

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA POLITÉCNICA

ANDRÉ DOS SANTOS BONATTO

**SIMULAÇÕES DO ESCOAMENTO EM TORNO UM AEROFÓLIO
COM SLAT**

São Paulo

Dezembro de 2009

ANDRÉ DOS SANTOS BONATTO

**SIMULAÇÕES DO ESCOAMENTO EM TORNO UM AEROFÓLIO
COM SLAT**

Dissertação apresentada na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo como um dos requerimentos para obtenção do título de engenheiro mecânico.

Área de Concentração: Eng. Mecânica
de Energia e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Julio Romano
Meneghini

São Paulo

Dezembro de 2009

FICHA CATALOGRÁFICA

Bonatto, André dos Santos

**Simulação do escoamento em torno de um aerofólio com
SLAT / A.S. Bonatto. – São Paulo, 2009.**

77 p.

**Trabalho de Formatura - Escola Politécnica da Universidade
de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.**

**1. Dinâmica dos fluídos 2. Mecânica dos fluídos computacio-
nal 3. Acústica (Simulação numérica) 4. Aerodinâmica de aereo-
naves I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departa-
mento de Engenharia Mecânica II. t.**

RESUMO

Com a evolução tecnológica dos motores aeronáuticos e os requisitos de ruído cada vez mais restritivos, a diminuição do ruído gerado pelo airframe tornou-se uma vantagem competitiva considerável na disputa por clientes. Estudos experimentais apontam o slat como uma das principais fontes de ruído em dispositivos hipersustentadores. Neste trabalho, os mecanismos de geração de ruído presentes no escoamento de um aerofólio com slat são investigados através de simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais em regime transiente de dois perfis hipersustentadores. O efeito excessivamente dissipativo dos modelos de turbulência são identificados e contornados com o uso de equações pseudo-laminares na região da cova do slat e de equações de perturbação acopladas a modelos estocásticos. As principais vantagens e deficiências dos métodos são então apontadas.

Palavras-chave: *Dinâmica dos fluídos, Mecânica dos fluídos computacional, Acústica (Simulação numérica), Aerodinâmica de aeronaves*

ABSTRACT

With the technological evolution of aeronautical engines and increasingly stringent noise requirements, reducing the noise generated by the airframe became a considerable competitive advantage in the race for customers. Experimental studies suggest the slat as a major source of noise in high-lift devices. In this study, the mechanisms of generation of noise present in the flow of an airfoil with slat are investigated through two- and three-dimensional unsteady flow numerical simulations with two high-lift profiles. The excessively dissipative effect of turbulence models are identified and repaired by the use of pseudo-laminar equations in the region of the slat cusp and perturbation equations coupled to stochastic models. The main advantages and shortcomings of the methods are then outlined.

Keywords: *Fluid Dynamics, Computational Fluid Mechanics, Acoustics (Numerical simulation), Aerodynamics of aircraft*

SUMÁRIO

Lista de Figuras	iv
Lista de Tabelas	viii
Lista de Siglas	ix
Lista de Símbolos	x
1 Introdução	1
2 Fundamentos da dinâmica dos fluidos computacional	3
2.1 Métodos de discretização	3
2.2 Forma geral das leis de conservação	4
2.3 Modelos de turbulência	5
2.4 Modelos RANS	6
2.4.1 Introdução	6
2.4.2 Hipótese de Boussinesq	7
2.4.3 Modelo $k-\omega$ SST	8
2.4.4 Modelo das tensões de Reynolds	9
2.5 Modelos LES	9
2.5.1 Separação das escalas	10
2.5.2 Modelos para as pequenas escalas	11
2.5.3 Modelo de Smagorinsky-Lilly	11
2.6 Tratamento de camadas limite	12

2.7	Modelo NLAS : non-linear acoustics solver	14
3	Fundamentos de acústica	16
3.1	Definição de onda sonora e equações de propagação	16
3.2	Fontes sonoras	17
3.2.1	Monopolos e dipolos	18
3.3	Definição das fontes sonoras A analogia de Lighthill	19
3.4	Equação de Ffowcs Williams e Hawkings	21
3.5	O método direto	23
3.6	Tratamento dos sinais acústicos	23
4	O escoamento ao redor do slat	25
4.1	Sistemas de alta sustentação	25
4.1.1	Os sistemas e sua importância	25
4.1.2	Parâmetros geométricos de um slat	26
4.2	Mecanismos de geração de ruído no slat	26
4.2.1	Revisão bibliográfica	26
5	Simulações bidimensionais em regime permanente com o perfil AGARD .	30
5.1	Geometria AGARD-2 sem flap	30
5.2	Análise de convergência de malha	30
5.2.1	Estudo de convergência para o modelo $k - \epsilon$ cúbico	31
5.2.2	Estudo de convergência para o modelo $k - \omega$ SST	32
5.2.3	Estudo de convergência para modelo Spalart-Allmaras	33
5.2.4	Análise dos resultados	35
5.2.4.1	Comparação da curva de sustentação numérica com experimental ...	36
6	Simulações bidimensionais em regime transiente com o perfil AGARD ...	40

6.1	Simulações transientes com modelo de turbulência $k - \omega$ SST	40
6.1.1	Espectros de pressão na cúspide	40
6.1.2	Espectros de pressão no bordo de fuga do slat	42
6.1.3	Espectros de pressão na região da cova	43
6.1.4	Espectros de pressão no bordo de fuga do fólio	43
6.1.5	Contornos de vorticidade	44
6.2	Simulações transientes com modelo de turbulência $k - \omega$ SST zonal	47
6.2.1	Simulações para ângulo de ataque de 10°	48
6.2.2	Simulações para ângulo de ataque de 16°	50
6.3	Simulações preliminares com modelo DES	53
7	Simulações bidimensionais em regime transiente com o perfil 30P30N ...	60
7.1	Geometria 30P30N	60
7.2	Análise de convergência de malha	61
7.2.1	Topologia das malhas	61
7.2.2	Convergência da curva de c_p	61
7.2.3	Validação com a curva de c_p	62
7.3	Malha para simulação transiente	62
7.4	Análise da dinâmica da região da cavidade	64
8	Simulações quase-tridimensionais em regime transiente com o perfil 30P30N	68
8.1	Análise das tridimensionalidades	68
8.2	Resultados	69
9	Conclusões	73
	Referências	76

LISTA DE FIGURAS

Figura - 2.1	Divisões da camada limite turbulenta.	13
Figura - 4.1	Parâmetros geométricos de um slat.	26
Figura - 4.2	Espectro sonoro dos componentes do airframe, figura extraída de (Guo; Yamamoto; Stoker, 2003)	27
Figura - 4.3	Espectro sonoro dos componentes do airframe, figura extraída de (Guo; Yamamoto; Stoker, 2003)	27
Figura - 4.4	Espectro sonoro adimensional típico de um slat, retirado de (Khorrami et al., 2003). No cálculo do número de Strouhal, C_s é a corda do slat.	28
Figura - 5.1	Vista detalhada da malha no slat.	31
Figura - 5.2	Típica distribuição de pressões para ângulo de 6° . Pressões em Pa. Modelo $k - \epsilon$ cúbico.	32
Figura - 5.3	Típica distribuição de número de Mach para ângulo de 6° . Modelo $k - \epsilon$ cúbico.	32
Figura - 5.4	Convergência das curvas de sustentação para o modelo $k - \omega$ SST.	33
Figura - 5.5	Típica distribuição de pressões para ângulo de 6° . Pressões em Pa. Modelo $k - \omega$ SST.	34
Figura - 5.6	Típica distribuição de número de Mach para ângulo de 6° . Modelo $k - \epsilon$ cúbico.	34
Figura - 5.7	Convergência das curvas de sustentação para o modelo SA.	35
Figura - 5.8	Típica distribuição de energia cinética turbulenta para 6°	36
Figura - 5.9	Típica distribuição de energia cinética turbulenta para 10°	37
Figura - 5.10	Típica distribuição de energia cinética turbulenta para 16°	37
Figura - 5.11	Comparação de resultados numéricos e experimentais.	38
Figura - 6.1	Espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 6°	41
Figura - 6.2	Frequência dominante no espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 6°	41

Figura - 6.3	Espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 10°.	41
Figura - 6.4	Espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 16°.	42
Figura - 6.5	Espectro de ruído no bordo de fuga do slat para ângulo de ataque de 6°.	42
Figura - 6.6	Espectro de ruído no bordo de fuga do slat para ângulo de ataque de 10°.	43
Figura - 6.7	Espectro de ruído no bordo de fuga do slat para ângulo de ataque de 16°.	43
Figura - 6.8	Espectro de ruído na cova do slat para ângulo de ataque de 10°.	44
Figura - 6.9	Espectro de ruído na cova do slat para ângulo de ataque de 16°.	44
Figura - 6.10	Espectro de ruído no bordo de fuga para ângulo de ataque de 16°.	44
Figura - 6.11	Vorticidade instantânea da asa a 6° de ângulo de ataque no tempo adimensional 10,660.	45
Figura - 6.12	Vorticidade instantânea da asa a 6° de ângulo de ataque no tempo adimensional 13.	45
Figura - 6.13	Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 10,660.	46
Figura - 6.14	Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 13.	46
Figura - 6.15	Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 10,660.	47
Figura - 6.16	Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 13.	47
Figura - 6.17	Malha para simulações do perfil AGARD-2. (a) Malha nas proximidades da asa. (b) Zona laminar em azul.	48
Figura - 6.18	Contornos instantâneos de vorticidade na cova: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.	49
Figura - 6.19	Contornos instantâneos de vorticidade no bordo de fuga do slat: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.	49
Figura - 6.20	Flutuações de pressão na cúspide: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	50
Figura - 6.21	Flutuações de pressão na cova: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	51

Figura - 6.22 Flutuações de pressão no bordo de fuga do slat: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	52
Figura - 6.23 Flutuações de pressão na cúspide: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	53
Figura - 6.24 Flutuações de pressão na cova: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	54
Figura - 6.25 Flutuações de pressão no bordo de fuga do slat: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	55
Figura - 6.26 Contornos instantâneos de vorticidade na cova: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.	56
Figura - 6.27 Contornos instantâneos de vorticidade no bordo de fuga do slat: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.	56
Figura - 6.28 Flutuações de pressão no bordo de fuga do slat: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	57
Figura - 6.29 Flutuações de pressão na cúspide: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	58
Figura - 6.30 Flutuações de pressão na cova: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.	59
Figura - 7.1 Topologia das malhas computacionais na região da cavidade do slat.	61
Figura - 7.2 Comparação da curva de c_p calculada para vôo livre e a curva experimental em túnel de vento. Observa-se que o escoamento é similar, embora não seja exatamente o mesmo por diversas restrições de representação.	62
Figura - 7.3 Comparação da curva de c_p calculada para vôo livre e a curva experimental em túnel de vento. Observa-se que o escoamento é similar, embora não seja exatamente o mesmo por diversas restrições de representação.	63
Figura - 7.4 Detalhe da interface não-conforme.	63
Figura - 7.5 Domínio reduzido para simulações NLAS.	64
Figura - 7.6 Campo de vorticidade instantânea no início das simulações. É possível notar as instabilidades de Kelvin-Helmholtz e o choque das estruturas com a parede do slat.	65
Figura - 7.7 Contorno instantâneo de vorticidade. Nota-se a deformação das estruturas	

	coerentes na região do gap, com convecção de parte das estruturas enquanto outras ficam presas na zona de recirculação.	65
Figura - 7.8	Contorno instantâneo de vorticidade. É possível notar que os vórtices presentes na zona de recirculação induzem pronunciada separação da camada limite interna do slat. Os vórtices provenientes da separação dirigem-se à cúspide e interrompem o fluxo de vorticidade na região da cúspide.	66
Figura - 7.9	Contorno instantâneo de vorticidade nos instantes finais de simulação. O ciclo de corte de fluxo de vorticidade desregula a dinâmica das estruturas coerentes, resultando numa grande difusão da vorticidade.	67
Figura - 8.1	Dinâmica da vorticidade no plano médio. A interpolação do resultado 2D na malha 3D gerou ruído nos contornos de vorticidade.	70
Figura - 8.2	Apesar da elevada anisotropia da malha, é possível observar uma onda sendo emitida no bordo de fuga do slat.	71
Figura - 8.3	Primeira onda sonora emitida pela camada limite do elemento principal e pela camada limite do slat.	71
Figura - 8.4	Interferências entre as ondas emitidas e refletidas	72
Figura - 8.5	Ondas emitidas na camada limite do elemento principal são difratadas na região do gap. As ondas refletidas na região da cúspide formam uma nova fonte pontual.	72

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Classificação dos principais modelos de turbulência.	7
Tabela 5.1	Tabela de convergência do coeficiente de sustentação para o modelo $k - \omega$ SST.	33
Tabela 5.2	Tabela de convergência do C_L obtido com o modelo Spalart-Allmaras.	35
Tabela 7.1	Configurações geométricas do perfil 30P30N.	60

LISTA DE SIGLAS

CFL	Número de Courant-Friedrich-Lewis
DNS	Simulação numérica direta (<i>D</i> <u>irect</u> <u>N</u> umerical <u>S</u> imulation)
LES	Simulação das grandes escalas (<u>L</u> arge <u>E</u> ddy <u>S</u> imulation)
RANS	Equações médias de Reynolds (<u>R</u> eynolds <u>A</u> veraged <u>N</u> avier <u>S</u> tokes)
URANS	Equações médias de Reynolds em regime transiente (<u>U</u> nsteady <u>R</u> eynolds <u>A</u> veraged <u>N</u> avier <u>S</u> tokes)
PIV	Velocimetria por imagem de partículas (<u>P</u> article <u>I</u> mage <u>V</u> elocimetry)

LISTA DE SÍMBOLOS

ϵ_{ijk}	Tensor permutação
μ	Viscosidade dinâmica
ν	Viscosidade cinemática
k	Coefficiente de condutividade térmica
ω	Vorticidade $\omega = \nabla \times \mathbf{u} = \epsilon_{ijk} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \hat{i}_k$
ρ	Massa específica
C_D	Coefficiente de arrasto
C_L	Coefficiente de sustentação
C_p	Coefficiente de pressão
M_∞	Número de Mach do escoamento ao longe
Re	Número de Reynolds
c	Corda equivalente da asa
u_∞	Velocidade do som do escoamento ao longe
St	Número de Strouhal
u_∞	Velocidade do escoamento ao longe
\mathbf{u}	Velocidade do escoamento
$(\bar{\quad})$	Operador de média
u'	Flutuação da velocidade em relação à média \bar{u}

1 INTRODUÇÃO

A crescente preocupação com a qualidade de vida nas grandes cidades tem levado à criação de leis ambientais cada vez mais restritivas. Com o aumento da densidade demográfica nas regiões próximas de aeroportos, foram criadas novas leis contra a poluição provocada por aeronaves. Nesse contexto, os limites de ruído externo para homologação e operação de aeronaves tornaram-se muito restritivos nos últimos anos, com o claro objetivo de confinar o ruído no interior dos aeroportos. Limites rigorosos, em vigor desde Janeiro de 2006, serão substituídos por limites que prevêm uma diminuição de ao menos 5EPNdB ("Effective Perceived Noise in Decibels") em relação ao limite atual entre os anos de 2015 e 2020.

Desde o fim da segunda guerra, numerosos investimentos foram feitos com o objetivo de diminuir o ruído do motor. Nessa época, as equações fundamentais da aero-acústica foram derivadas e aplicadas sistematicamente para entender e estimar o ruído proveniente do motor. Tal desenvolvimento dos motores os tornou tão eficientes na questão do ruído que o airframe — componentes aeronáuticos que não fazem parte do grupo propulsivo — se tornou cada vez mais significativo, especialmente nas condições de pouso e decolagem. Na condição de pouso, os motores operam em cargas tão baixas que o ruído produzido pelo airframe é da mesma ordem de grandeza do ruído produzido pelo motor. Essa nova situação põe em foco o desenvolvimento e incorporação de novas tecnologias e metodologias de previsão de ruído aerodinâmico, não só no aperfeiçoamento do motor como também em áreas que outrora não eram significativas.

Do ponto de vista de concepção e projeto de aeronaves, as ferramentas numéricas e semi-empíricas são importantes na redução de custo de projeto através da diminuição do número de ensaios em voo, tanto através de métodos de previsão de ruído de geometria externa, quanto na determinação de pontos críticos de operação. Contudo, como atualmente não existe uma cultura no meio aeronáutico visando projetos de baixo ruído externo, o ruído é verificado apenas nos estágios finais de projeto. Há a necessidade de se implementar metodologias para cálculo de ruído através das ferramentas tradicionalmente utilizadas para otimizações aerodinâmicas.

Entretanto, simular e estimar o ruído produzido pelo escoamento não é uma tarefa

simples porque para descrever as fontes sonoras deve-se resolver as equações de Navier Stokes compressíveis, tridimensionais e em regime transiente. Dessa forma, necessita-se de precisões muito maiores que as exigidas para estimativas do comportamento aerodinâmico da aeronave. Fenômenos não lineares como turbulência agravam o problema, visto que, além desses fenômenos exigirem mais recursos computacionais, muitos modelos de turbulência descaracterizam as fontes sonoras. Os filtros desenvolvidos para se obter soluções estatísticas em geral amortecem as flutuações acústicas.

O objetivo desse trabalho é o estudo de metodologias para simulação numérica de ruído externo. Pretende-se comparar tais metodologias através de simulações bidimensionais e das chamadas simulações quase-tridimensionais. Para comparação quantitativa dos resultados serão utilizados artigos científicos que disponibilizem tanto a geometria do conjunto aerofólio e slat quanto resultados numéricos e experimentais.

Devido à ausência de dados experimentais para validação das simulações bidimensionais ao redor de flaps, fez-se a alteração da geometria para uma geometria hipersustentadora com slat. Os mecanismos de geração de ruído ao redor do flap são essencialmente tridimensionais, devido aos vórtices ferradura e de ponta de asa. Apenas uma única referência trata da geração de ruído na região da cova, e ainda assim apresenta medições de PIV de baixa resolução. O autor confirma a hipótese de que tal fenômeno é muito similar ao observado em slats e por isso, aponta que os estudos aeroacústicos relativos ao flap sejam essencialmente 3D.

Neste projeto, tem-se como objetivo a validação de resultados de simulações aeroacústicas em torno de aerofólio com slat, por este mecanismo ser muito parecido com os mecanismos bidimensionais presentes no flap. Pretende-se fazer uma comparação entre as diversas metodologias de cálculo de ruído, como o uso da equação de Ffowcs Williams e o algoritmo não-linear de propagação de ondas NLAS, disponível no simulador comercial CAA++.

A análise aeroacústica, portanto, utilizará métodos híbridos, no qual a geração de ruído é separada de sua propagação. O trabalho consistirá em investigar modelos de turbulência e procedimentos técnicos para descrição da fonte e assim proceder à resolução da equação de Ffowcs Williams e Hawkings para propagação das ondas sonoras.

2 FUNDAMENTOS DA DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

2.1 Métodos de discretização

No contexto dos métodos numéricos para dinâmica dos fluidos computacional, existem três alternativas para obtenção do sistema discreto de equações: o método das diferenças finitas, o método dos elementos finitos e o método dos volumes finitos (Hirsch, 1988).

