Boundary Layer Pressures*. Journal of Sound and Vibration, 206 (4), 541-565, 1997.

- [26] **A. L. Langanelli & H. Wolfe**, *Prediction of Fluctuating Pressure in Attached and Separated TBL Flow*. AIAA 12th Aeroacoustics Conference, 1989
- [27] **P. W. Goodwin**, *An In-Flight Supersonic TBL Surface Pressure Fluctuation Model*. Contract No. NAS1-20013, Boeing Document No. D6-81571, 1994.
- [28] **F. Birgersson, N. S. Ferguson, S. Finnveden**, *A Model of Wall Pressure Correlation for Prediction of Turbulence-Induced Vibration*. Journal of Fluids and Structures, 20, 1127-1143, 2005.
- [29] **B. M. Efimtsov**, Similarity Criteria for the Spectra of Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer. Akustichesky Zhurnal, 30 (1), 1984.
- [30] **L.J. Peltier & S.A. Hambric**, *Estimating Turbulent-Boundary-Layer Wall-Pressure Spectra From CFD RANS Solutions*. Journal of Fluids and Structures 23, 920–937, 2007.
- [31] **M. S. Howe**, *Acoustics of Fluid–Structure Interactions*. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [32] **S. Caro, A. Ramonda, F. Pérot, S. Vergne & M. Pechabat**, TBL Noise Generated by a Simplified Side Mirror Configuration and Acoustic Transfer Through the Window: Modelling Using Actran and Fluent. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference), May 2006, Cambridge, Massachusetts.
- [33] **G. M. Corcos**, *Resolution of Pressure in Turbulence*. The Journal of the Acoustical Society of America, 35 (2), 192-199, 1963.
- [34] **W. V. Bhat & J. F. Wilby**, Interior Noise Radiated by an Airplane Fuselage Subjected to Turbulent Boundary Layer Excitation and Evaluation of Noise Reduction Treatments. Journal of Sound and Vibration, 18 (4), 449-464, 1971.
- [35] **S N. Y. Gerges**, *Ruído: Fundamentos e Controle*. NR Editora, 2ª. Edição, 2000.
- [36] **S. A. Rizzi, R. G. Rackl & E. V. Andrianov**, *Flight Test Measurements From the Tu-144LL Structure/Cabin Noise Experiment*. NASA/TM-2000-209858, January 2000.
- [37] **S. A. Rizzi, R. G. Rackl & E. V. Andrianov**, *Flight Test Measurements From the Tu-144LL Structure/Cabin Noise Follow-On Experiment*. NASA/TM-2000-209859, February 2000.
- [38] **B. M. Efimtsov, A. Y. Golubev, S. A. Rizzi, A.O. Andersson, R.G. Rackl, E. V. Andrianov**, *Influence of Small Steps on Wall Pressure Fluctuation Spectra Measured on Tu-144LL Flying Laboratory*. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, June 2002, Breckenridge, CO.
- [39] **B. M. Efimtsov, A. Y. Golubev, S. A. Rizzi, A.O. Andersson, R.G. Rackl, E. V. Andrianov**, *Effect of Transducer Flushness on Measured Surface Pressure Fluctuations in Flight*. AIAA.

- [40] **S. F. Wu, G. Wu, M. M. Puskarz & M. E. Gleason**, *Noise Transmission Through a Vehicle Side Window Due to a Turbulent Boundary Layer Excitation*. Journal of Vibration and Acoustics, Transactions of the ASME, 119:557-562, 1997.
- [41] **David C. Rennison**, Verification of Aero-Acoustic Loads & Structural Response Algorithms for Launch Vehicles during Transonic and Supersonic Flight Conditions. Proceedings of the First International AutoSEA Users Conference, July 2000, San Diego, CA.
- [42] **F. P. Incropera & D. P. Witt**, *Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa*. LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 3ª. Edição, 1990.
- [43] **T. M. Farabee & M. J. Casarella**, *Spectral Features of Wall Pressure Fluctuations Beneath Turbulent Boundary Layers*. Physics of Fluids, A 3, 2410-2420, 1991.
- [44] **W. L. Keith, D. A. Hurdis & B.M Abraham**, *A Comparison of Turbulent Boundary Layer Wall Pressure Spectra*. Journal of Fluids Engineering, 114, 338-347, 1992.
- [45] **M. K. Bull**, Wall-Pressure Fluctuations Beneath Turbulent Boundary Layers: Some Reflections On Forty Years Of Research. Journal of Sound and Vibration, 190 (3), 299-315, 1996.
- [46] **F. R. Menter**, *Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows*. AIAA Paper 93-2906, 1993.
- [47] **J. E. Bardina, P. G. Huang & T. J. Coakley**, *Turbulence Modeling, Validation, Testing and Development*. NASA/TM-1997-110446, 1997.
- [48] **Metacomp Technologies**, CFD++ v7.1.1 User Manual, 2008.
- [49] **D. Palumbo & C. Chabalko**, *Persistent Structures in the Turbulent Boundary Layer*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [50] **L. Collins & D. Rennison**, *ERJ-170 Aircraft Interior Noise Analysis*. Report N° R0001-01, March 2000.
- [51] **M. J. T. Smith**, *Aircraft Noise*. Cambridge University Press. Cambridge, 1989.
- [52] **G. M. Corcos & H. W. Liepmann**, *On the Contribution of Turbulent Boundary Layer to the Noise Inside a Fuselage*. National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Memorandum 1420, December 1956.
- [53] **B. M. Efimtsov, V. V. Zosimov, A. V. Romashov & S.A. Rybak**, *Correlation of Pressure Fluctuations with Tangential Stress in a Turbulent Boundary Layer*. Acoustical Physics, 49 (1), 113-115, 2003.
- [54] **A. J. Wadcock**, *Investigation of Low-Speed Turbulent Separated Flow Around Airfoils*. NASA Contractor Report 177450, August 1987

- [55] **Abdelkader Frendi**, Effect of Pressure Gradients on Plate Response and Radiation in a Supersonic Turbulent Boundary Layer. NASA Contractor Report 201691, March 1997.
- [56] **D. J. J. Leclercq & X. Bohineust**, *Investigation And Modelling Of The Wall Pressure Field Beneath A Turbulent Boundary Layer At Low And Medium Frequencies*. Journal of Sound and Vibration, 257 (3), 477–501, 2002.
- [57] **B. Arguillat, D. Ricot, G. Robert & C. Bailly**, *Measurements of the Wavenumber-Frequency Spectrum of Wall Pressure Fluctuations Under Turbulent Flows*. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), May 2005, Monterey, California
- [58] **W. R. Graham**, *Boundary Layer Induced Noise in Aircraft, Part I: The Flat Plate Model*. Journal of Sound and Vibration, 192 (1), 101-120, 1996.
- [59] **W. R. Graham**, *Boundary Layer Induced Noise in Aircraft, Part II: The Trimmed Flat Panel Model*. Journal of Sound and Vibration, 192 (1), 121-138, 1996.
- [60] **S. P. Gravante, A. M. Naguib, C. E. Wark & H. M. Nagib**, *Characterization of the Pressure Fluctuations Under a Fully Developed Turbulent Boundary Layer*. AIAA Journal, 36 (10), 1808-1816, 1998.
- [61] **D. Mazzone**, An Efficient Approximation for the Vibro-Acoustic Response of a Turbulent Boundary Layer Excited Panel. Journal of Sound and Vibration, 264, 951-971, 1997.
- [62] **M. Allen, N. Vlahopoulos**, *Noise Generated From a Flexible and Elastically Supported Structure Subject to Turbulent Boundary Layer Flow Excitation*. Finite Elements in Analysis and Design, 37, 687-712, 2001.
- [63] **J. M. David**, *TBL Excited Plate in MF and HF Ranges: Comparison with Experiments Between Finite Element Approach and SEA Method*. 11th International Congress on Sound and Vibrations, July 2004, Saint Petersburg, Russia.
- [64] **P. L. Shah & M. S. Howe**, *Sound Generated by a Vortex Interacting With a Rib-Stiffened Elastic Plate*. Journal of Sound and Vibration, 197 (1), 103-115, 1996.
- [65] **M.S. Howe**, *On The Contribution From Skin Steps To Boundary-Layer Generated Interior Noise*. Journal of Sound and Vibration, 209 (3), 519-530, 1998.
- [66] **Y. Y. Tang, R. J. Silcox & J. H. Robinson**, Sound Transmission Through Cylindrical Shell Structures Excited By Boundary Layer Pressure Fluctuations.
- [67] **G. P. Gibbs & R. H. Cabell**, *Active Control of Turbulent Boundary Layer Induced Sound Radiation from Multiple Aircraft Panels*. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, June 2002, Breckenridge, CO
- [68] **D. L. Grissom, B. Smith, W. J. Devenport & S. A. L. Glegg**, *Rough-Wall Boundary Layer Noise*. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference), May 2006, Cambridge, Massachusetts.