O método das diferenças finitas propõe obter as equações diferenciais do escoamento através da aplicação da expansão em polinômio de Taylor das funções incógnitas. A ordem do erro associado ao método é expressa pelo grau do polinômio ignorado no processo de truncamento. Embora o método permita fácil interpretação matemática devido ao conceito de razão incremental, introduzido no estudo de derivadas, o método só se aplica para o caso de malhas estruturadas.

O método dos elementos finitos teve origem na análise estrutural. Com o sucesso na aplicação do método na solução de problemas lineares e não-lineares da mecânica estrutural, foi possível generalizar o método para a solução de equações provenientes da mecânica dos meios contínuos. Como possui delimitação de volume e parte da formulação integral da equação do movimento do fluido, o método dos elementos finitos pode ser considerado uma generalização do método dos volumes finitos. O método é bastante poderoso no tratamento de geometria devido ao conceito de elemento, mas nos princípios de sua aplicação na mecânica dos fluidos, o método apresentou grandes dificuldades de representar os termos convectivos do movimento fluido.

O método dos volumes finitos é o mais utilizado nos pacotes comerciais de dinâmica dos fluidos computacional. Baseado na formulação conservativa das equações de Navier-Stokes, o método dos volumes finitos satisfaz às equações de conservação das propriedades em cada volume finito, ou volume de controle. Dessa forma, não há aparecimento de termos de fontes de propriedades no interior do volume de controle devido à malha discreta. Essa ca-

racterística é muito útil no desenvolvimento de algoritmos de solução, visto que pode indicar erros facilmente se as leis de conservação não forem satisfeitas em níveis local e global, além de permitir rápida interpretação física ao conjunto de equações a ser resolvido.

O método ainda permite aplicação em malhas não estruturadas ou híbridas, permitindo representação de um número ainda maior de geometrias que o método das diferenças finitas. Também existem técnicas para uso em malhas não-conforme, isto é, nas quais uma face pode ser comum a mais de dois elementos. Devido a essas características, o método dos volumes finitos é largamente utilizado na indústria através de diversos softwares. Usualmente a ordem de convergência do método é de no máximo ordem 2, devido à necessidade de integrações de alto custo computacional para ordens mais elevadas. Devido a esse fato, torna-se necessário maior cuidado na confecção de malhas, visto que os resíduos diminuem lentamente se comparado a métodos de ordem mais alta.

2.2 Forma geral das leis de conservação

As leis de conservação são uma consequência matemática de um enunciado lógico sobre as propriedades físicas do escoamento de fluidos. A lei de conservação de uma propriedade escalar pode ser expressa através do enunciado geral (Hirsch, 1988):

“A variação total de uma propriedade do escoamento dentro de um domínio de cálculo especificado é igual à soma do balanço de fluxos de transporte dessa propriedade com as fontes dessa propriedade no interior do domínio de cálculo”.

A lei de conservação fornece uma maneira intuitiva de se interpretar a evolução do escoamento. Essa lei não é válida para todas as propriedades do escoamento de uma substância compressível simples, mas somente para as propriedades massa, quantidade de movimento e energia. Usualmente, agrupa-se as propriedades conservadas no vetor U e definem-se F^t como o vetor de fluxos, Q_v como fonte volumétrica e Q_s como fonte superficial. A lei de conservação pode ser expressa matematicamente através da equação 2.1.

$$\int_{\Omega} \frac{\partial U}{\partial t} dV + \oint_{\Sigma} \vec{F}^t \cdot d\vec{S} = \int_{\Omega} Q_v dV + \oint_{\Sigma} \vec{Q}_s \cdot d\vec{S} \quad (2.1)$$

Como a equação está na forma integral, há maior generalidade matemática, já que para ser integrável uma função deve ter um conjunto enumerável de descontinuidades. É possível restringir a equação 3-1 para a forma diferencial aplicando o teorema de Gauss para os fluxos de superfície, mas a exigência de funções de fluxo \vec{F} de classe C^1 restringe a solução e não

permite a representação de escoamentos com propriedades descontínuas, como ondas de choque (Hirsch, 1988). Aplicando, então o teorema de Gauss, as equações podem ser escritas na forma diferencial (2.2), com o vetor de fluxos decomposto em fluxo não-viscoso F e fluxo viscoso F^ν .

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial F_i^\nu}{\partial x_i} = S \quad (2.2)$$

sendo S um termo fonte e:

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_j \\ e \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

$$F_i = \begin{bmatrix} \rho u_i \\ \rho u_j u_i + p \delta_{ij} \\ u_i (e + p) \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

$$F_i^\nu = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{ij} \\ -q_i + u_k \tau_{ki} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.6)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.7)$$

2.3 Modelos de turbulência

Escoamentos turbulentos são caracterizados por flutuações temporais em suas propriedades de maneira caótica e aleatória. A turbulência afeta de forma significativa a evolução do escoamento, já que devido ao campo de velocidades oscilatório há maior mistura das propriedades transportadas pelo escoamento, como massa, espécies químicas, quantidade de movimento e energia. Outra característica importante do fenômeno da turbulência é a sua característica tri-dimensional intrínseca, com flutuações nas três direções do campo de velocidades mesmo para escoamentos com velocidades médias em uma ou duas dimensões (Versteeg.H.K.; Malalasekera, 1995),(Pope, 2000).

A simulação numérica de escoamentos turbulentos exige altos recursos computacionais, especialmente quando se deseja conhecer as características de alta frequência da turbulência. No caso de simulação numérica direta, estima-se que o tempo médio de processamento seja proporcional ao cubo do número de Reynolds. Dentre as técnicas criadas para diminuir os recursos computacionais, existem os modelos de turbulência baseados na média das equações, modelos RANS ("Reynolds-Averaged Navier Stokes"), e os modelos baseados na simulação das grandes escalas, modelos LES ("Large Eddy Simulation").

2.4 Modelos RANS

2.4.1 Introdução

Para boa parte dos problemas de engenharia, não há muito interesse no cálculo das flutuações de propriedades do escoamento, visto que as propriedades médias podem caracterizar de forma suficiente o ponto de operação de um equipamento. Nesses casos, não há necessidade de caracterizar as flutuações de elevada frequência, por elevar excessivamente o custo computacional. Dessa forma, pode-se calcular a média temporal das equações de Navier-Stokes, conduzindo à abordagem clássica conhecida como Reynolds Averaged Navier-Stokes.

Do conceito de média temporal de um escalar u , define-se \bar{u} e u' como a média e a flutuação da variável, de forma que seja válida a equação 2.8.

$$u = \bar{u} + u' \quad (2.8)$$

Aplicando esse princípio nas equações de quantidade de movimento e massa para fluido incompressível com viscosidade constante, obtém-se as equações 2.9 e 2.10, as equações médias da turbulência. A aplicação para fluidos com propriedades constantes ilustra o efeito das flutuações das velocidades no efeito médio do escoamento: há o aparecimento de forças de inércia correspondentes às flutuações. Os termos $\rho u'_i u'_j$ compõem o tensor das tensões turbulentas de Reynolds. Para um problema puramente mecânico, isto é, desconsiderando as trocas de calor e trabalho, as equações 2.9 e 2.10 formam um conjunto de 4 equações, para as quatro quantidades médias, mas com os valores das flutuações desconhecidos (Versteeg.H.K.; Malalasekera, 1995), (Fluent Inc, 6.3), (Pope, 2000).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\bar{p})}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial t} \left[\mu \left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \frac{\partial\bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] = -\frac{\partial(\overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (2.10)$$

A modelagem do tensor das tensões turbulentas caracteriza o tipo de modelo RANS, influenciando na sua generalidade, precisão, velocidade de execução e estabilidade do algoritmo. Esses modelos são classificados quanto ao número de equações adicionadas às equações de Navier-Stokes. Alguns dos principais modelos de turbulência e suas classificações estão listados na tabela 2.4.1.

Tabela 2.1: Classificação dos principais modelos de turbulência.

Modelos de ordem zero	Modelo de comprimento de mistura
Modelos de duas equações	Modelo k- ε e variantes
Modelos de fechamento de segunda ordem	Modelo das tensões de Reynolds

2.4.2 Hipótese de Boussinesq

Os modelos de turbulência derivados do modelo k- ε , como k- ω e modelos de menor custo computacional, como o modelo de Spallart – Allmaras são baseados na hipótese de Boussinesq para a modelagem das tensões turbulentas. Essa hipótese correlaciona as tensões devidas à turbulência com as taxas médias de deformação no fluido, conforme a equação 2.11.

$$-\rho u'_i u'_j = \mu_t \left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (2.11)$$

Dessa forma, o custo computacional adicionado resume-se ao cálculo da viscosidade turbulenta, μ_t através da equação de transporte para a energia cinética turbulenta, k . O transporte de propriedades escalares é realizado de maneira análoga, sendo a difusividade substituída por uma difusividade turbulenta.

A grande diferença dos modelos de turbulência baseados na hipótese de Boussinesq está no método utilizado para se calcular a viscosidade turbulenta. Modelos como o comprimento de mistura, propõem uma equação algébrica simples para a viscosidade turbulenta. Os modelos baseados na energia cinética turbulenta, como os modelos k- ε e k- ω propõem equações diferenciais parciais para duas quantidades representativas da turbulência.

A hipótese de Boussinesq assume condição de turbulência isotrópica, conforme se

pode verificar através de um único valor de viscosidade turbulenta. Essa hipótese não se justifica para uma ampla classe de escoamentos, nos quais o campo de velocidades é altamente rotacional ou na presença de escoamentos secundários originados de tensões de cisalhamento (Pope, 2000) e (Fluent Inc, 6.3).

2.4.3 Modelo k- ω SST

O modelo k- ω pertence à classe dos modelos de turbulência de segunda ordem, nos quais equações são propostas para duas quantidades significativas da turbulência, possibilitando a obtenção de escalas de comprimento e tempo para a turbulência. Essa classe de modelos é obtida de maneira semi-empírica, através de análises fenomenológicas e uso de dados experimentais para obtenção de constantes.

As equações para a energia cinética turbulenta e taxa de dissipação específica são as equações de transporte 2.12 e 2.13.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (2.13)$$

Nessas equações os termos G representam a geração da propriedade, Y a dissipação, Γ a difusividade e S representam os termos fonte definidos pelo usuário do modelo. Cada um desses termos é modelado de acordo com fatores de compressibilidade e fatores para baixos números de Reynolds, este usado para amortecer o efeito da viscosidade turbulenta para escoamentos com baixo número de Reynolds.

O modelo k- ω é superior ao modelo k- ε nas regiões de parede e em situações com grande gradientes de pressão. Contudo, nos fluxos livres o modelo apresenta grandes problemas na aplicação das condições de contorno, com a necessidade de aplicação de valores irrealistas para escoamentos ao longe não turbulentos (Pope, 2000).

Como o modelo k- ε trata escoamentos ao longe de maneira satisfatória, foi desenvolvido o modelo k- ω SST a fim de captar as vantagens dos modelos k- ω e k- ε num único modelo. Nesse modelo, a viscosidade turbulenta é recalculada de maneira a considerar os efeitos da principal tensão de cisalhamento turbulenta. Essa abordagem permite bom tratamento das regiões próximas às paredes sem prejudicar o escoamento ao longe, produzindo um modelo com menor custo computacional em relação aos modelos de origem. Trata-se então de uma função

de ponderação, cujo objetivo é calcular a turbulência usando o modelo $k-\omega$ para regiões com alta vorticidade ou interações viscosas, aplicando o modelo $k-\varepsilon$ para as regiões distantes das paredes. O modelo ainda inclui termos de difusão cruzada na equação de transporte para ω , derivadas da adaptação do modelo $k-\varepsilon$ ao modelo $k-\omega$.

2.4.4 Modelo das tensões de Reynolds

O modelo das tensões de Reynolds é um modelo de turbulência no qual são transportadas as tensões turbulentas através de equações de fechamento de segunda ordem. Esse modelo é obtido pela tomada de momentos em relação às equações exatas da quantidade de movimento. Como no processo as equações exatas são multiplicadas por termos de flutuação e as equações exatas possuem termos desconhecidos, é necessário modelar esses termos para obter o fechamento matemático das equações. A equação é escrita como forma de equação geral de transporte, sendo a taxa de variação total no tempo dada pela soma de parcelas de difusão molecular e turbulenta, produção de tensões, deformação, dissipação e produção de tensões devido à rotação do escoamento. A formulação completa do modelo pode ser encontrada em (Fluent Inc, 6.3).

Embora seja um modelo muito mais completo que os modelos da classe $k-\varepsilon$, por modelar diretamente um maior número de variáveis do escoamento, os modelos RSTM não são amplamente validados com resultados experimentais. Além disso, a modelagem mais completa do fenômeno induz a um grande número de equações adicionais, com maior possibilidade de divergência. Por ter um custo computacional muito maior que os modelos da família $k-\varepsilon$, especialmente em problemas tridimensionais por necessitar de 7 equações de fechamento no caso tridimensional.

Com o refinamento do modelo de turbulência, há adição de número cada vez maior de equações de fechamento. Dessa forma, pode ser mais vantajoso partir para outra abordagem de simulação, na qual maior informação do escoamento pode ser diretamente representada, e apenas uma parcela menos significativa do escoamento será modelada.

2.5 Modelos LES

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por turbilhões de ampla faixa de escalas de comprimento e tempo. A cada turbilhão é possível associar um número de Reynolds, função da sua escala de comprimento e de sua velocidade. Segundo (Pope, 2000), os maiores turbilhões possuem números de Reynolds comparáveis ao número de Reynolds do escoamento. A dinâmica

da turbulência se processa através de fluxo de energia entre as diversas estruturas do escoamento, transferindo energia do escoamento principal para os escoamentos de pequena escala. Richardson observou que os grandes turbilhões são instáveis e à medida que eles se quebram, eles transferem energia para as menores escalas. Este é o conceito de cascata de energia (Pope, 2000). Os conceitos de cascata de energia introduzidos por Richardson foram interpretados e quantificados por (Kolmogorov, 1941), que propôs que em escoamentos com número de Reynolds elevado, são as pequenas escalas do escoamento as responsáveis pela dissipação da energia cinética turbulenta. Ele ainda propôs que tais escalas tendem, estatisticamente, a serem isotrópicas e universais.

Simulações diretas (DNS) podem ser realizadas se a malha computacional for suficientemente pequena para capturar as escalas de Kolmogorov. Para tanto, as simulações devem ser tridimensionais para que a física do escoamento turbulento seja respeitada. Nessas condições, pode-se estimar que o número de nós necessários para correta caracterização das pequenas escalas seja da ordem de $Re^{\frac{9}{4}}$. Para evitar esse alto custo computacional e adequar a hipótese de Boussinesq às hipóteses de Kolmogorov, foi proposto o modelo LES, que consiste em análise simplificada, um modelo misto entre a simulação direta (DNS) e os modelos RANS. Resolvendo os turbilhões maiores, resolve-se maior quantidade de informações no escoamento, já que as quantidades são transportadas por turbilhões maiores, mais dependentes da geometria. Para tanto, é necessária uma malha computacional muito mais refinada que as malhas utilizadas pelos modelos RANS, mas muito menores que as malhas utilizadas em simulações diretas (DNS). Dessa forma, os modelos LES possuem custo computacional elevado, com necessidade de uso de múltiplos núcleos de processamento no caso de problemas com aplicação industrial. Uma importante consequência dos modelos LES é a possibilidade de se propor um modelo de turbulência válido para a grande maioria dos escoamentos, visto que a única equação de modelagem é feita nas escalas mais universais. A influência das condições de contorno e geometria Um modelo para descrever a dinâmica dos menores turbilhões será descrito na seção 2.5.2.

2.5.1 Separação das escalas

A separação entre as grandes e pequenas escalas dos turbilhões é feita mediante um processo de filtragem, nos quais são aplicadas funções de filtro às equações de Navier-Stokes. Essas funções são tais que anulam as escalas menores que as obtidas pelo comprimento do filtro, segundo a equação 2.14 (Fluent Inc, 6.3) .

$$\bar{\phi}(x) = \oint_D \phi(x')G(x, x')dx' \quad (2.14)$$

Na equação 2.14, a variável filtrada é $\bar{\phi}$, enquanto $G(x, x')$ e D se referem ao filtro e ao domínio computacional, respectivamente. O método dos volumes finitos fornece uma função de filtro implicitamente através do espaçamento da malha computacional, conforme pode ser visto na equação 2.15.

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{V}, & \text{se } x' \in \text{ ao volume de controle} \\ 0, & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.15)$$

2.5.2 Modelos para as pequenas escalas

Como as pequenas escalas tornam-se mais isotrópicas à medida que diminuem, nelas é válida a hipótese de Boussinesq. Dessa forma, deve-se refinar a malha computacional a fim de se filtrar apenas as escalas nas quais aquela hipótese se verifica. Essa é a razão que torna o modelo LES caro computacionalmente, já que os modelos de pequenas escalas são mais simples, com número de equações adicionais devidas à turbulência menor que nos outros modelos. O pacote Fluent implementa o modelo LES com quatro modelos de turbulência isotrópica: modelo de Smagorinsky-Lilly, Smagorinsky-Lilly dinâmico, WALE (Wall Adapting Local Eddy viscosity) e o modelo da energia cinética das pequenas escalas.

2.5.3 Modelo de Smagorinsky-Lilly

Este modelo é um dos modelos mais simples para as pequenas escalas, visto que correlaciona a viscosidade turbulenta com um comprimento de mistura e o tensor taxa de deformação do meio. A formulação matemática do modelo é dada na equação 2.16.

$$\mu_t = \rho L_s^2 \|\bar{S}\| \quad (2.16)$$

Nessa equação, o termo $\|\bar{S}\|$ é uma norma para o tensor taxa de deformação, definido na equação 2.17.

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.17)$$

No pacote Fluent, por exemplo, o comprimento de mistura para as pequenas escalas e a norma do tensor taxa de deformação são implementados a partir das equações 2.18 e 2.19, respectivamente.

$$L_s = \min \left(\kappa d, C_s V^{\frac{1}{3}} \right) \quad (2.18)$$

$$\|\bar{S}_{ij}\| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\cdot\bar{S}_{ij}} \quad (2.19)$$

Na equação 2.18, as constantes fundamentais são κ , a constante de Von Kármán e C_s , constante de Smagorinsky. Os fatores d e V representam a distância da célula para a parede mais próxima e o volume da célula.

O valor da constante de Smagorinsky não é universal, sendo essa a grande limitação do modelo. No entanto, o valor de 0,1 conduz a melhores resultados para grande classes de escoamentos, e por isso convém adotar esse valor na maioria das simulações LES.