-
- [69] **S. De Rosa, F. Franco & D. Melluso**, *Analysis of Radiated Power From a Plate in a Turbulent Boundary Layer*. Euronoise 2003, 2003, Naples.
- [70] **F. Birgersson, N. S. Ferguson, S. Finnveden**, *Application of the Spectral Finite Element Method to Turbulent Boundary Layer Induced Vibration of Plates*. Journal of Sound and Vibration, 259 (4), 873-891, 2003.
- [71] **J. Park, L. Mongeau, T. Siegmund**, An Investigation of The Flow-Induced Sound and Vibration of Viscoelastically Supported Rectangular Plates: Experiments and Model Verification. Journal of Sound and Vibration, 275, 249-265, 2004.
- [72] **D. Palumbo**, Deriving Lifetime Maps in the Time/Frequency Domain of Coherent Structures in the Turbulent Boundary Layer. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [73] **A. Powell**, *On The Aerodynamic Noise of a Rigid Flat Panel Moving at Zero Incidence*. The Journal of the Acoustical Society of America, 31 (12), 1649-1653, December 1959.
- [74] **D.J. Weeks & J. Hodges**, *An Experimental Investigation Into The Influence of Acoustic Disturbances on the Development of a Turbulent Boundary Layer*. Procurement Executive, Ministry Of Defence, Reports and Memoranda
- [75] **R. L. Clark & K. D. Frampton**, *Aeroelastic structural acoustic coupling: Implications on the control of turbulent boundary-layer noise transmission*. J. Acoust. Soc. Am. ,102 (3), 1639-1647, September 1997.
- [76] **J. S. Bendat & A. G. Piersol**, *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. Ed. John Wiley & Sons, Inc., 2nd Edition, 1985.
- [77] **T. J. Mueller**, *Aeroacoustic Measurement*. Ed. Springer, 1st Edition, 2002.
- [78] **H. H. Hubbard**, *Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theory and Practice. Volume 1: Noise Sources. Measurement*.
- [79] **V. Wilczynski & M. J. Casarella**, *Influences of Near-Wall and Induced Irrotational Motion in a Turbulent Boundary Layer on Wall Pressure Fluctuations*. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, 117, 252–262, 1995.

APÊNDICE A

MICROFONE DE SUPERFÍCIE – ESPECIFICAÇÃO TÉCNICA, PÁGINA 1/2

PRODUCT DATA

Surface Microphone — Types 4948 and 4948 B

USES

- Measurement of sound pressure on surfaces
- Acoustic-fatigue testing of airplanes
- Wind-tunnel measurements
- Medium- to high-level measurements
- Measurement in confined spaces

FEATURES

- Sensitivity: 1.4 mV/Pa
- Frequency Range: 5 to 20000 Hz
- Dynamic Range: 55 to 160 dB
- Temperature: -55 to 100°C (-67 to 212°F)
- Optimised for pressure-field measurements
- Built-in DeltaTron® preamplifier
- Simple mechanical interface
- Supports TEDS standard – IEEE P1451.4
- Input for CIC verification (Type 4948 B)
- Patent pending
- Flush mounting



Designed for use on airplane surfaces during in-flight testing, as well as in wind-tunnel testing and other, similar applications, Surface Microphone Type 4948 is a rugged and stable measurement microphone. The microphone housing and the metallic parts of the diaphragm-backplate arrangement are all titanium, ensuring uniquely high resistance to corrosion.

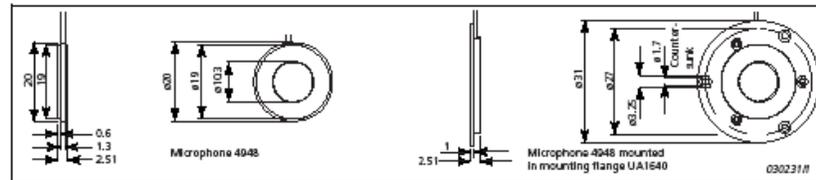
Surface Microphone Type 4948 has a built-in DeltaTron preamplifier for connection to CCLD inputs. The microphone sensitivity is adjusted so as to allow measurements at high levels without clipping. All versions of Type 4948 support TEDS (Transducer Electronic Data Sheet). TEDS enables remote transducer identification and reading of calibration data. Type 4948 B also supports Brüel & Kjær's proprietary Charge Injection Calibration (CIC) for remote verification of the complete, calibrated measurement channel.

The microphone offers high mounting flexibility and its diaphragm is flush with the microphone housing in order to minimise the microphone's wind-generated noise. The microphone's pressure-equalisation vent is placed just next to the diaphragm on the front of the microphone; this is important as static pressure can vary rapidly with position in the applications for which the microphone is designed.

Surface Microphone Type 4948 is the first product based on Brüel & Kjær's new, patent-pending, microphone-manufacturing technology. With this technology, it is possible to obtain the same high stability and uniformity as those of the traditional and well-known Brüel & Kjær microphones and preamplifiers, even with Type 4948's flat, compact design.

MICROFONE DE SUPERFÍCIE – ESPECIFICAÇÃO TÉCNICA, PÁGINA 2/2

Fig. 1 Surface microphone dimensions (in mm)



Specifications – Surface Microphone Types 4948 and 4948 B

COMPLIANCE WITH STANDARDS

Compliance with EMC Directive and Low Voltage Directive of the European Community

Compliance with EMC requirements of Australia and New Zealand

Detailed EMC Specifications are given in the technical manual

The data below are valid at 23°C, 101.325 kPa and 50% RH unless otherwise specified. The values are valid with the cable configuration as delivered from the factory. If no tolerances are stated, the values are typical

Sensitivity at 250 Hz*:

-57 dB $\frac{1}{\text{Pa}}$ re 1 V/Pa, 1.4 mV/Pa

Frequency Response (pressure field*):

• 10 Hz to 10 kHz ± 1 dB re 250 Hz

• 5 Hz to 20 kHz ± 3 dB re 250 Hz

Lower Limiting Frequency (-3 dB):

1 Hz to 5 Hz

Pressure Equalization Vent:

Front-vented (at edge of diaphragm)

* Individually calibrated

Diaphragm Resonance Frequency: 24 kHz,

typical (90° phase shift)

Equivalent Air Volume:

6.8 mm³ \pm 0.8 mm³ (2 σ)

Pistonphone Type 4228 Correction with

DP 0977 or DP 0979: 0.00 dB

Inherent Noise:

<30 μ V, linear 22.4 Hz – 22.4 kHz

Typical Values:

15 μ V, A-weighted, 55 dB equivalent SPL

at nominal sensitivity;

23 μ V, linear 22.4 Hz – 22.4 kHz, 58 dB

equivalent SPL at nominal sensitivity

Upper Limit of Dynamic Range:

> 160 dB SPL (500 Hz, 3% distortion)

Clipping Limit:

> 165 dB re 20 μ Pa peak (7 V peak at

maximum sensitivity)

Constant Current Supply:

DeltaTron supply 2 mA to 20 mA, nominally

4 mA

Supply Voltage (unloaded):

+22 V to +30 V DC

Minimum 18 V with reduced specifications

Bias Voltage: 12.7 V \pm 1.3 V

Maximum Output Voltage: >7 V peak

Maximum Output Current:

Peak value 1 mA below supply current

Output Impedance:

<50 Ω at 1 kHz, typically 22 Ω || 430 pF

Expected Long-term Stability:

• <0.001 dB/year at 20°C and < 50% RH

• <0.025 dB/year at 20°C and <90% RH

• <0.5 dB/month at 100°C in dry air

Environmental

Operating Temperature Range:

-55 to 100°C (-67 to 212°F)

Storage Temperature:

-30 to 70°C (-22 to 158°F)

Temperature Coefficient (250 Hz):

+0.013 dB/°C

Pressure Coefficient (250 Hz):

-0.007 dB/kPa

Operating Humidity Range:

0–100% RH without condensation

Influence of Humidity:

<0.1 dB in the absence of condensation

Influence of Vibration:

Typically 65 dB equivalent SPL for 1 m/s²

Dimensions

MICROPHONE UNIT

Diameter: 20 mm (0.79")

Height: 2.5 mm (0.1")

Weight:

2.3 g (0.08 oz.) without Mounting Flange

5.3 g (0.19 oz.) with Mounting Flange

UA 1640

Ordering Information

Type 4948 Surface Microphone with 1.2 m miniature coaxial cable (\varnothing 1 mm) mounted with 10–32 UNF coaxial connector

Type 4948 B Surface Microphone with CIC Input and two 1.2 m miniature coaxial cables (\varnothing 1 mm each) mounted with 10–32 UNF coaxial connectors

ACCESSORIES INCLUDED

UA 1640 Mounting Flange

KE 0444 Carrying Box

Calibration Chart

OPTIONAL ACCESSORIES

DP 0977 Pistonphone Adaptor for

Unflanged Microphone

DP 0979 Pistonphone Adaptor for Flush-

mounted Microphone

UA 1639 Electrostatic Actuator

ZG 0328 DeltaTron Power Supply (for

B & K 7-pin sockets)

4948 CAI Accredited Initial Calibration

4948 CAF Accredited Calibration

4948 EW1 Extended Warranty

The calibration products include factory

calibration and accredited sensitivity

calibration.

Customer-specified mounting devices may

be delivered on request

Brüel & Kjær reserves the right to change specifications and accessories without notice

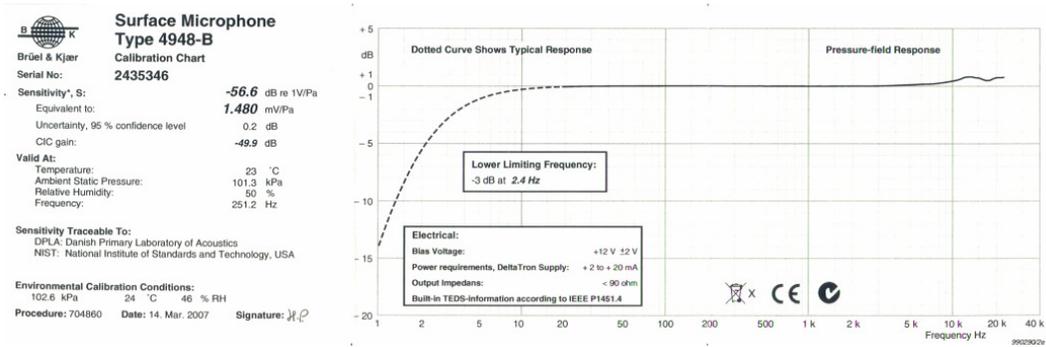
HEADQUARTERS: DK-2850 Naerum · Denmark · Telephone: +45 4680 0500
Fax: +45 4680 1406 · www.bkav.com · info@bkav.com

Australia (+61) 2 9800 8088 · Austria (+43) 1 885 74 00 · Brazil (+55) 11 5188-0188
Canada (+1) 514 695-2225 · China (+86) 10 850 29906 · Czech Republic (+420) 2 6702 1100
Finland (+358) 9-705 950 · France (+33) 1 69 90 31 00 · Germany (+49) 421 17 87 0
Hong Kong (+852) 2548 7486 · Hungary (+36) 1 2 15 83 00 · Ireland (+353) 1 807 4063
Italy (+39) 0257 58581 · Japan (+81) 3 3739 0074 · Republic of Korea (+82) 2 3472 0605
Netherlands (+31) 10 55 0200 · Norway (+47) 69 77 11 55 · Poland (+48) 22 816 75 56
Portugal (+351) 21 47 11 4 53 · Singapore (+65) 377 4512 · Slovak Republic (+421) 25 443 0701
Spain (+34) 91 859 0020 · Sweden (+46) 8-449 8300 · Switzerland (+41) 1 800 7026
Taiwan (+886) 2 2502 7250 · United Kingdom (+44) 14 38 739 000 · USA (+1) 800 332 2040