2.6 Tratamento de camadas limite

A presença de paredes sólidas afeta escoamentos devido à condição de aderência completa, formando uma região com gradientes de propriedades, com grande parcela de efeitos difusivos e dissipativos. Portanto, o cálculo da difusão de calor, quantidade de movimento e espécies depende fortemente da resolução da malha na região próxima das paredes. De uma maneira geral, para se resolver as equações do movimento nas vizinhanças da parede de forma direta, recomenda-se valores de y^+ próximos de 1. Tal restrição, expressa em termos da distância do primeiro elemento em relação à parede Δy através da relação 2.21, é extremamente restritiva para valores de número de Reynolds elevados, conforme pode ser visto na equação de Blasius 2.20 e 2.21.

$$\frac{\delta}{x} \approx \frac{1}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.20)$$

$$10^{-4} < \frac{\Delta y}{\delta} < 5 \cdot 10^{-4} \quad (2.21)$$

A solução mais comum para evitar o excessivo custo computacional, é utilizar funções de parede com o objetivo de interpolar as propriedades do escoamento através de equações empíricas e semi-empíricas. Nas abordagens tradicionais, tal como no software Fluent, essas funções se baseiam nas subdivisões experimentais da camada limite turbulenta. Tradicionalmente as divisões são as camadas interna, intermediária e região externa. A camada interna, por ser mais próxima da parede possui escoamento laminar, com perfil de velocidades aproximadamente linear. A região externa já apresenta efeitos turbulentos significativos, uma vez que nessa região há maior contato com o escoamento livre. A região intermediária, conhecida como

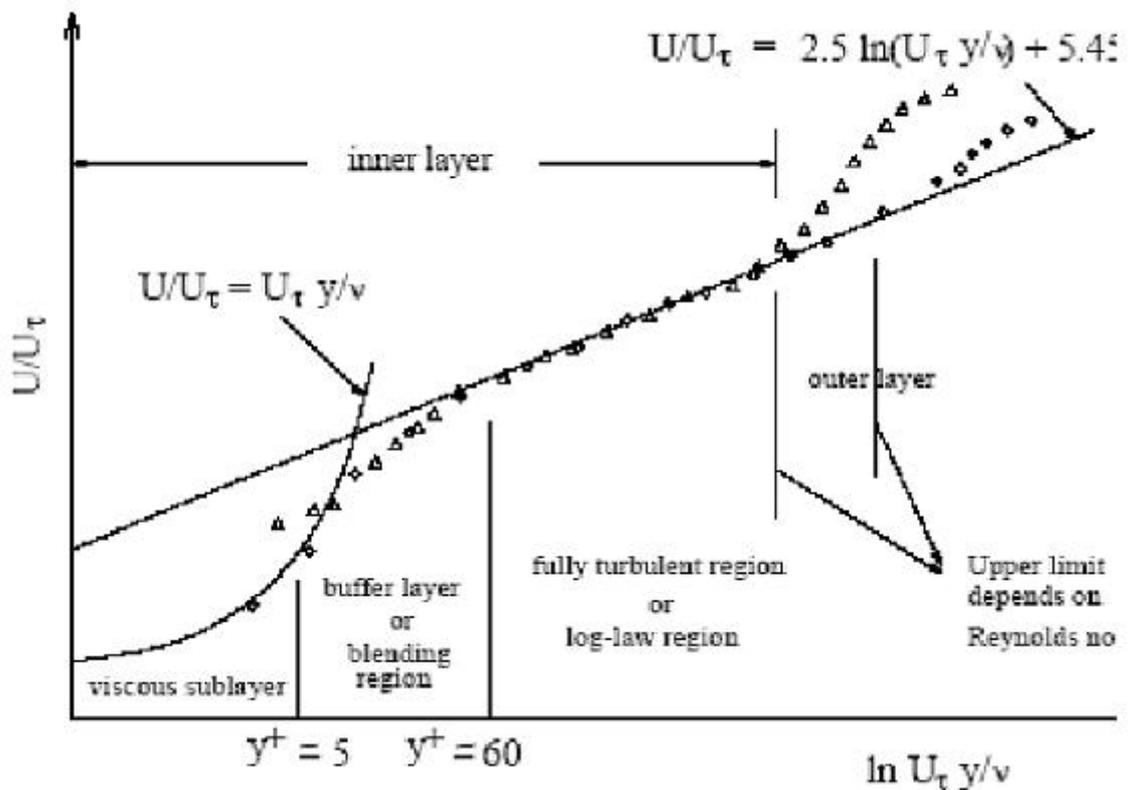


Figura 2.1: Divisões da camada limite turbulenta.

zona de buffer, possui comportamento misto entre as camadas, com as viscosidades turbulenta e molecular com ordens de grandeza semelhantes.

O tratamento matemático da camada limite turbulenta se baseia no cálculo de dois adimensionais definidos em função das propriedades do escoamento na parede, como viscosidade, massa específica e tensão de cisalhamento. Tais expressões para a velocidade adimensional na direção da parede e a distância normal à parede estão indicadas nas equações 2.22 e 2.23.

$$u^+ = u \sqrt{\frac{\rho}{\tau_p}} \quad (2.22)$$

$$y^+ = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\rho}{\tau_p}} \quad (2.23)$$

Dessa forma, os resultados qualitativos sobre a camada limite turbulenta podem ser quantificados e representado através da 2.1.

As funções de parede tradicionais obedecem às correlações empíricas da figura 2.1. Para os demais problemas de transporte são utilizadas as analogias de Reynolds, e as quantidades transportadas como energia e espécies químicas são calculadas de maneira semelhante.

Na região logarítmica, softwares como o Fluent utilizam as funções de parede, calculando a solução do escoamento e suavizando os gradientes com a lei de parede. Para valores de y^+ maiores que 300, aquele software calcula a solução da mesma forma que o restante da malha, sem abordagem de camada limite (Fluent Inc, 6.3).

Por se basear na tensão de cisalhamento da parede, as funções tradicionais apresentam problemas na presença de gradientes de pressão adversos, apresentando singularidades nos pontos de separação e pontos de recolamento.

No pacote CFD++, as funções de parede utilizam o modelo proposto por (Launder, 1988), baseado na energia cinética turbulenta, ou mais precisamente na escala de velocidades definida pela energia cinética turbulenta. Essa abordagem evita a singularidade nos pontos de tensão de cisalhamento nula, além de evitar iterações para se determinar a velocidade de atrito com o uso de uma propriedade proveniente do próprio modelo de turbulência.

Em ambos os casos, as funções de parede utilizadas são válidas apenas para placa plana. Deve-se tomar muito cuidado na aplicação dessas funções em geometrias muito arredondadas, já que o escoamento não será necessariamente o mesmo escoamento modelado.

2.7 Modelo NLAS : non-linear acoustics solver

As seções anteriores explicaram os diferentes filtros aplicáveis ao escoamento turbulento. Nos modelos classificados como RANS, todas as escalas da turbulência são modeladas através da introdução de tensões adicionais que acoplam o movimento turbilhonar com o que se denominou de escoamento médio. O tratamento desses modelos é estatístico, e caso um modelo apresente bons resultados para uma classe de escoamentos, pode-se fazer a conjectura de que o modelo captura a estatística do movimento turbulento.

Já nos modelos LES, o filtro é volumétrico. O objetivo é resolver as escalas com grande nível de energia sem empregar qualquer modelo, tal como seria feito numa simulação direta (DNS). A introdução dos modelos se dá apenas nas escalas filtradas pela malha, para contabilizar o efeito dissipativo das escalas não resolvidas.

Em ambas as abordagens, não há uma separação das escalas hidrodinâmica e acústica : ambos os campos são resolvidos como se fossem um único campo, o que pode levar à difusão e amortecimento das flutuações acústicas.

Numa tentativa de separar os dois campos, Morris apresenta em (Morris et al., 1997) um algoritmo eficiente para cálculo de ruído de jatos, baseado em equações de perturbação não

linearizadas. Para tanto, tal como nas equações médias de Reynolds, as equações de Navier-Stokes na forma conservativa são decompostas nas parcelas média e flutuante, conforme as equações 2.24a, 2.24b e 2.24c

$$U = \bar{U} + U' \quad (2.24a)$$

$$F_i = \bar{F}_i + F'_i \quad (2.24b)$$

$$F_i^\nu = \bar{F}_i^\nu + F_i^{\nu'} \quad (2.24c)$$

Se o campo médio é escolhido através de médias temporais, a decomposição é a própria decomposição de Reynolds. A escolha de outros campos como base pode melhorar os resultados da técnica para algumas classes de escoamentos, conforme analisado em detalhes em (Goldstein, 2003) para o caso de ruído de jatos. A escolha de outros campos base ainda não foi explorada sistematicamente e consiste numa possível vertente de pesquisas em aeroacústica.

O método NLAS se baseia nas equações propostas em (Morris et al., 1997) tomando como base um escoamento médio em regime permanente obtido com simulações RANS, o método propaga perturbações em relação àquele campo através de uma simulação LES. As principais vantagens dessa técnica são:

- Diminuição da diferença entre as escalas a serem resolvidas e a escala acústica;
- Baixa difusão do modelo LES para as perturbações;
- Possibilidade de reduzir o domínio de cálculo devido às condições de contorno com média fixa.

Para evitar reflexões devido à presença de condições de contorno muito próximas ao campo acústico, o código CFD ++ implementa camadas de absorção, que consistem na adição de fontes auto-ajustáveis nas equações para impedir a excitação de ondas para dentro do domínio de cálculo.

Com domínio reduzido, pode-se concentrar pontos para obter resolução apenas nas regiões de interesse, o que diminui o custo computacional. O código NLAS ainda incrementa o modelo de subescalas através da incorporação das informações estatísticas provenientes da simulação RANS anterior através da reconstrução das escalas não resolvidas pela malha.

3 FUNDAMENTOS DE ACÚSTICA

3.1 Definição de onda sonora e equações de propagação

O som é definido como a propagação de perturbações de pequena amplitude num meio em equilíbrio termodinâmico e em repouso (DOWNLING; WILLIAMS, 1983). Dessa forma, para se obter a evolução temporal dessa alteração pode-se linearizar o movimento do fluido. Desprezando todos os produtos de perturbações, a viscosidade e as forças de campo, pode-se mostrar que a equação da quantidade de movimento linearizada pode ser expressa através da equação 3.1, na qual os termos ρ_0 , p' e u correspondem respectivamente à massa específica do fluido em repouso, à perturbação de pressão e ao vetor de velocidades da perturbação.

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla p' = 0 \quad (3.1)$$

A equação da continuidade para o movimento fraco pode ser expressa através da equação 3.2. Da equação 3.2 pode-se tomar a derivada parcial em relação ao tempo e subtrair o divergente da equação 3.2, encontra-se a equação que relaciona as perturbações de massa específica com a perturbação de pressão, a equação 3.3.

$$\rho \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot u = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = 0 \quad (3.3)$$

Tal equação tem a estrutura de um operador de onda, mas ele opera em dois campos diferentes. Contudo, exceto por termos de ordem superior, é correto relacionar as propriedades pressão e massa específica através da equação 3.4.

$$p' = \rho' \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{\rho_0} \quad (3.4)$$

Para pequenas perturbações, a equação linearizada para a pressão pode ser expressa através do operador de onda 9-5. Nessa equação, a constante c , a velocidade do som no meio, liga as propriedades pressão e massa específica e pode ser calculada através da equação 3.5.

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = 0 \quad (3.5)$$

A definição do processo termodinâmico da compressão só foi corretamente dada em 1816 por Laplace. Anteriormente, Newton tentou avaliar a velocidade do som através de um processo isotérmico. Contudo, o processo de compressão se dá de maneira tão rápida que trocas de calor são desprezíveis, invalidando a hipótese de Newton. Portanto, as perturbações sonoras propagam-se através de processos isentrópicos, conforme equação 3.6.

$$c^2 = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{\rho_0, s=cte} \quad (3.6)$$

Os efeitos de amortecimento sonoro pela viscosidade são tanto pequenos quanto maior o número de Reynolds associado com a perturbação. É um fato conhecido da análise dimensional que o número de Reynolds representa a razão entre as forças de inércia e as forças viscosas. Segundo Dowling, os números de Reynolds associados a uma onda sonora propagando-se no ar são da ordem de 10^8 , o que significa que desprezar os termos viscosos das equações do movimento é um procedimento justificável na dedução do operador de onda sonora.

Contudo, não se pode esquecer que a viscosidade, de fato amortece a onda sonora, mas esses efeitos só podem ser mensurados a partir de uma grande distância da fonte, cuja ordem de grandeza é cerca do produto do comprimento e número de Reynolds da onda, este último dado pela equação 3.7.

$$Re = \frac{\omega \lambda^2}{\nu} \quad (3.7)$$

3.2 Fontes sonoras

A definição da equação de onda para a propagação sonora é um tanto infeliz porque pode ser mostrado que a única solução em um espaço infinito para tal equação é o silêncio absoluto. De

uma maneira arbitrária, pode-se definir uma fonte sonora q , de maneira a induzir uma forçante na equação de ondas, como proposto na equação 3.8.

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = q \quad (3.8)$$

Contudo, tal equação só é válida em uma região, a chamada região de fonte. No restante do domínio, é válida a equação 3.5.

Essa definição de fonte é arbitrária no sentido que através do campo sonoro é impossível determinar univocamente uma fonte sonora. Contudo, uma vez determinada a fonte, o campo sonoro gerado por ela é único. Esse fato é coerente com a realidade física porque é possível fazer uma gravação de uma fonte sonora e reproduzi-la de modo que o receptor do sinal não consiga diferenciar a fonte original de uma gravação.

3.2.1 Monopolos e dipolos

Monopolos são fontes sonoras pontuais que emitem informação radialmente. Logo, as frentes de ondas emitidas por um monopolo formam uma esfera no espaço tridimensional e uma circunferência se a emissão se limitar a um plano. Matematicamente, eles podem ser escritos através da equação 3.9. Essa distribuição de fontes pode ser facilmente integrada, resultando na equação 3.10.

$$q(\vec{x}, t) = Q(t) \delta(\vec{x}) \quad (3.9)$$

$$p(\vec{x}, t) = \frac{Q\left(t - \frac{|\vec{x}|}{c}\right)}{4\pi |\vec{x}|} \quad (3.10)$$

Escrevendo a fonte sonora em termos de funções de singularidade, isto é, admitindo que o campo seja descrito completamente por monopolos conforme a equação 3.11, é possível encontrar uma expressão geral para a pressão acústica, a equação 3.12. Esta é obtida através da solução geral para o operador de onda, proposta por D'Alembert, utilizando o conceito de superposição de efeitos.

$$q(\vec{x}, t) = \int_V q(\vec{y}, t) \delta(\vec{x} - \vec{y}) d^3\vec{y} \quad (3.11)$$

$$p'(\vec{x}, t) = \int_V \frac{q(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x}-\vec{y}|}{c})}{4\pi |\vec{x}-\vec{y}|} d^3\vec{y} \quad (3.12)$$

Dessa forma, pode ser visto que na região V do domínio as fontes localizadas em \vec{y} atuam de maneira a irradiar o som de maneira independente das outras fontes, contribuindo com sua parcela de amplitude e fase para o som no ponto receptor.

Outra importante fonte sonora é o dipolo. Fisicamente o dipolo é, como se pode inferir do nome, uma combinação de dois monopolos, com a particularidade de terem intensidades opostas. A estrutura básica de um dipolo está representada na equação 3.13.

$$q(\vec{x}, t) = -div(F(t)\delta(t)) \quad (3.13)$$

A solução do campo sonoro para um dipolo, equação 3.14, pode ser obtida facilmente por integração, devido às propriedades das funções de singularidade.

$$p'(r, \theta, t) = \frac{\cos(\theta)}{4\pi} \left\{ \frac{1}{cr} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{F}{r^2} \right\} \quad (3.14)$$

Nota-se que o dipolo, ao contrário do monopolo, possui anisotropia, o que pode ser visto pela presença do termo $\cos(\theta)$. Também se pode verificar que se a intensidade do dipolo $F(t)$ for uma função constante no tempo, o dipolo só será sentido em uma pequena região ao seu redor. Essa característica é inerente aos dipolos, os monopolos não podem ser decompostos em parcelas que afetam o campo próximo e em parcelas que afetam regiões mais distantes.

3.3 Definição das fontes sonoras A analogia de Lighthill

Em 1951, no contexto de diminuição de ruído de turbojatos, Lighthill desenvolveu uma analogia que permitiu identificar fontes de ruído no próprio escoamento. Essa teoria parte do princípio que a fonte sonora é a diferença entre as leis gerais de aproximação e suas aproximações linearizadas. Partindo desse princípio, é possível manipular algebricamente as equações de quantidade de movimento e conservação de massa para que a equação resultante do processo seja uma equação de onda na perturbação do escoamento munida de um termo fonte. Conforme será visto nas seções subseqüentes, o procedimento de Lighthill gera uma fonte sonora como descrito na equação 3.8 sem qualquer aproximação feita nas equações, permitindo identificar vários mecanismos do escoamento como fonte de ruído.

Diferenciando em relação ao espaço a equação da quantidade de movimento escrita em função perturbação de pressão, equação 3.15, e subtraindo o resultado da derivada temporal da equação da continuidade, encontra-se a equação 3.16.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x} (p' \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho v_i v_j) \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (p' \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho v_i v_j) \quad (3.16)$$

Finalmente, subtraindo $c^2 \nabla^2 \rho'$ de ambos os lados da equação 3.16, pode-se encontrar a equação de onda proposta por Lighthill 3.17. Nessa equação, o lado esquerdo possui uma estrutura de dupla divergência, constituindo um quadrupolo, em analogia à definição de dipolo. Admitindo o lado esquerdo da equação independente do lado direito, é possível integral a distribuição de fontes tal como feito anteriormente para fontes compostas por dipolos e monopolos. Por ter estrutura de quadrupolo, a eficiência de propagação é muito menor que os dipolos, pois há dupla tendência de cancelamento dos termos. Dessa forma, o efeito de cada fonte decai com o inverso da distância a ela.

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (p' \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho v_i v_j - c^2 \rho' \delta_{ij}) \quad (3.17)$$

Uma análise mais detalhada do termo fonte deve ser feita. A estrutura de dupla divergência atua sobre o tensor de Lighthill, definido na equação 3.18. A equação de Lighthill é uma equação válida para toda a região do fluido na qual o tensor não se anula, tal como as fontes sonoras definidas nas seções anteriores.

$$T_{ij} = (p' - c^2 \rho') \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho v_i v_j \quad (3.18)$$

Analisando o tensor de Lighthill, percebe-se que escoamentos não viscosos não geram som, pois as tensões de Reynolds são da ordem do quadrado das flutuações de velocidades, o tensor de forças viscosas é nulo e tendo em vista as equações 3.4 e 3.6, a parcela que multiplica a função delta de Dirac se anula.

Contudo, em escoamentos turbulentos, há presença de tensões de Reynolds com grande magnitude, além das tensões viscosas. Dessa forma, o escoamento turbulento gera ruído sob a forma de um quadrupolo.

A equação de Lighthill, concebida para tratar diretamente o problema de jatos livres, não leva em conta a presença de paredes diretamente. O problema das paredes sólidas só foi

resolvido em 1969 por Ffowcs Williams e Hawkings, com o uso de funções generalizadas para descrever a fonte sonora induzida por paredes móveis.

3.4 Equação de Ffowcs Williams e Hawkings

Para tratar as fontes de ruído provenientes do movimento de superfície, o procedimento adotado por Ffowcs Williams e Hawkings pode ser resumido em reescrever as equações do movimento em termos de funções generalizadas, a fim de que as equações sejam válidas em todo o espaço, construir uma equação de onda e então resolvê-la através de integrais de convolução e funções de Green. Para tanto, utiliza-se um procedimento de volume de controle, de forma a isolar os efeitos sonoros das paredes, visto que eles são desconhecidos. Supõe-se que a superfície de controle S , se move com velocidade $\vec{u}(\vec{x}, t)$. Definindo a função de superfície f , tal que ela satisfaça a condição 3.19.

$$f(\vec{x}, t) \begin{cases} < 0, & \text{se } \vec{x} \text{ está dentro da superfície de controle} \\ = 0, & \text{se } \vec{x} \text{ está na superfície de controle} \\ > 0, & \text{se } \vec{x} \text{ está na região externa} \end{cases} \quad (3.19)$$

Definindo a função de Heaviside através da equação 3.20, multiplicando as equações exatas da quantidade de movimento e continuidade pelo operador $H(f)$ e tomando derivadas parciais tal como foi feito para a obtenção da equação de Lighthill, encontra-se a equação de Ffowcs Williams, 3.21.

$$H(x) = \begin{cases} 1, & \text{se } x > 0 \\ 0, & \text{se } x \leq 0 \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (H\rho') - c^2 \nabla^2 (H\rho') &= + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (HT_{ij}) \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \delta(f) [\rho v_i (v_j - u_i) + p_{ij}] \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \delta(f) [\rho (v_i - u_i) + \rho_0 u_i] \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$p_{ij} = p' \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (3.22)$$

A solução integral da equação 3.21 não é tão direta como a equação de Lighthill porque a fonte se move e a integração deve ser feita tendo o cuidado de utilizar sistemas coordenados

ligados à superfície de controle, como explicam as referências.

Definindo sistemas coordenados gerais e presos ao volume de controle por y e η , respectivamente, é possível relacioná-los através da velocidade da fonte $\vec{U}(\vec{\eta}, \tau)$ segundo a equação 3.23.

$$\vec{y} = \vec{\eta} + \int_0^\tau \vec{U}(\vec{\eta}, \tau') d\tau' \quad (3.23)$$

$$d^3\vec{y} = J d^3\vec{\eta} \quad (3.24)$$

$$K = J \frac{|grad_y f|}{|grad_{\eta f}|} \quad (3.25)$$

Definindo as constantes da transformação de sistemas de coordenadas, equações 3.24 e 3.25, pode-se finalmente integrar a equação de Ffowcs Williams, resultando na função 3.26 para a perturbação de massa específica. As variáveis auxiliares estão definidas na equações 3.27, 3.28 e 3.29.

$$\begin{aligned} 4\pi c^2 H \rho'(\vec{x}, t) = & + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \oint_V \frac{JT_{ij}}{r|1-M_r|} d^3\eta \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \oint_S \frac{\rho v_i(v_j - u_j) + p_{ij}}{r|1-M_r|} n_j K dS(\vec{\eta}) \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \oint_S \frac{\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i}{r|1-M_r|} n_i K dS(\vec{\eta}) \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$c(t - \tau^*(\vec{\eta})) = \left| \vec{x} - \vec{\eta} - \int_0^{\tau^*} \vec{U}(\vec{\eta}, \tau') d\tau' \right| \quad (3.27)$$

$$r = \left| \vec{x} - \vec{\eta} - \int_0^{\tau^*} \vec{U}(\vec{\eta}, \tau') d\tau' \right| \quad (3.28)$$

$$M_r = \frac{U_i}{cr} (x_i - \eta_i) - \int_0^{\tau^*} U_i(\vec{\eta}, \tau') d\tau' \quad (3.29)$$

A solução da equação de Ffowcs Williams revela que o som é função volumétrica de quadrupolos, a ela somada efeitos de monopolos e dipolos provocados pela superfície móvel. Dessa forma, a superfície móvel contribui para o som gerando uma distribuição de fontes de maior eficiência de irradiação, os dipolos e monopolos. Essa separação de efeitos é particularmente útil porque permite o cálculo do som seja simplificado se for conhecido a priori qual fonte de ruído é dominante. Por exemplo, para escoamentos subsônicos de baixa velocidade, isto é, com número de Mach menor que 0,3, a integral no volume pouco contribui para o ruído (Fluent Inc, 6.3), de modo que ela pode ser desprezada no cálculo final. Alguns pacotes comerciais se utilizam desse fato para diminuir o custo computacional do código, tal como no pacote Fluent,

o qual despreza as contribuições no volume. Já no pacote CAA++, existem ferramentas especializadas para cálculo de cada uma dessas contribuições, cada qual especializada na solução de uma classe de problemas em particular.

3.5 O método direto

Métodos diretos em aeroacústica são aqueles que não utilizam nenhuma analogia para calcular o som num observador, isto é, o som é calculado monitorando diretamente as oscilações de pressão em pontos de controle. Trata-se de um método computacionalmente muito caro, visto que para cada receptor, é necessário guardar um histórico de pressões. Tal procedimento contrasta com os procedimentos de cálculo utilizando analogias porque neste procedimento, deve-se armazenar apenas o histórico de pressões na região da fonte.

No método direto, o observador deve estar contido na malha, e mesmo para distâncias muito elevadas da fonte de ruído, deve-se resolver as equações de Navier-Stokes com elevada precisão. Essa abordagem tem ainda a dificuldade de se impor condições de contorno não reflexivas, de maneira que as perturbações acústicas sejam convectadas para fora do domínio computacional, ao invés de serem refletidas pelos limites da malha (Larsson, 2002).

Simulações diretas são utilizadas apenas nos casos em que há forte acoplamento entre o campo hidrodinâmico e o campo acústico. Em outras palavras, tais simulações são recomendadas para casos em que o campo hidrodinâmico seja instável às pequenas perturbações (DRAZIN; REID, 1981), de modo que pequenas alterações na solução não decaiam no tempo nem no espaço. Tal é o caso de uma cavidade ressonante, na qual as flutuações de pressão interagem com as instabilidades nas camadas cisalhantes numa retroalimentação de energia entre os campos acústico e hidrodinâmico.

3.6 Tratamento dos sinais acústicos

Ondas sonoras são flutuações de pressão que se propagam à velocidade do som, produzindo sinais de pressão em cada ponto da zona de ação. Conforme explicado nas seções anteriores, essas perturbações tem amplitudes e escala de energia muito menores que as pressões características do escoamento. Dessa forma, é necessário utilizar uma escala logarítmica para as flutuações de pressões.

Define-se o nível de potência sonora segundo a 3.30, mas é mais usual medir o nível sonoro em termos do nível de pressão sonora SPL, 3.31. Ambas as escalas são medidas em *dB*.

$$PWL = 10 \log \left(\frac{P_{\text{irr}}}{P_{\text{ot de ref}}} \right) \quad (3.30)$$

$$SPL = 10 \log \left(\frac{p'}{p'_{\text{ref}}} \right) \quad (3.31)$$

Usualmente os sinais de pressão são caracterizados por uma média, a pressão eficaz. Ela pode ser calculada através da equação 3.32.

$$p_{\text{eficaz}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt} \quad (3.32)$$

Para efeito do cálculo da propagação de energia, utiliza-se o conceito de intensidade sonora. Formalmente, esse conceito pode ser expresso através da equação 3.33, que define a unidade da intensidade sonora como $[\vec{I}] = W/m^2$, ilustrando que a intensidade sonora pode ser vista como a potência específica que é irradiada normalmente sobre uma superfície.

$$\vec{I} = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) \vec{v}(t) dT \quad (3.33)$$

4 O ESCOAMENTO AO REDOR DO SLAT

4.1 Sistemas de alta sustentação

4.1.1 Os sistemas e sua importância

Em manobras como pouso e decolagem, é essencial que a aeronave atinja altos valores de coeficiente de sustentação. Essa característica é necessária porque nessas manobras a velocidade da aeronave é muito baixa, e a força de sustentação deve ser maior do que em condições de cruzeiro. Em (Van Dam, 2002) o autor discute quantitativamente a importância de pequenos incrementos no coeficiente de sustentação máximo da aeronave. Ele mostra que variações da ordem de 0,1 no coeficiente de sustentação afetam o ângulo de aproximação da aeronave, diminuindo a altura do trem de pouso e, portanto, o peso da aeronave. Aeronaves com coeficiente de sustentação mais elevados necessitam de menor área de asa, sendo possível carregar uma carga paga maior, com benefícios econômicos evidentes.

O valor do máximo coeficiente de sustentação é limitado pelo "stall" do perfil da asa. Variações no perfil bidimensional alteram de forma pouco significativa o máximo coeficiente de sustentação, que tipicamente não excede 1,2 (Van Dam, 2002).

O uso de flaps nas asas aumenta a sustentação devido ao aumento da área alar e devido ao maior arqueamento do conjunto. Contudo, esse aumento da sustentação é acompanhado de maior exigência de recuperação de pressão no elemento principal. O conjunto fornece maior sustentação, mas a separação do escoamento ocorre prematuramente.

Os slats suprem a necessidade da recuperação de pressão exigida pelo flap porque o slat induz uma circulação contrária à do elemento principal. Como a aceleração no bordo de ataque do elemento principal é controlada, o escoamento apresenta um gradiente de pressão adverso muito menor, o que aumenta o ângulo de sustentação máxima. Conforme ilustrado em (Van Dam, 2002), o principal efeito do slat é alterar o ângulo de sustentação máxima e, conseqüentemente, o valor máximo do coeficiente de sustentação. Em tese, a inclinação da curva $C_L \times \alpha$ poderia se alterar, mas esse efeito é mínimo (Van Dam, 2002).

4.1.2 Parâmetros geométricos de um slat

As características aerodinâmicas do slat dependem não só do desenho do perfil, mas também de sua posição relativa ao elemento principal. A figura 4.1 ilustra os principais parâmetros de projeto do slat. Tais variáveis são utilizadas para se obter um conjunto de coeficientes aerodinâmicos ótimo para a condição de vôo. Trata-se do compromisso entre valores elevados de sustentação com baixo arrasto na decolagem e o máximo valor para $\frac{C_L}{C_D}$ no pouso, mesmo que acompanhado de altos valores de arrasto (Van Dam, 2002).

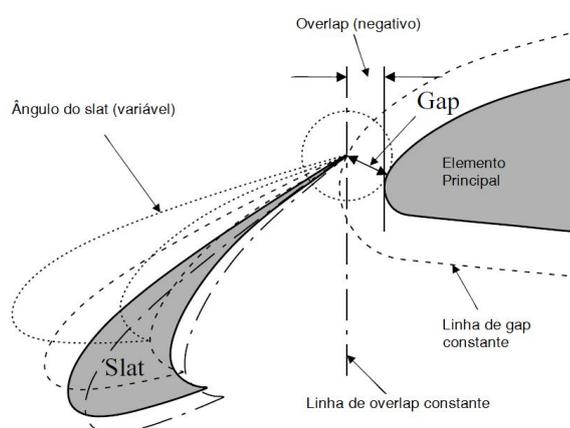


Figura 4.1: Parâmetros geométricos de um slat.

Ainda segundo (Van Dam, 2002), o desenvolvimento desses dispositivos inicialmente priorizou a otimização aerodinâmica. Como o desenvolvimento da tecnologia de hiper-sustentadores, o foco da otimização mudou para a integração desses dispositivos na asa, já que eles são pesados, necessitam de manutenção intensiva e tem um custo de fabricação alto.

Recentemente, a alteração no desenho dos perfis para a otimização aerodinâmica voltou a ser importante porque os perfis devem não só ter eficiência aerodinâmica, mas devem produzir baixo ruído. Entretanto, em alguns casos, a otimização aerodinâmica e de ruído conflitam, conforme se pode ver no estudo de perfis de baixo ruído para o slat encontrado em (Andreou; Graham; Shin, 2006).

4.2 Mecanismos de geração de ruído no slat

4.2.1 Revisão bibliográfica

Estudos experimentais comprovaram o papel dominante dos componentes hipersustentadores e do trem de pouso no ruído gerado pelo airframe. Dentre os componentes hipersustentadores, o

slat é a fonte de ruído preponderante em baixas e médias frequências, conforme pode ser visto na Figura 4.2.

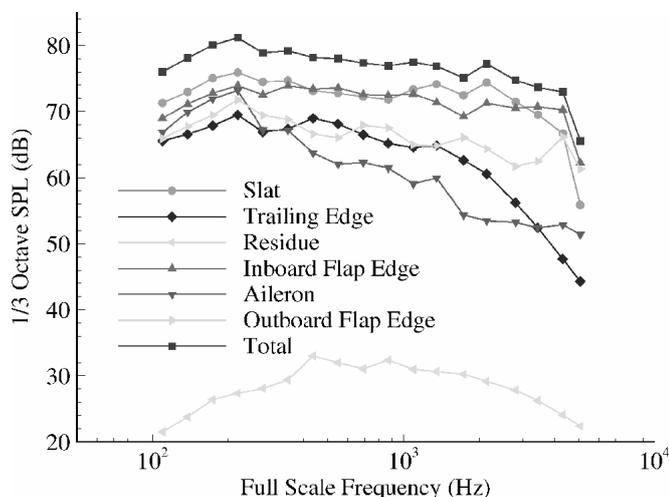


Figura 4.2: Espectro sonoro dos componentes do airframe, figura extraída de (Guo; Yamamoto; Stoker, 2003)

As principais regiões de instabilidades no escoamento ao redor do slat estão indicadas na figura 4.3. Outra região com importantes mecanismos de amplificação de ondas acústicas é a região do gap, mostrada na figura 4.1. As ondas acústicas são refletidas pelo bordo de ataque do elemento principal para o interior da cavidade do slat, provocando fortes ressonâncias naquela região. Ondas acústicas emitidas na cavidade atingem novamente o gap e podem provocar interferência.

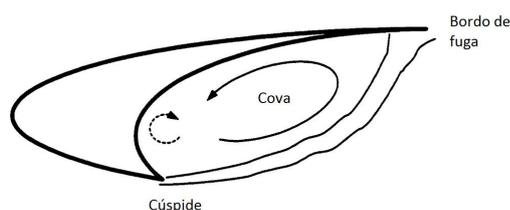


Figura 4.3: Espectro sonoro dos componentes do airframe, figura extraída de (Guo; Yamamoto; Stoker, 2003)

(Khorrami et al., 2003) mostrou, através de numerosas simulações e comparação com experimentos que em geral, o slat possui o espectro em frequência ilustrado na figura 4.4. Tal curva mostra o decaimento natural do som ao longo da frequência até que se observa um fenômeno de ruído tonal grande fluxo de energia acústica. Conforme aquele autor, o ruído é tonal porque o fenômeno de sua produção está associado a desprendimento de vórtices no bordo de fuga do slat.

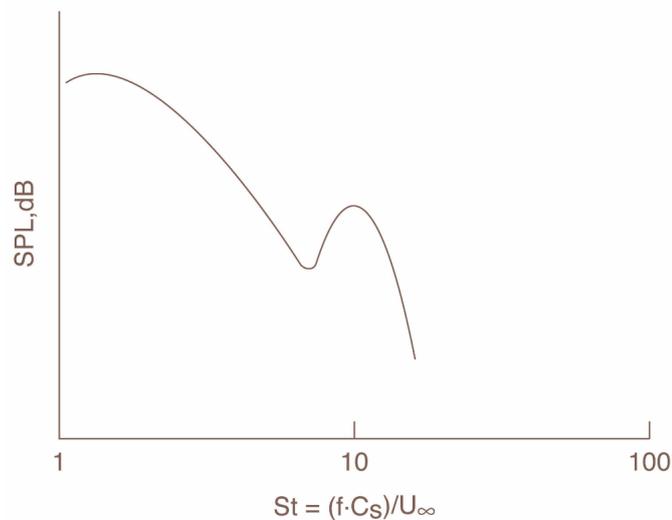


Figura 4.4: Espectro sonoro adimensional típico de um slat, retirado de (Khorrami et al., 2003). No cálculo do número de Strouhal, C_s é a corda do slat.

Além do fenômeno tonal de alta frequência, observam-se na figura 4.4 elevadas oscilações de pressão na região de baixas e médias frequências. Testes experimentais (PIV) efetuados por (Takeda et al., 2001) e (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004) foram utilizados para investigar o fenômeno sonoro em baixas frequências. Foi verificado um fenômeno de emissão da camada cisalhante em torno da cúspide do slat, formando vórtices com comprimento de onda elevado na direção da envergadura. Os vórtices gerados na cúspide são conduzidos pela sucção proveniente do gap em direção à borda de fuga do slat. Dependendo da configuração geométrica, isto é, do ângulo de ataque da asa e do ângulo de deflexão do slat, tais vórtices podem tanto ser transportados para fora da cavidade do slat interagindo então, com o fenômeno de geração de vórtices no bordo de fuga quanto podem ser direcionados para a parede interna do slat, a cova, na qual os vórtices se chocam e ficam presos numa região de recirculação. Essa camada cisalhante é formada por vórtices de diversas escalas de comprimento, constituindo um fenômeno muito complexo e difícil de ser simulado. A grande diferença de velocidades entre o escoamento principal e as regiões de baixa velocidade próximas à parede do slat deformam as estruturas coerentes. Com isso, as escalas características das estruturas variam em uma ampla faixa, resultando em diversos comprimentos de onda na direção da envergadura. A dinâmica do escoamento naquela região é dominada por uma interação complexa entre os vórtices emitidos pela cúspide e os vórtices deformados pela presença da parede. O fenômeno não apresenta um padrão periódico, sendo o ruído predominantemente de banda larga. A presença de diferentes escalas de comprimento para os turbilhões torna tanto a confecção de modelos para estudo da instabilidade quanto para simulação numérica muito mais complicados. Fenômenos de instabilidades temporais devem levar em conta efeitos não lineares como a amalgamação de vórtices

provenientes da cúspide e do bordo de fuga do slat, quando eventualmente um vórtice escapa dos escoamentos secundários da cova e é transportado para a região do gap. Essa caracterização deve garantir tanto a representação do fenômeno anisotrópico proveniente do movimento médio das grandes estruturas quanto a representação do fenômeno das pequenas escalas, que possuem densidade de energia muito menor que as estruturas maiores. Para tanto, procedimentos como utilizar modelos de turbulência zonais nos quais equações laminares são utilizadas na região da cova do slat (Khorrami; Singer; Berkman, 2002),(Choudhari et al., 2002) podem ser adotados para que os fenômenos presentes naquela região não sejam amortecidos pela viscosidade turbulenta. Ainda segundo (Choudhari et al., 2002), esse procedimento resulta num nível de pressão sonora, SPL, entre 6 a 8 dB, dependendo da região do espectro, maior que os obtidos através da aplicação de modelos de turbulência em toda a região do escoamento. O sucesso desse método é baseado no fato de que em escoamentos com camadas cisalhantes livres, as tensões turbulentas são produzidas primariamente por estruturas com grande energia, as quais podem ser melhor avaliadas na ausência dos efeitos dissipativos provenientes da viscosidade turbulenta (Morris; Giridharan; Lilley, 1990). Os experimentos numéricos realizados por (Khorrami et al., 2001) mostram que sem esse procedimento zonal, é necessário forçar uma oscilação de velocidades na região da cúspide para que se observem instabilidades na camada cisalhante. Contudo, as estruturas coerentes são rapidamente dissipadas, e os vórtices mal alcançam as paredes.

O procedimento zonal é uma tentativa de se diminuir a viscosidade artificial em regiões nas quais os mecanismos de instabilidade sejam essencialmente não-viscosos. Em (Khorrami; Choudhari; Jenkins, 2004), o autor ainda indica que embora a instabilidade das estruturas sejam capturadas pelo procedimento zonal, ainda são necessários refinamentos na metodologia para que se consiga reproduzir a interação dos vórtices com as paredes e a evolução das grandes estruturas após seu confinamento na região da cova. Khorrami; Choudhari; Jenkins propõe que a dinâmica na região da cova só poderá ser completamente reproduzida com simulações tridimensionais.