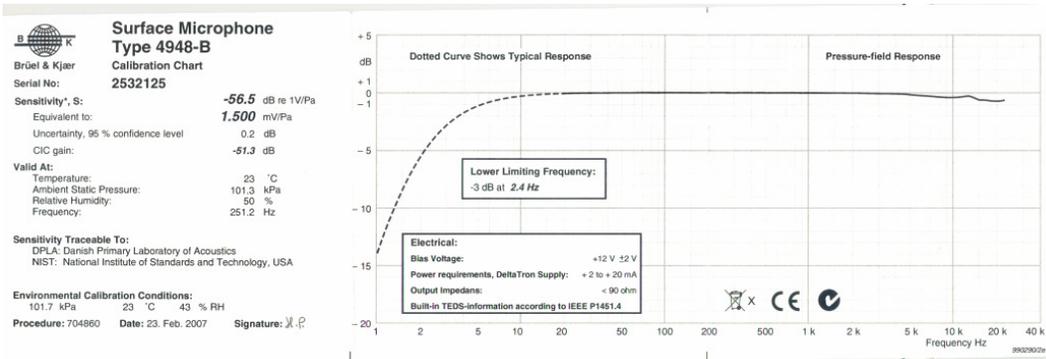
Local representatives and service organisations worldwide