5 SIMULAÇÕES BIDIMENSIONAIS EM REGIME PERMANENTE COM O PERFIL AGARD

5.1 Geometria AGARD-2 sem flap

As simulações numéricas foram realizadas com a geometria de referência descrita no caso A-2 em (Moir, 2004) sem o flap. O modelo foi ensaiado por (Andreou; Graham; Shin, 2006) em túnel de vento e tanto os resultados quanto a geometria foram disponibilizados como figuras. Essa referência foi escolhida por apresentar as curvas $C_L \times \alpha$ e $SPL \times f$ experimentais para um aerofólio com slat. Contudo, nesse artigo não estão disponíveis alguns dados importantes para a simulação, como a distribuição do coeficiente de pressão c_p , definido na equação 5.1.

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (5.1)$$

O modelo ensaiado possui slat com corda de 13,5% a corda do elemento principal, deflexão do slat de 25 °, razão de aspecto de 2,7 e razão entre a altura do túnel e corda do aerofólio de aproximadamente 0,48. Para evitar contato com a camada limite do túnel foram utilizados "end plates" circulares próximos das extremidades do modelo. O autor ainda utilizou "boundary layer trips" na região da cúspide a fim de forçar a transição da camada limite e controlar o ruído tonal proveniente do desprendimento de vórtices naquela região. A geometria foi testada numa faixa de número de Reynolds de $0,84 - 1,6810^6$, com velocidade do escoamento de $30 \frac{m}{s}$. Nessas condições, o nível de turbulência do túnel de vento é da ordem de 0,15%.

5.2 Análise de convergência de malha

Seguindo as considerações indicadas na seção 4.2, projetou-se uma configuração de malha computacional indicada na figura 5.1. As malhas são estruturadas e tentam acompanhar as linhas de corrente do escoamento. Para verificar a independência dos resultados da malha computacional, foram utilizadas três malhas com densidade de elementos variável, 50.000, 100.000 e 170.000

elementos, tomando o cuidado de manter o desenho básico das linhas de corrente. Uma análise mais rigorosa de convergência deveria considerar o uso de malhas não estruturadas, visto que estas em geral não acompanham a superfície do corpo e não possuem direções preferenciais.

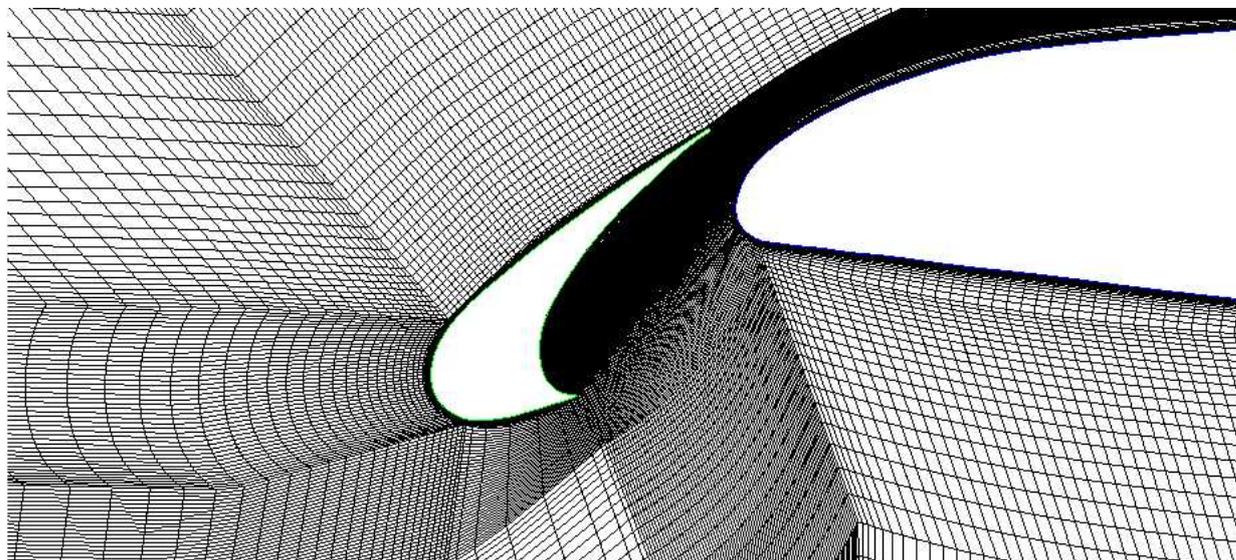


Figura 5.1: Vista detalhada da malha no slat.

Para que a análise tenha coerência, é necessário utilizar uma medida integral do escoamento, já que as diferentes interpolações levam a resultados locais diferentes. Por isso, escolheu-se a curva de sustentação para análise de convergência.

O ângulo de ataque foi variado em função do vetor velocidade nas fronteiras externas do domínio. Nas simulações foi utilizado um valor de 50 cordas de distância entre as fronteiras externas e as paredes. Essa distância deve ser elevada para que a esteira produzida pela asa decaia e o escoamento nas fronteiras possa ser considerado não perturbado.

5.2.1 Estudo de convergência para o modelo $k - \epsilon$ cúbico

Todas as simulações em regime permanente do modelo $k - \epsilon$ cúbico apresentam regime de separação acentuado, mesmo para ângulos de ataque muito baixos como 6° . Tal situação é incoerente com a função do slat, que é a de reduzir o pico de sucção no bordo de ataque para atrasar a separação (Van Dam, 2002). Como resultado, o coeficiente de sustentação do aerofólio não converge, visto que o escoamento nunca alcança regime permanente. Os resultados típicos para o ângulo de 6° estão condensados nas figuras 5.2 e 5.3. Resultados para ângulos de ataque maiores são similares e não serão mostrados por não acrescentarem novas informações.

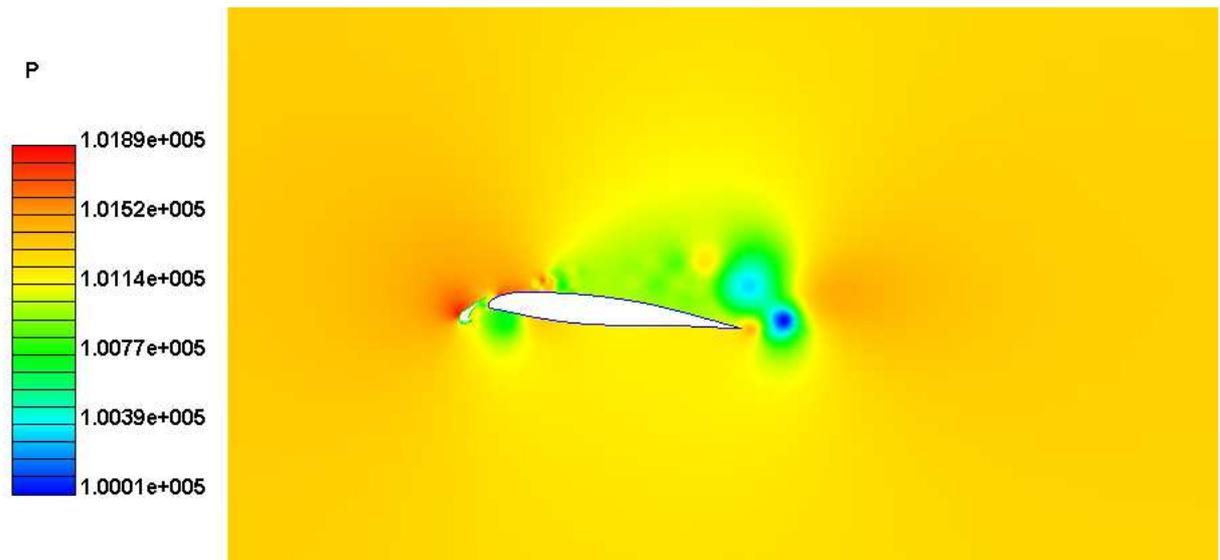


Figura 5.2: Típica distribuição de pressões para ângulo de 6° . Pressões em Pa. Modelo $k - \epsilon$ cúbico.

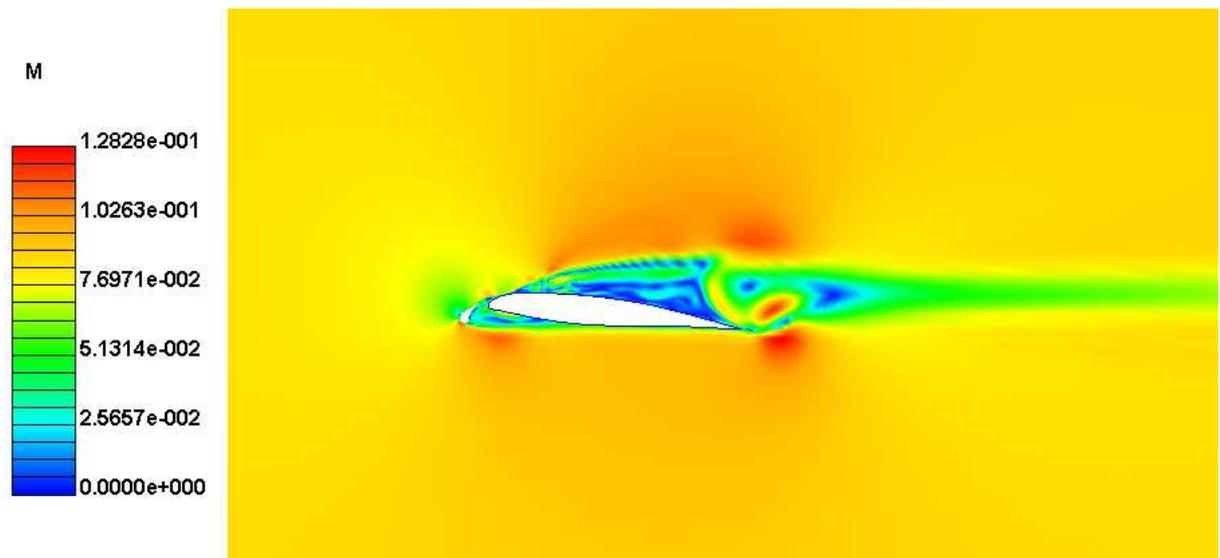


Figura 5.3: Típica distribuição de número de Mach para ângulo de 6° . Modelo $k - \epsilon$ cúbico.

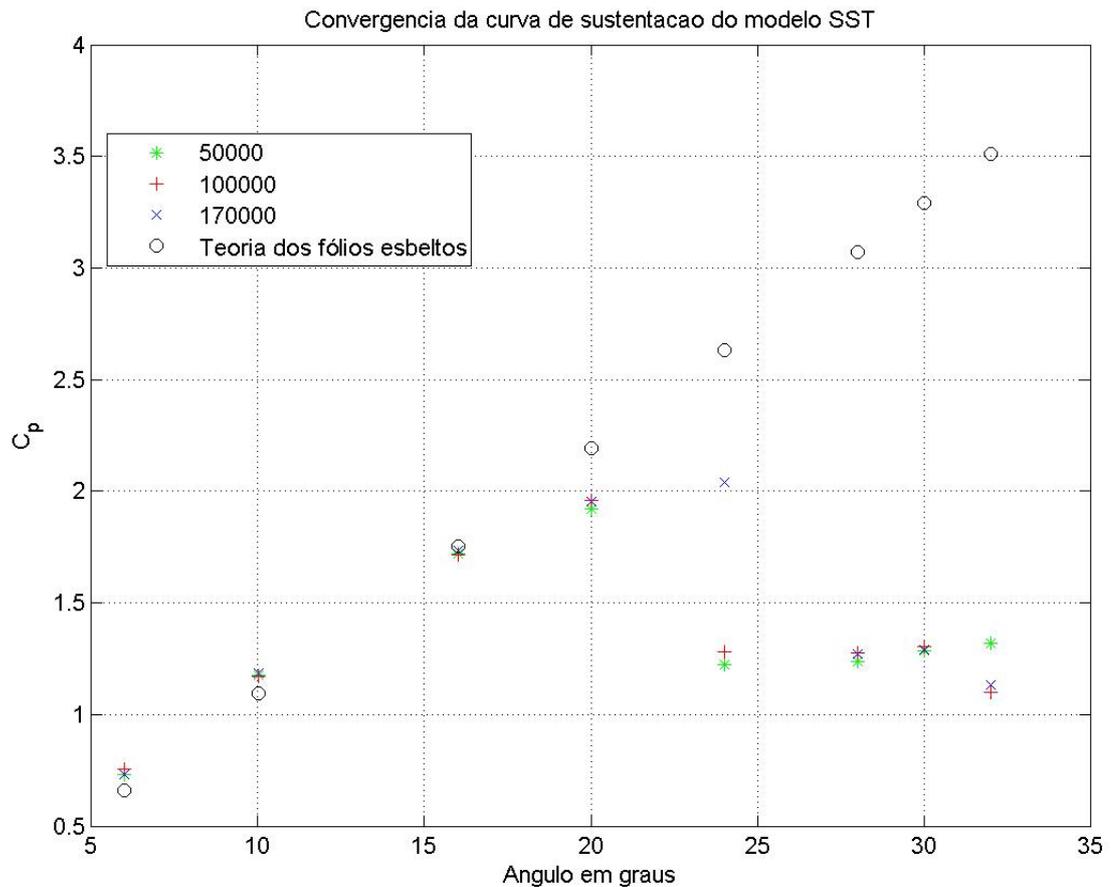
5.2.2 Estudo de convergência para o modelo $k - \omega$ SST

Cada uma das simulações com modelo de turbulência $k - \omega$ SST convergiu assintoticamente para um valor de sustentação. Os resultados apresentados na tabela 5.1 mostram independência em relação à malha, visto que eles pouco variam com o refinamento. Uma exceção deve ser feita com relação ao ângulo de 24° , pois o resultado para tal ângulo não apresenta indícios de stall, como ocorre nas outras malhas. Para melhor comparação e análise, as curvas obtidas estão superpostas na figura 5.4.

As distribuições típicas de pressão e número de Mach para o ângulo de 06° estão

Tabela 5.1: Tabela de convergência do coeficiente de sustentação para o modelo $k - \omega$ SST.

	50000	10000	170000
06°	0,7321	0,7558	0,7314
10°	1,1750	1,1720	1,1840
16°	1,7180	1,1746	1,7330
20°	1,9190	1,9600	1,9540
24°	1,2250	1,2830	2,0400

Figura 5.4: Convergência das curvas de sustentação para o modelo $k - \omega$ SST.

apresentadas nas figuras 5.5 5.6.

5.2.3 Estudo de convergência para modelo Spalart-Allmaras

As simulações com o modelo de Spalart-Allmaras, SA, convergem muito mais rapidamente que as simulações com modelos derivados de $k - \epsilon$. As iterações também são mais rápidas porque o modelo adiciona apenas uma equação de transporte para a turbulência, enquanto os

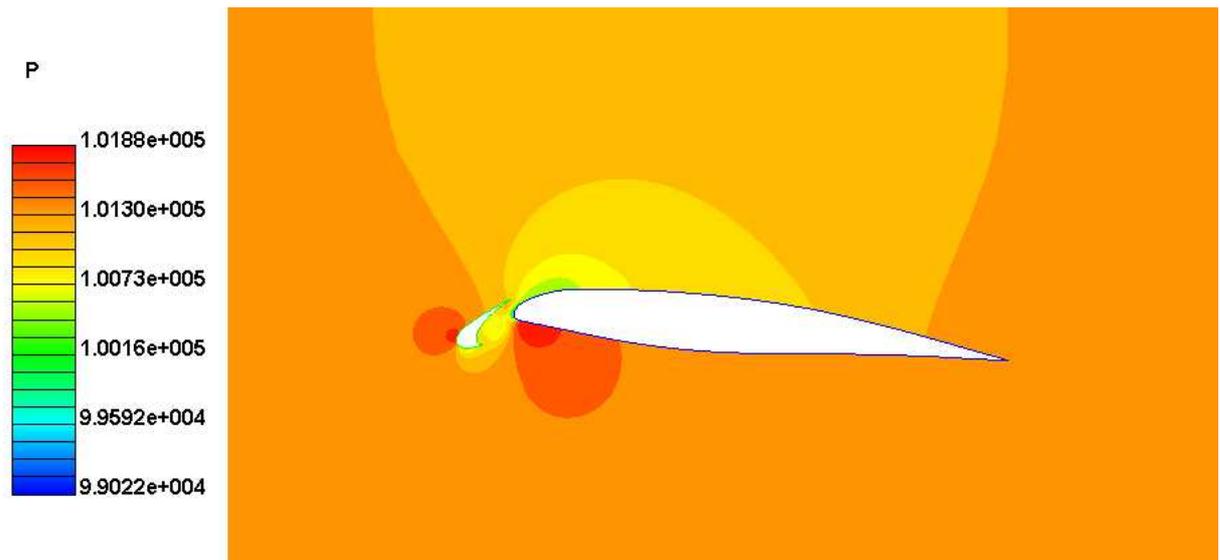


Figura 5.5: Típica distribuição de pressões para ângulo de 6° . Pressões em Pa. Modelo $k - \omega$ SST.

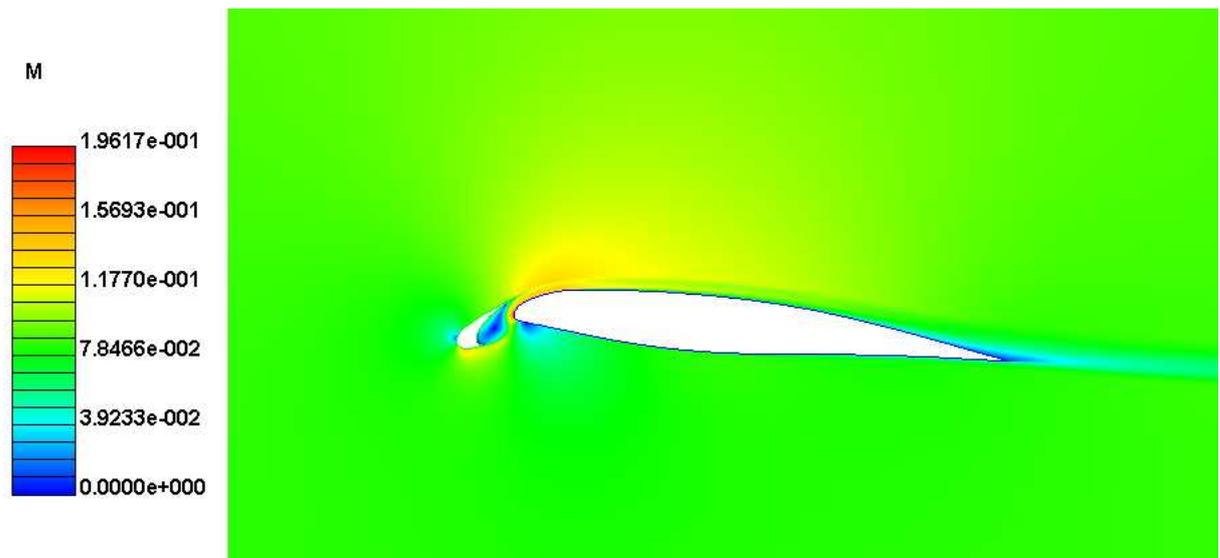


Figura 5.6: Típica distribuição de número de Mach para ângulo de 6° . Modelo $k - \epsilon$ cúbico.

modelos tradicionais transportam duas quantidades representativas da turbulência. Analisando os resultados apresentados na tabela 5.2 percebe-se que o refinamento na malha pouco altera os valores dos coeficientes. Para melhor comparação entre os pontos da curva, eles são mostrados na figura 5.7.

Observando a figura 5.7 percebe-se que os resultados são tanto mais independentes da malha quanto mais baixo o ângulo de ataque. Mesmo nos ângulos que antecedem o stall, observa-se grande concordância de resultados. Contudo, após o ângulo de sustentação máxima, aumenta a sensibilidade do coeficiente de sustentação com a densidade de elementos da malha.

Tabela 5.2: Tabela de convergência do C_L obtido com o modelo Spalart-Allmaras.

Ângulo \ Número de elementos	50000	10000	170000
06°	0,6687	0,6727	0,6750
10°	1,1750	1,1470	1,1490
16°	1,7460	1,7530	1,7570
20°	2,0270	2,0330	2,0420
24°	2,1580	2,1640	2,1810
28°	2,1030	2,1210	2,1490
30°	1,7450	1,9040	1,8230
32°	1,5780	1,7080	1,5980

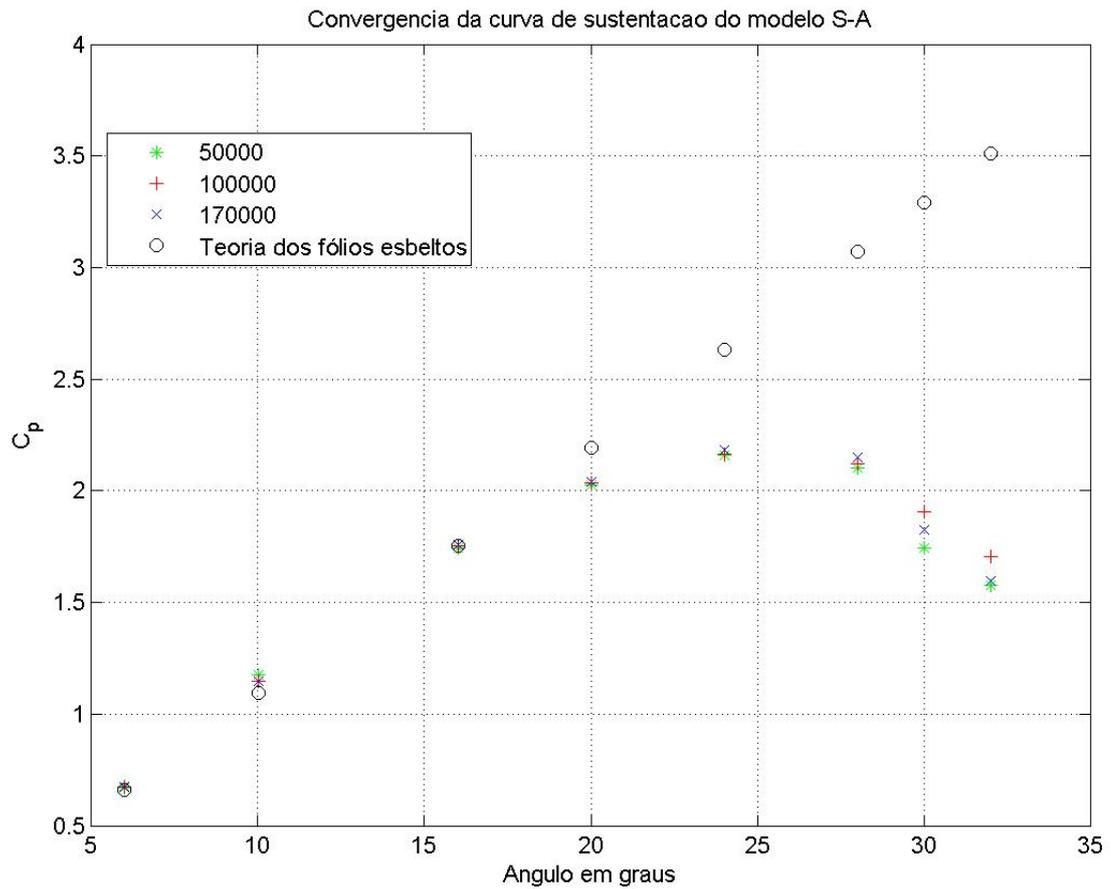


Figura 5.7: Convergência das curvas de sustentação para o modelo SA.

5.2.4 Análise dos resultados

Uma breve análise sobre a variação dos mecanismos de produção de turbulência com o ângulo de ataque pode ser feita considerando a distribuição de energia cinética turbulenta na região

do slat. Das figuras 5.8, 5.9 e 5.10, percebe-se que a maior produção de turbulência se dá na região da cúspide para ângulos mais baixos. Além disso, pode-se notar que as instabilidades são carregadas por convecção para fora da região da cova, resultando numa interação entre as instabilidades provenientes da cúspide e instabilidades provenientes do bordo de fuga do slat. Tal interação pode ser distinguida da geração de vórtices pelo bordo de fuga devido à maior espessura da esteira do bordo de fuga, conforme pode ser visto na figura 5.8. À medida que o ângulo de ataque aumenta, a região de maior intensidade de turbulência torna-se a cova, particularmente na região próxima à parede, indicando que as estruturas se desaceleram e se chocam com a parede do slat. Também se observou que para o ângulo de 16° , a produção de energia cinética turbulenta fica confinada na região da cova. Dessa forma, nota-se que a espessura da esteira do bordo de fuga fica aproximadamente constante para ângulos de 10° e 16° e menor que a espessura para ângulos de 6° . Essa mudança de configuração no escoamento foi observada em testes experimentais disponíveis em (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004) e (Takeda et al., 2001).

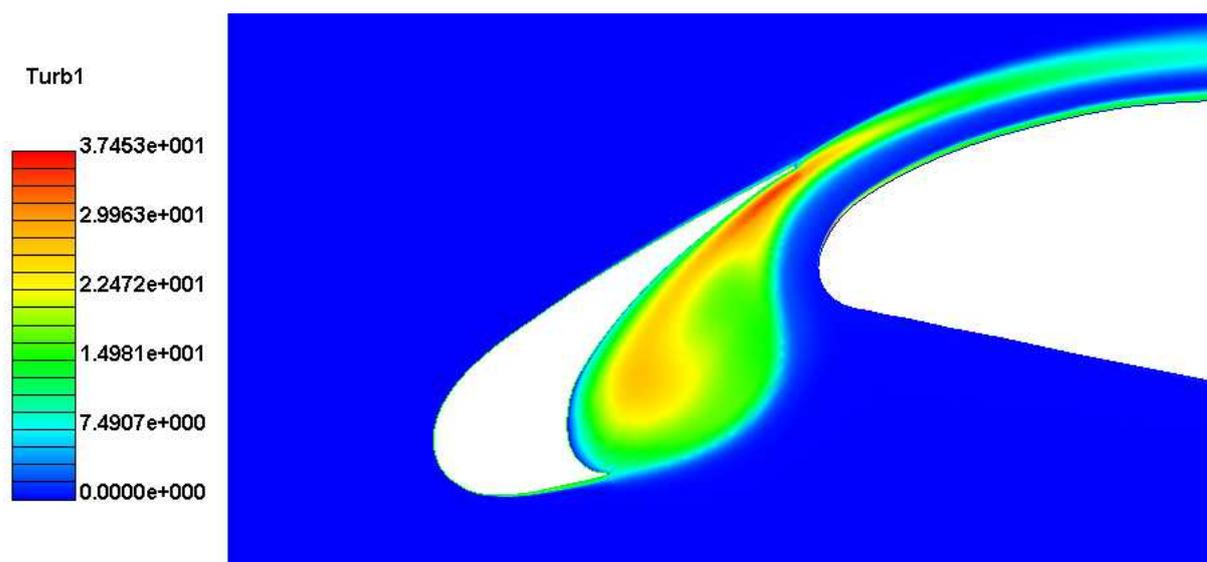


Figura 5.8: Típica distribuição de energia cinética turbulenta para 6° .

5.2.4.1 Comparação da curva de sustentação numérica com experimental

Pontos das curvas de sustentação simulados com modelo $k - \omega SST$ e experimental podem ser verificados na figura 5.11. À primeira vista, parece que as simulações são incoerentes, mas uma análise mais detalhada deve considerar em quais condições foi feito o experimento e se eles estão de acordo com a teoria utilizada no projeto. Em primeiro lugar, é preciso levar em consideração a correção a ser feita nos dados experimentais para os pontos da curva. No artigo, foi utilizada uma correção de dados de túnel de vento segundo indicado em (Engineering Sciences

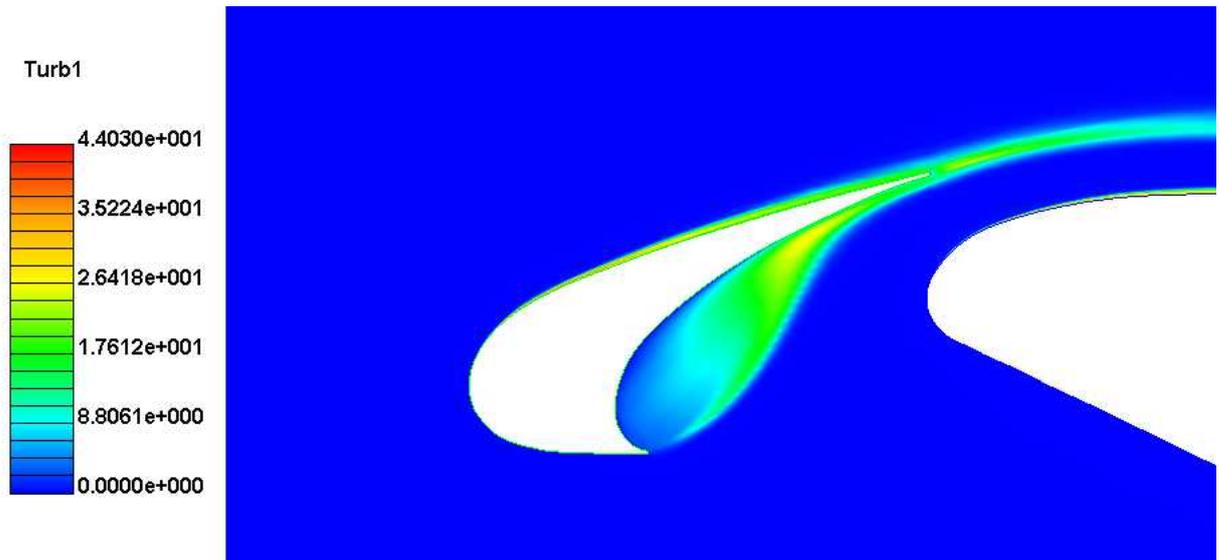


Figura 5.9: Típica distribuição de energia cinética turbulenta para 10°.

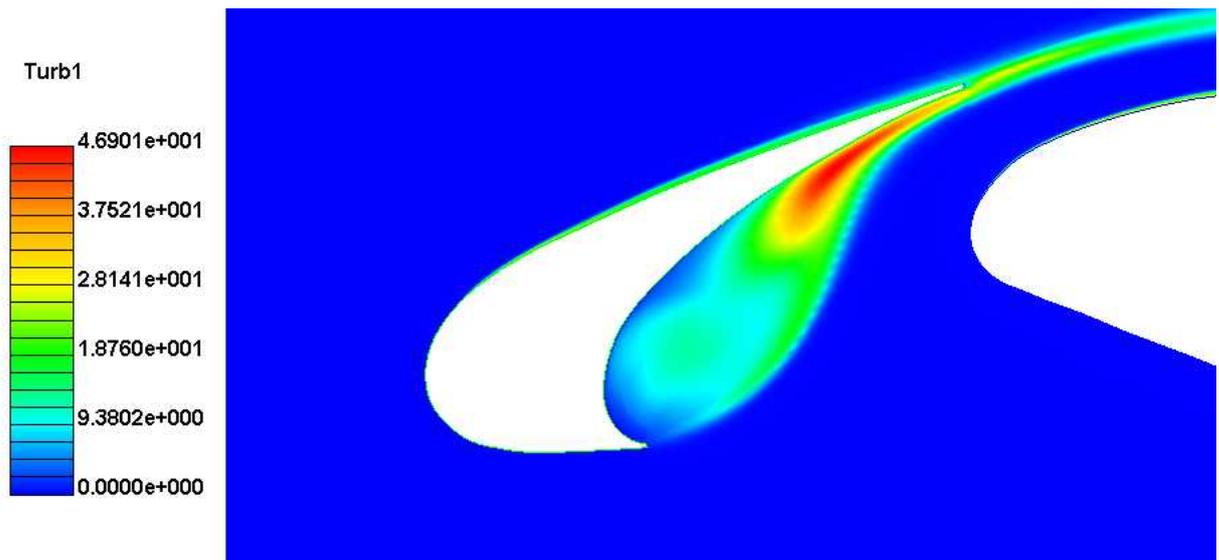


Figura 5.10: Típica distribuição de energia cinética turbulenta para 16°.

Data Unit, 1976). Essa referência diz que tal correção deve ser feita para casos em que a razão entre a corda do aerofólio e a altura do túnel seja pequena, de no máximo 0,35. Contudo, utilizando os dados disponíveis em (Andreou; Graham; Shin, 2006), chega-se a um valor de 0,48 para tal razão.

O objetivo do uso de um slat é induzir uma velocidade contrária à do escoamento principal, diminuindo assim o pico de sucção no bordo superior do aerofólio. Como consequência, há maior energia cinética disponível para o escoamento suportar gradientes adversos de pressão, causando atraso na separação (Van Dam, 2002). Logo, o efeito do uso do slat é no sentido de

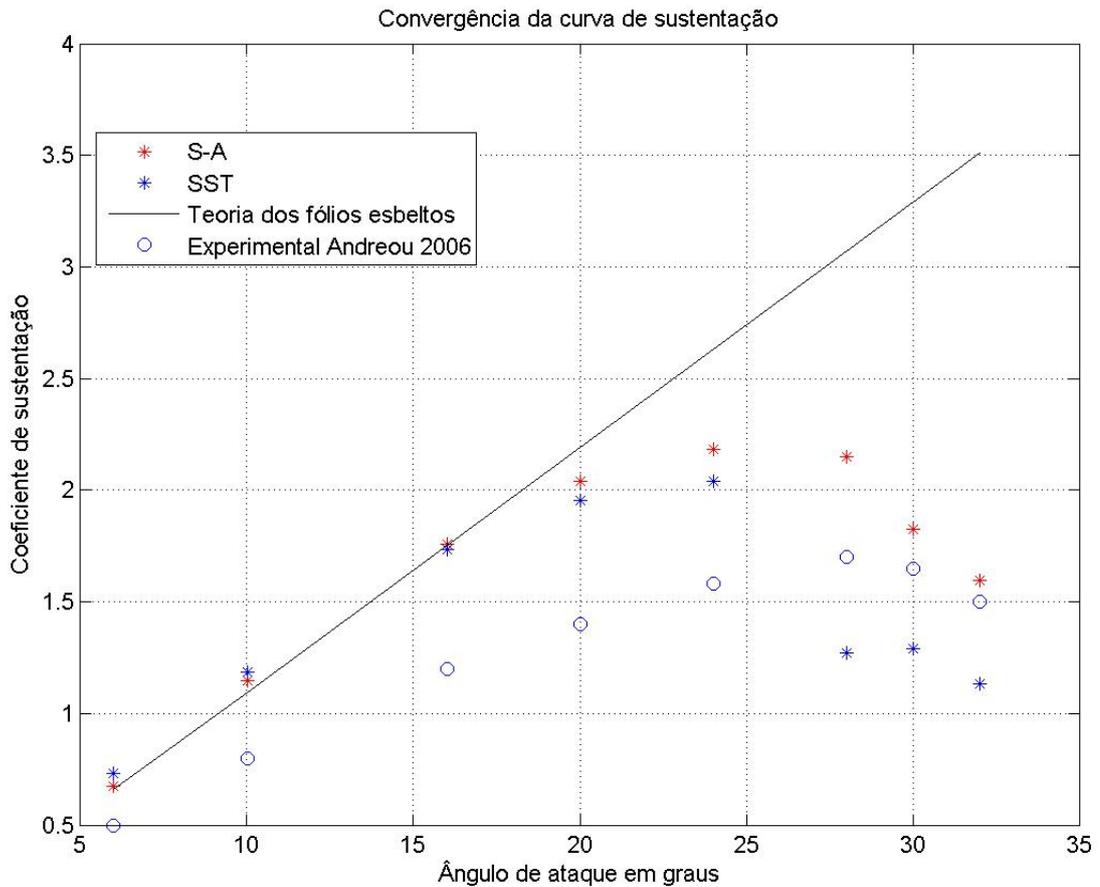


Figura 5.11: Comparação de resultados numéricos e experimentais.

umentar ângulo de stall e conseqüentemente o $C_{L_{max}}$ é muito mais significativo que o efeito na tangente da curva. Portanto, espera-se que para baixos ângulos de ataque, a inclinação da curva de sustentação seja próxima àquela calculada utilizando a teoria dos fólhos esbeltos.

Todavia, a teoria dos fólhos esbeltos assume um escoamento completamente bidimensional. Conforme discutido na seção 5.1, a razão de aspecto do modelo ensaiado é baixa, o que gera incertezas sobre a bidimensionalidade do escoamento. Como a asa é pequena, os vórtices de ponta podem induzir velocidades na direção da envergadura comparáveis às velocidades modificadas pela presença do perfil bidimensional. Com isso, o escoamento medido por (Andreou; Graham; Shin, 2006) pode se distanciar do escoamento em asas, o que poderia explicar os valores baixos no coeficiente de sustentação e o baixo valor da inclinação da curva.

Ainda analisando a figura 5.11, nota-se que as simulações apresentam resultados muito semelhantes, até que se configure o stall. A concordância dos resultados das simulações para baixos ângulos de ataque pode indicar coerência nas simulações. Também se nota que a incli-

nação da curva de sustentação é muito próxima da inclinação teórica e, também, possui valores muito próximos aos valores numéricos obtidos em (Ton T. A.; van Putten, 2006). Uma melhor comparação dos resultados poderia ser feita em função da distribuição do coeficiente de pressão c_p , mas esses dados não estão disponíveis em (Andreou; Graham; Shin, 2006).

Então, é possível concluir que o experimento feito por Andreou; Graham; Shin apresenta componentes tridimensionais de elevada magnitude no escoamento, o que leva ao uso de condições de contorno muito complexas e difíceis de se identificar e classificar. Por isso, após estudo de modelos de turbulência com o perfil AGARD, esse trabalho passará a utilizar o perfil 30P30N, por disponibilidade de maior conjunto de dados experimentais e numéricos.

6 SIMULAÇÕES BIDIMENSIONAIS EM REGIME TRANSIENTE COM O PERFIL AGARD

6.1 Simulações transientes com modelo de turbulência $k - \omega$ SST

A partir das soluções em regime permanente para o modelo $k - \omega SST$ foram conduzidas simulações numéricas transientes com passo temporal de $1 \times 10^{-5} s$ para os ângulos de ataque de 6,10 e 16°. Para verificar os fenômenos de instabilidade foram monitoradas pressões por cerca de 0,1s em quatro pontos: um localizado arbitrariamente na cova do slat, um próximo do bordo da cúspide do slat e dois monitorando o bordo de fuga do slat e do fólio.

Baseando-se nos resultados das simulações em regime transiente, é possível estimar a frequência de geração e desprendimento de vórtices no bordo de fuga do slat através do número de Strouhal da esteira, (Roshko, 1954). Tal frequência, da ordem de $6kHz$, indica uma escala de tempo característica do escoamento. Com isso, as simulações evoluem a um passo adimensional de 0,12.