Brüel & Kjær

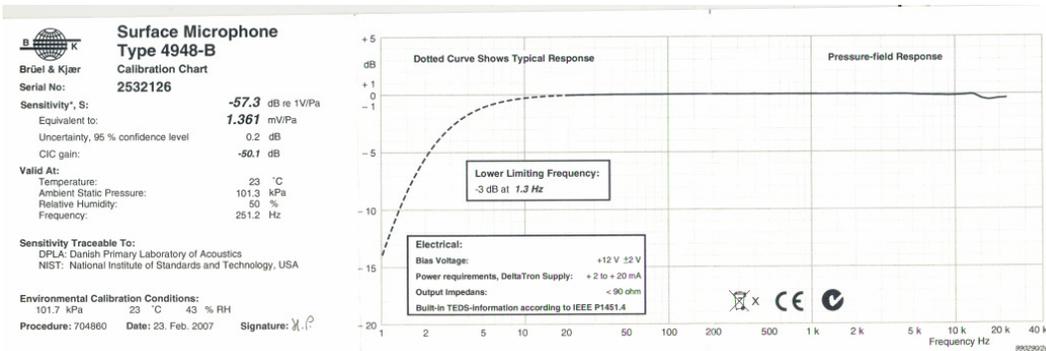
MICROFONE DE SUPERFÍCIE – CARTA DE CALIBRAÇÃO, MIC 01



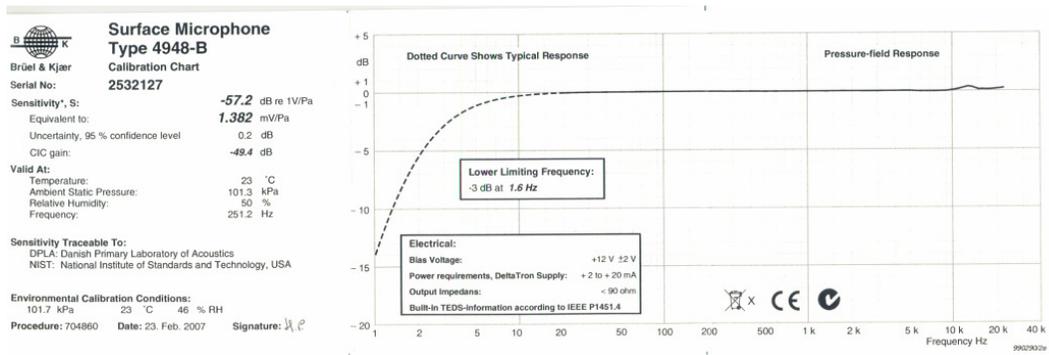
MICROFONE DE SUPERFÍCIE – CARTA DE CALIBRAÇÃO, MIC 02



MICROFONE DE SUPERFÍCIE – CARTA DE CALIBRAÇÃO, MIC 03

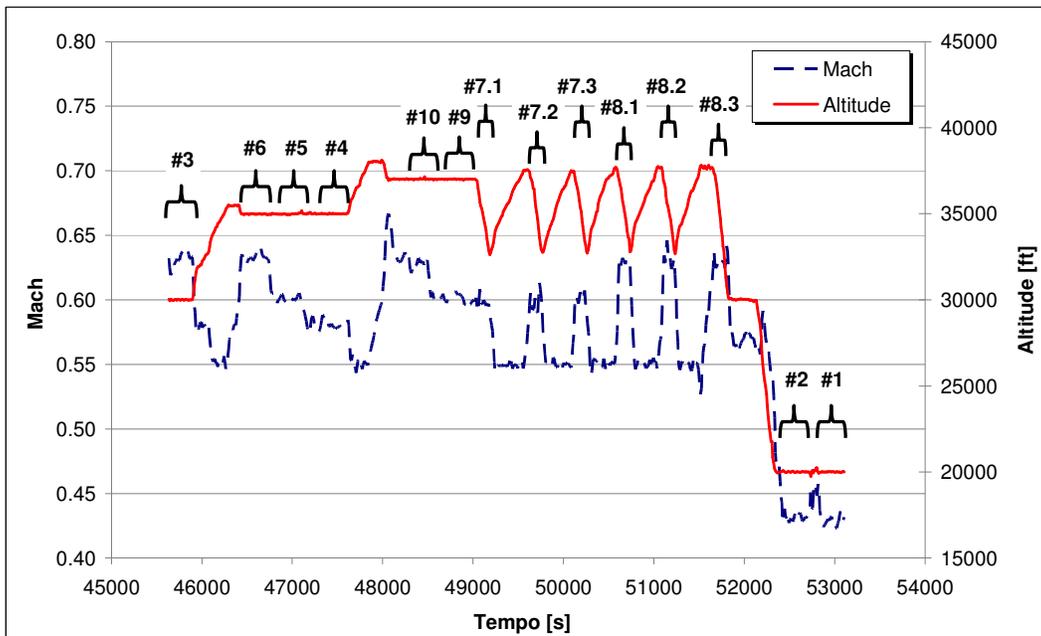