6.1.1 Espectros de pressão na cúspide

Os espectros de pressão na cúspide indicam um fenômeno de instabilidade na camada cisalhante, correspondendo a uma frequência de $5kHz$. Para ângulos de ataques mais baixos, há grande transferência de energia nas baixas frequências, com uma moderada amplitude por volta de $8kHz$, como pode ser visto nas figuras 6.1 e 6.2.

Para ângulos de 10 e 16°, percebe-se que a energia sonora também se concentra nas frequências de 5 e $8kHz$, mas observando as figuras 6.3 e 6.4, nota-se que o fenômeno de ressonância fica ainda mais acentuado.

Assim como indicado em (Khorrami et al., 2003), há uma flutuação de pressão com caráter periódico acentuado, característico de fenômenos de desprendimento de vórtices.

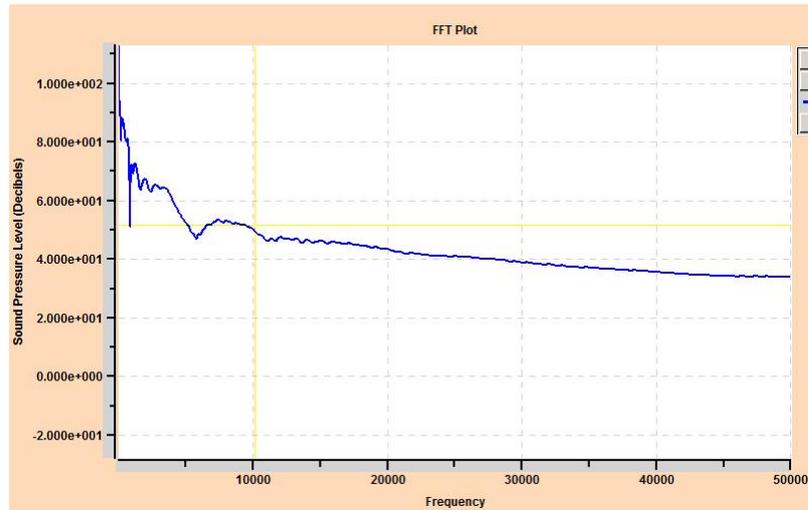


Figura 6.1: Espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 6° .

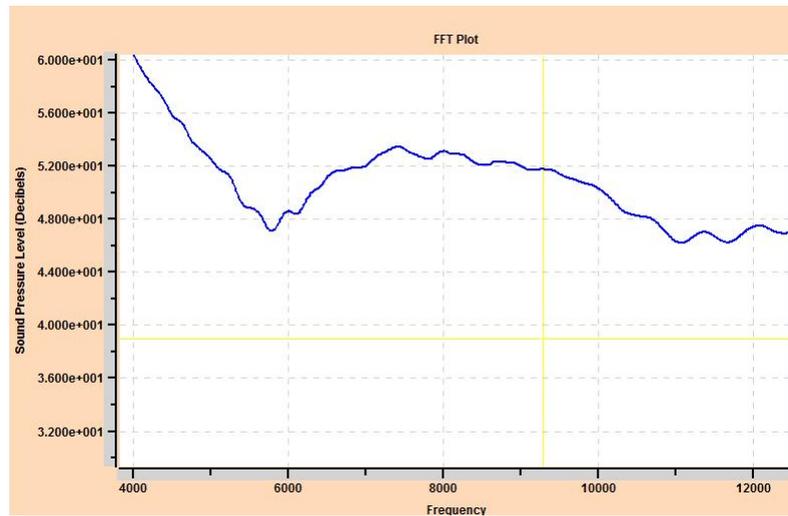


Figura 6.2: Frequência dominante no espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 6° .

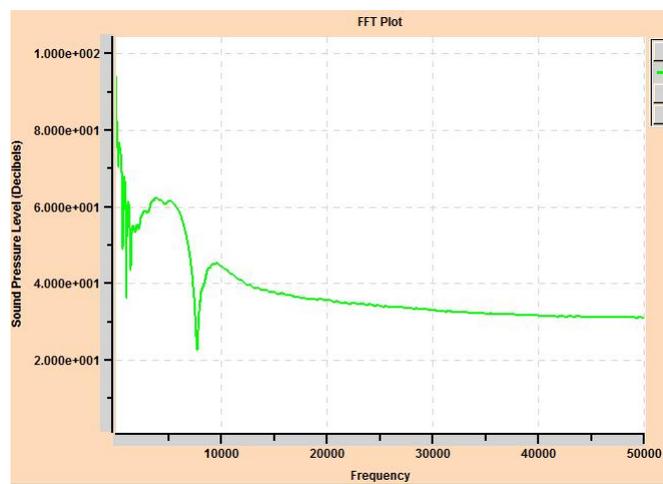


Figura 6.3: Espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 10° .

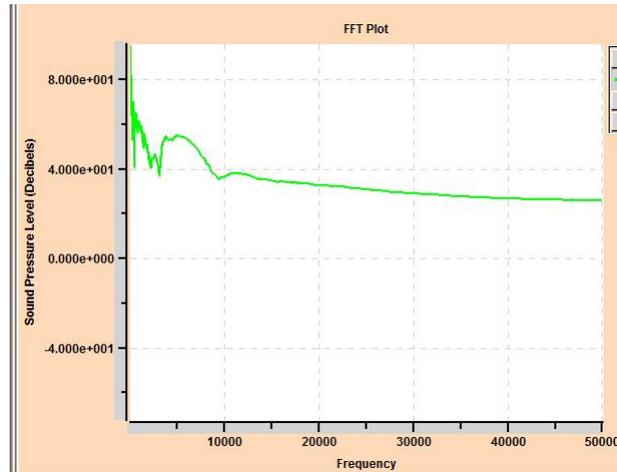


Figura 6.4: Espectro de ruído na cúspide para ângulo de ataque de 16° .

6.1.2 Espectros de pressão no bordo de fuga do slat

Os espectros de pressão no bordo de fuga também indicam a presença de um fenômeno periódico, de frequência aproximada de 5kHz , como pode ser constatado nas figuras 6.5 e fig:fft-bfs10.

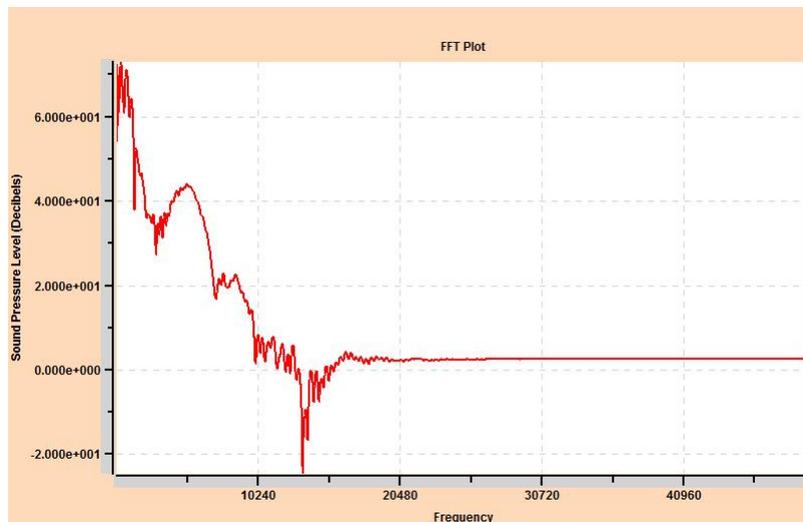


Figura 6.5: Espectro de ruído no bordo de fuga do slat para ângulo de ataque de 6° .

Essa frequência tem relação estreita com uma das frequências dominantes do espectro para a cúspide. Como pode ser visto na figura 6.7, para ângulo de ataque de 16° , o espectro não indica dominância na região de 5kHz , indicando que os vórtices gerados na cúspide ficam realmente confinados na região da cova, como observado por (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004) e (Khorrami et al., 2003).

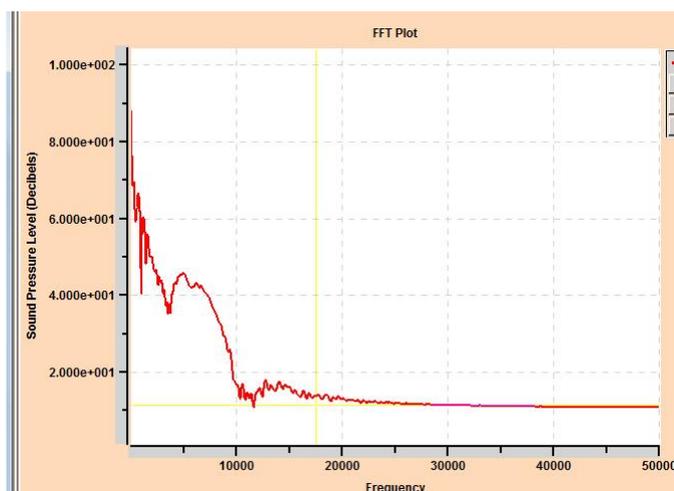


Figura 6.6: Espectro de ruído no bordo de fuga do slat para ângulo de ataque de 10° .

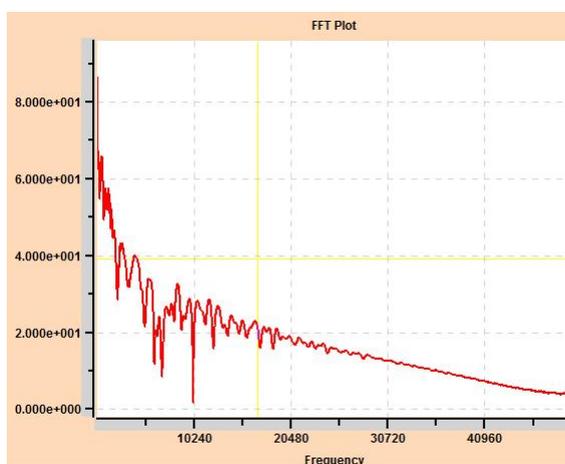


Figura 6.7: Espectro de ruído no bordo de fuga do slat para ângulo de ataque de 16° .

6.1.3 Espectros de pressão na região da cova

Na região da cova, as flutuações de pressão são provocadas por diversos fenômenos de interferência, de forma que o espectro de pressão seja mais espalhado, embora se possa distinguir a frequência dominante da cúspide no espectro para ângulos mais baixos, figura 6.8. Para ângulos maiores, o ruído é de banda larga, o que pode ser observado através do achatamento do espectro sonoro em ângulos de 16° , figura 6.9.

6.1.4 Espectros de pressão no bordo de fuga do fólio

Outra importante fonte de ruído do airframe é o bordo de fuga da asa. Para os três ângulos de ataque estudados, a frequência dominante no bordo de fuga foi aproximadamente constante e igual a 20kHz , como se verifica na figura 6.10.

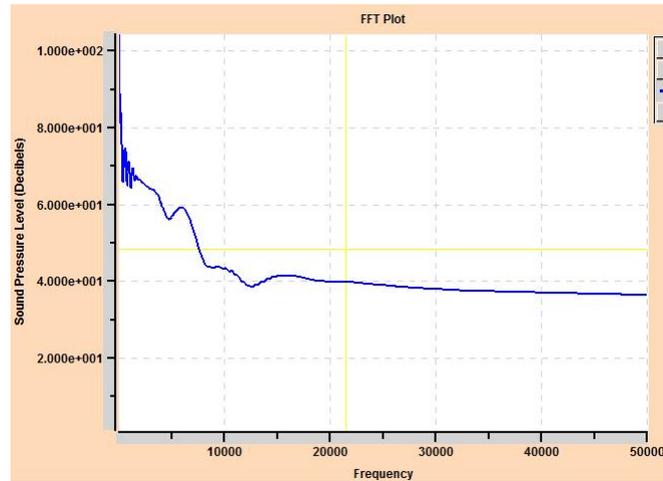


Figura 6.8: Espectro de ruído na cova do slat para ângulo de ataque de 10° .

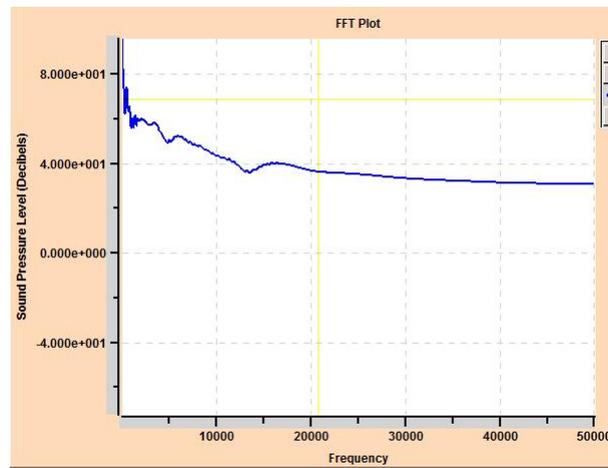


Figura 6.9: Espectro de ruído na cova do slat para ângulo de ataque de 16° .

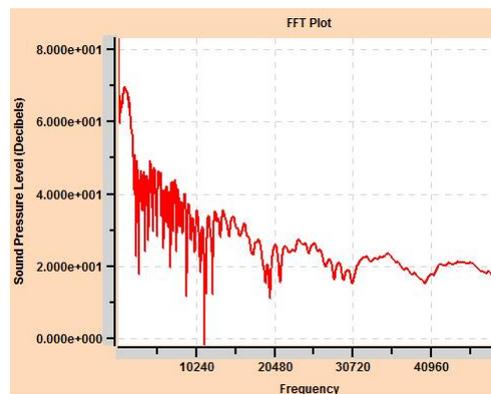


Figura 6.10: Espectro de ruído no bordo de fuga para ângulo de ataque de 16° .

6.1.5 Contornos de vorticidade

Devido à rápida estabilização do escoamento, os contornos de vorticidade pouco variam no tempo. Entretanto, é possível verificar a mudança nos mecanismos de convecção de vórtices

emitidos pela cúspide. A figura 6.11 mostra que a camada cisalhante se curva na direção do escoamento principal, sendo a vorticidade transportada por convecção para a região exterior. Percebe-se que a vorticidade emitida pela cúspide não fica presa à região da cova, conforme previsto pela literatura. Comparando a figura 6.11 com a figura 6.12, não se notam diferenças temporais no contorno de vorticidade. Parte do fenômeno pode ter sido filtrada por um alto passo temporal.

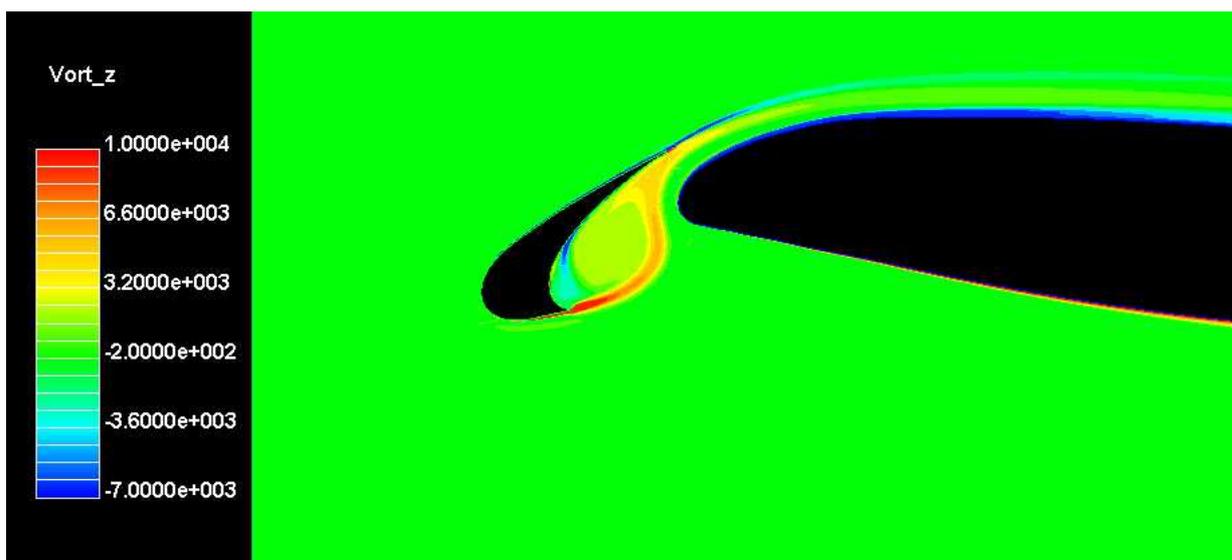


Figura 6.11: Vorticidade instantânea da asa a 6° de ângulo de ataque no tempo adimensional 10,660.

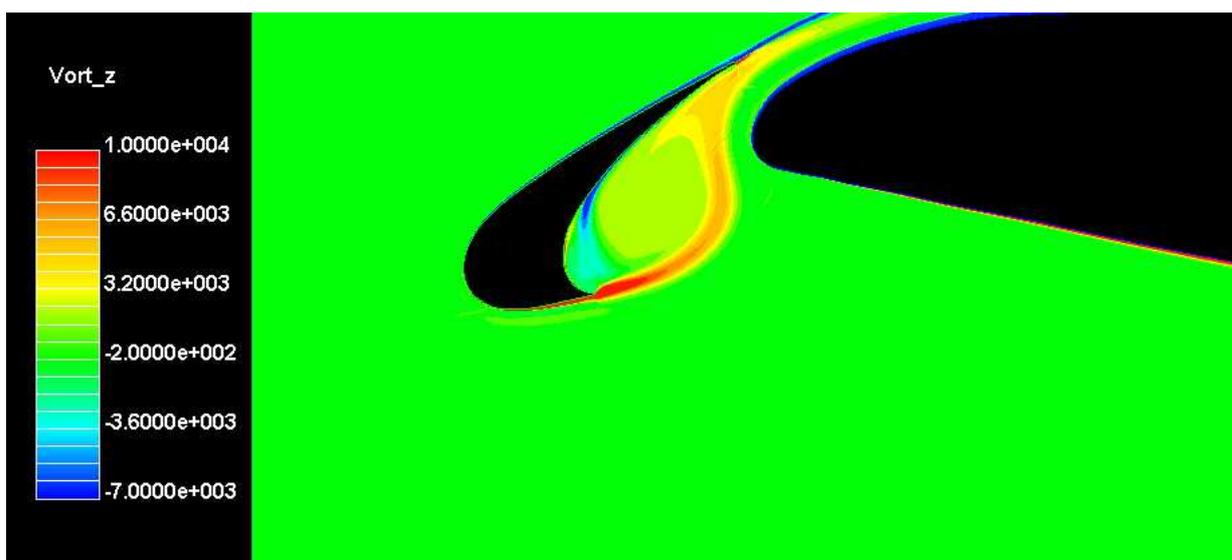


Figura 6.12: Vorticidade instantânea da asa a 6° de ângulo de ataque no tempo adimensional 13.

As figuras 6.13 e 6.14 apresentam a vorticidade instantânea para a configuração de 10° . Elas mostram que a esteira se curva devido ao fluxo principal, mas a forma da esteira é

muito menos perturbada se comparada ao caso do escoamento a ângulo de 6° . Comparando as duas figuras, nota-se que existe uma vorticidade adicional nas paredes do slat para ângulo de 6° . Essa vorticidade é resultante da interação entre a amplificação das perturbações da cúspide com a região das paredes.