MICROFONE DE SUPERFÍCIE – CARTA DE CALIBRAÇÃO, Mic 04

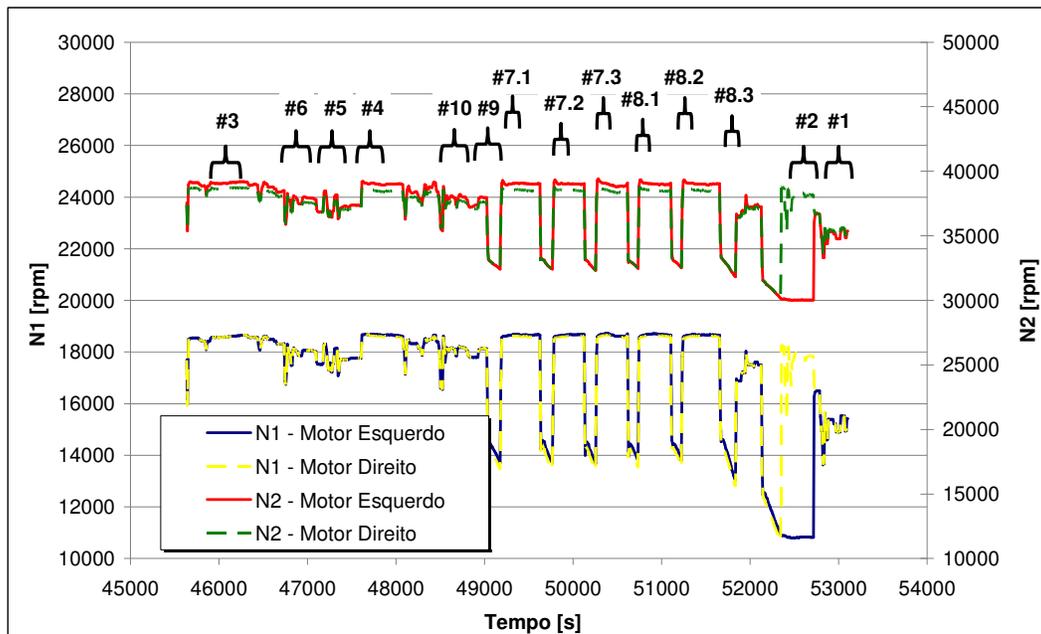


APÊNDICE B

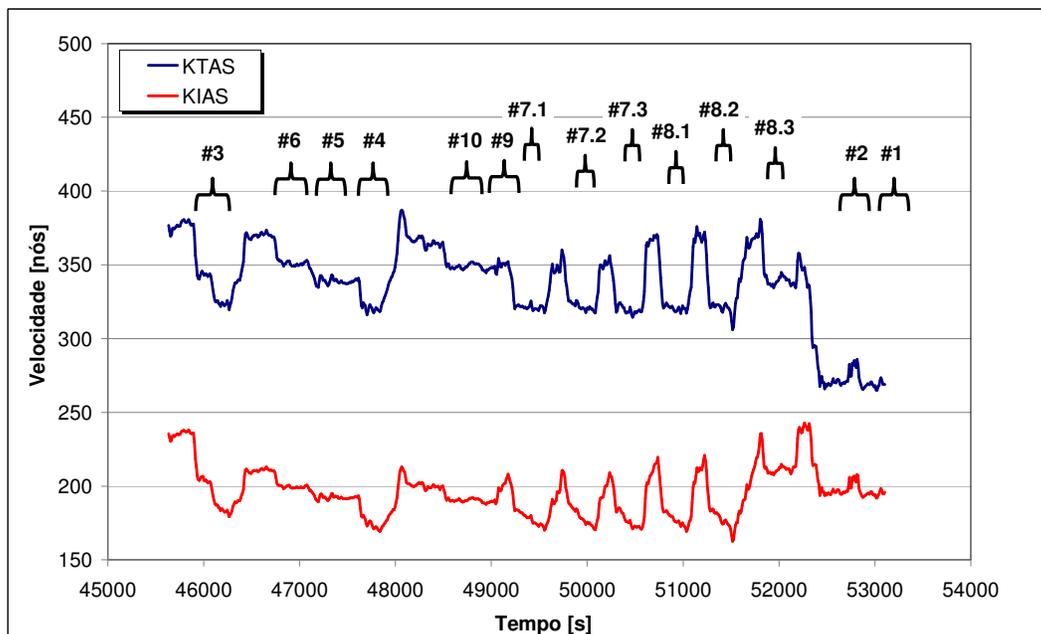
MACH E ALTITUDE



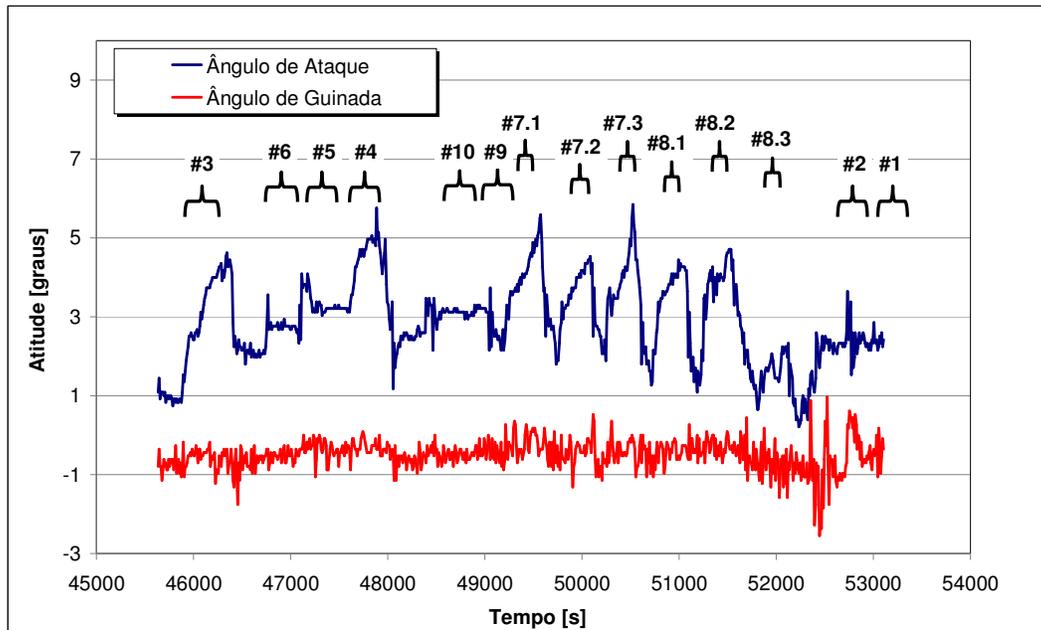
REGIME DOS MOTORES



VELOCIDADE



ATITUDE DA AERONAVE



QUANTIDADE DE COMBUSTÍVEL