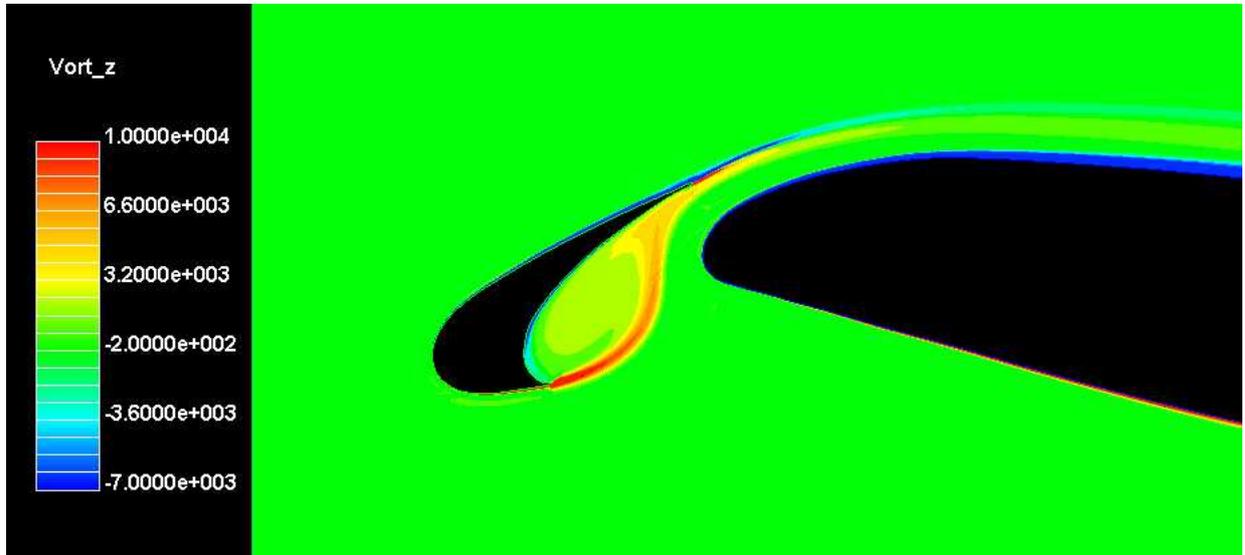


Figura 6.13: Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 10,660.

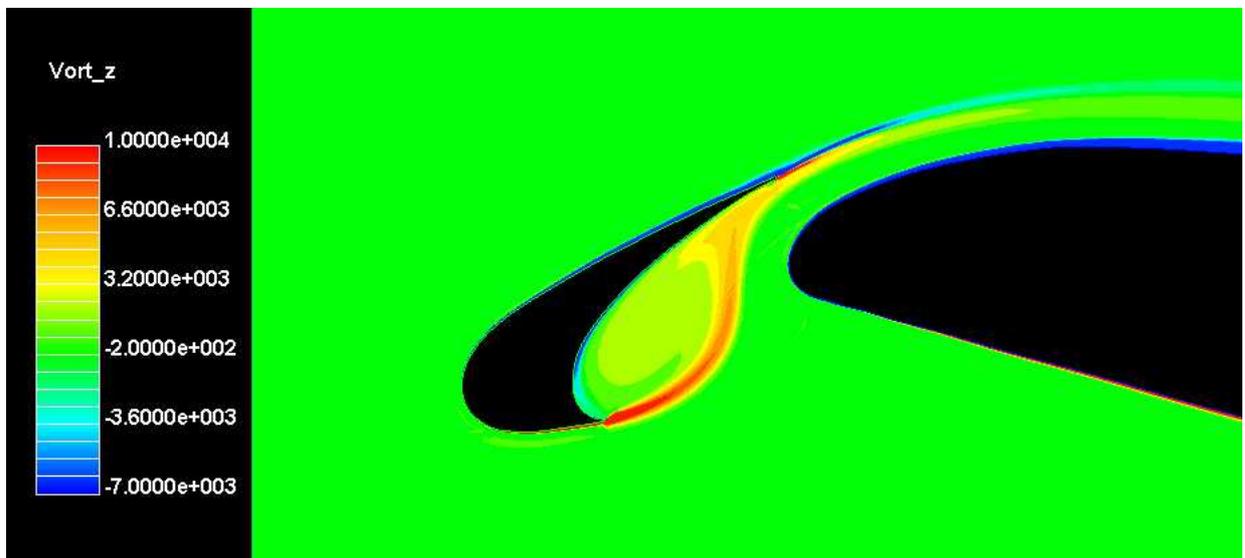


Figura 6.14: Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 13.

As figuras 6.15 e 6.16 revelam que para ângulos maiores, a interação entre a camada da cúspide e o bordo de fuga é muito menor. Dessa forma, o ruído tonal de alta frequência proveniente do bordo de fuga do slat torna-se muito maior. Os escoamentos com ângulos de ataque da asa de 10° e 16° não apresentam vorticidade acentuada na região mais próxima da

parede interna do slat, mostrando que não há mistura de frequências devido ao surgimento e interação entre pequenos vórtices, tal como foi observado em (Khorrami; Choudhari; Jenkins, 2004).

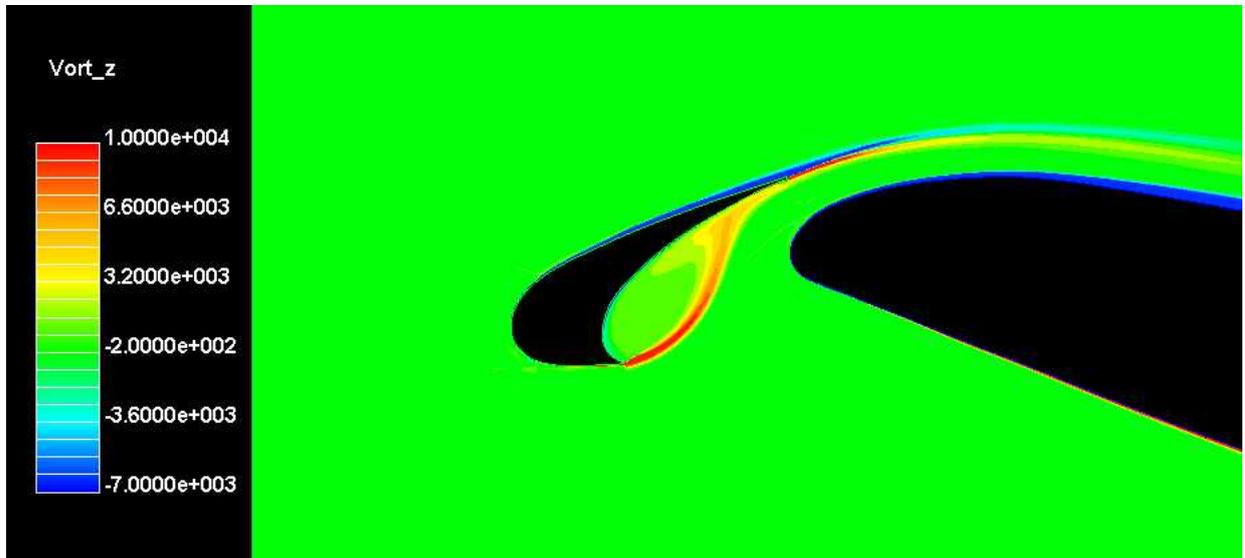


Figura 6.15: Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 10,660.

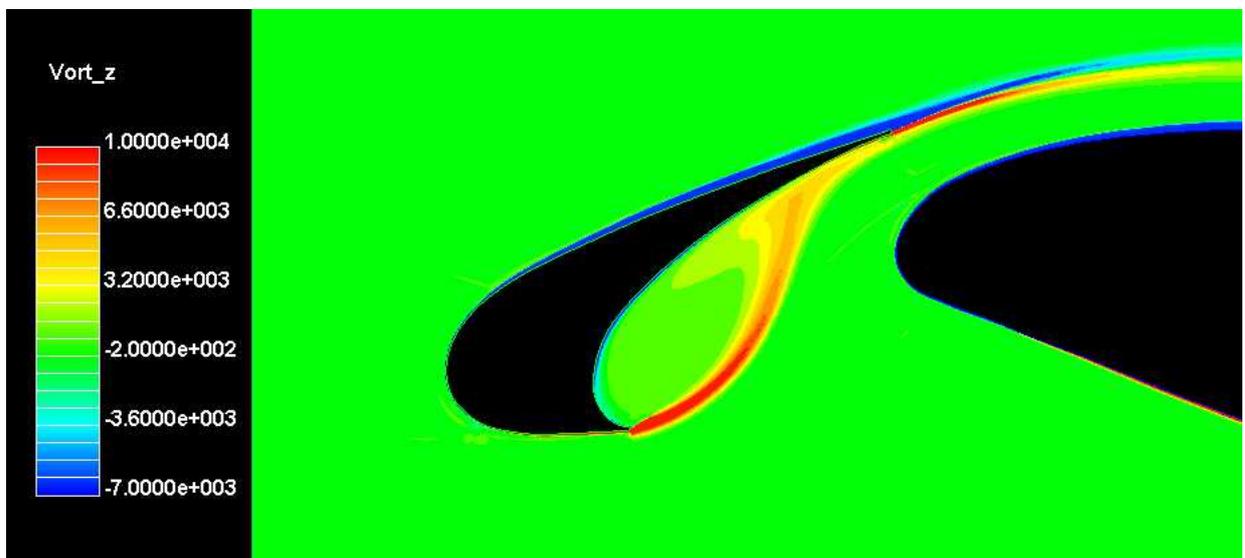


Figura 6.16: Vorticidade instantânea da asa a 10° de ângulo de ataque no tempo adimensional 13.

6.2 Simulações transientes com modelo de turbulência $k - \omega$ SST zonal

Embora as simulações apresentadas na seção 6.1 tenham capturado algumas frequências nos pontos de controle, as flutuações de pressão rapidamente se amorteciam. Dentre as possíveis

causas para esse efeito são o uso de um passo temporal muito alto e a dissipação das grandes escalas devido à presença de um modelo de turbulência. Na tentativa de reproduzir os resultados de (Khorrami; Choudhari; Jenkins, 2004), a escala de tempo do fenômeno foi obtida com a velocidade do som e a corda do elemento principal. O novo passo de tempo real foi escolhido para que o passo de tempo adimensional fosse da ordem de 4×10^{-4} , com passo de tempo de 1×10^{-8} . Para reproduzir a dinâmica das grandes estruturas, foi proposto por (Khorrami; Singer; Lockard, 2002) que seria possível reproduzir o escoamento na região do slat desligando o termo de produção de turbulência em uma região próxima à cova. Detalhes da região na qual se deveriam resolver as equações laminares estão apresentados na figura 6.17. Devido à construção do código utilizado para as simulações, não é possível desligar somente o termo de produção de turbulência, já que a única opção disponível é desligar o termo fonte nas equações da turbulência. Conforme será visto nas próximas sub-seções, esse procedimento permite oscilações de pressão mas não permite o desenvolvimento de grandes estruturas na região da cúspide.

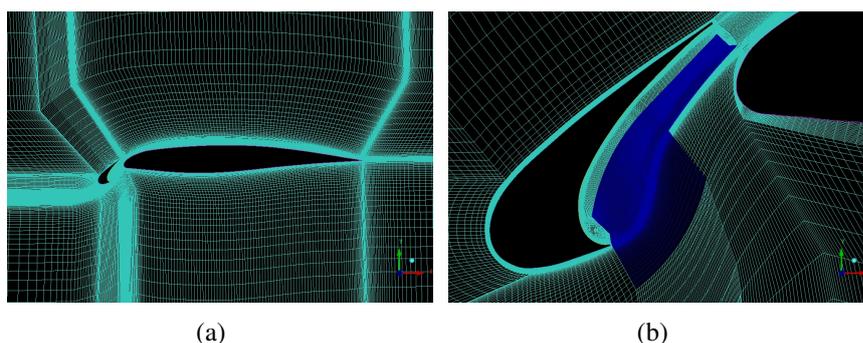


Figura 6.17: Malha para simulações do perfil AGARD-2. (a) Malha nas proximidades da asa. (b) Zona laminar em azul.

As simulações admitiram como condição inicial soluções em regime permanente. Para efeito de acomodação dessa solução e para que detecte apenas os efeitos transientes relativos às instabilidades, os primeiros 10000 passos de tempo foram descartados da análise.

6.2.1 Simulações para ângulo de ataque de 10°

Nas simulações com ângulo de ataque de 10° , os contornos de vorticidade instantâneos na região da cova não se alteraram, indicando que o procedimento de se retirar o termo fonte naquela região não tem o mesmo efeito de se desligar apenas o termo de produção de turbulência. A figura 6.18 mostra que em realidade, a simulação não foi perturbada em relação ao regime permanente. Conforme se argumenta em (Khorrami; Singer; Lockard, 2002), as simulações estão corretas na média, mas do ponto de vista do escoamento instantâneo, elas claramente não cap-

turaram o fenômeno oscilatório proveniente do movimento de grandes estruturas na região da cova.

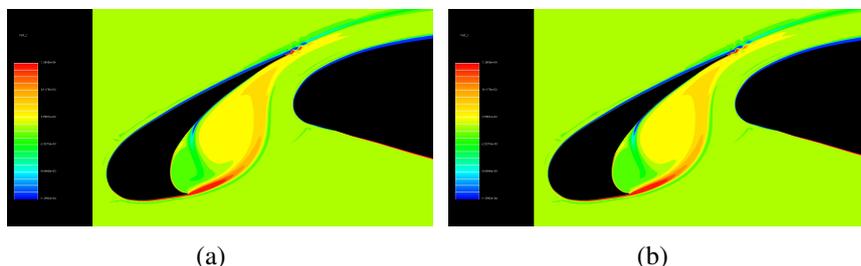


Figura 6.18: Contornos instantâneos de vorticidade na cova: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.

Analisando somente a região do bordo de fuga do slat na figura 6.19, nota-se que o desprendimento de vórtices foi capturado. Embora as estruturas se dissipem rapidamente no espaço, o fenômeno se tornou auto-sustentado, e o desprendimento de vórtices prossegue indefinidamente.

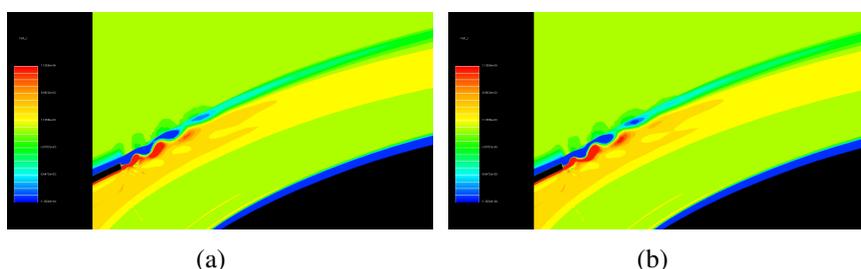


Figura 6.19: Contornos instantâneos de vorticidade no bordo de fuga do slat: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.

A diferença entre os resultados próximos à cúspide e os resultados próximos ao bordo de fuga está relacionada com a física de cada região e a sua relação com os modelos de turbulência. Os fenômenos de natureza não-viscosa na região da cúspide foram amortecidos pela presença da viscosidade turbulenta. Contudo, conforme mostram as figuras 6.20, 6.21 e 6.22, as simulações capturaram oscilações numa faixa de frequências bem definida. Trata-se da própria frequência de desprendimento de vórtices no bordo de fuga.

Nas figuras 6.21 e 6.20, deveria se observar um espectro mais espalhado nas baixas frequências, porque as interações entre os vórtices de diversas escalas produz um ruído de banda larga. Contudo, tal fenômeno é governado pelas grandes estruturas, as quais não se desprenderam nas simulações.

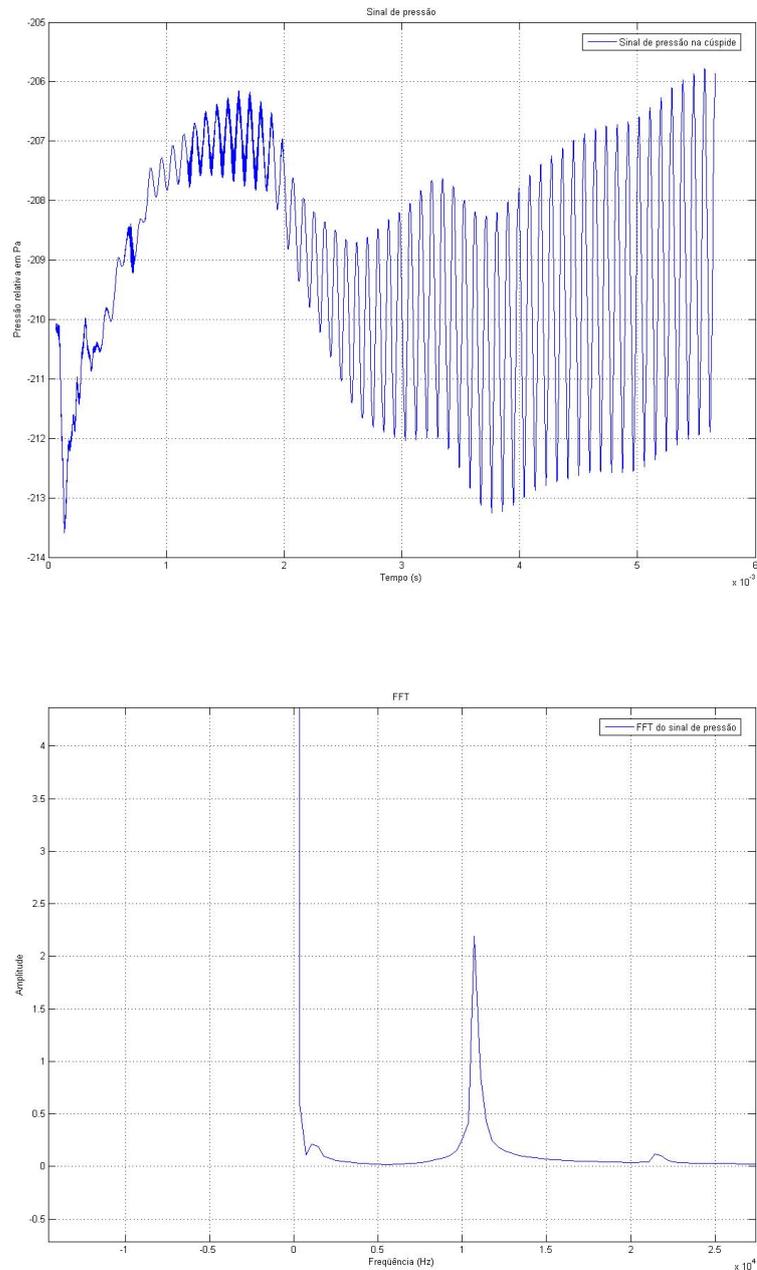


Figura 6.20: Flutuações de pressão na cúspide: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

6.2.2 Simulações para ângulo de ataque de 16°

Assim como nas simulações com ângulo de 10° , nas simulações com ângulos de 16° não foi capturada a dinâmica das grandes escalas. Também não foi observado o desprendimento de vórtices no bordo de fuga do slat. Observando as figuras 6.23, 6.24 e 6.25, percebe-se que existem oscilações em faixas de frequência diferentes. O espectro em frequência na cúspide, mostrado na figura 6.23, apresenta um ruído de banda larga e um ruído tonal numa frequência

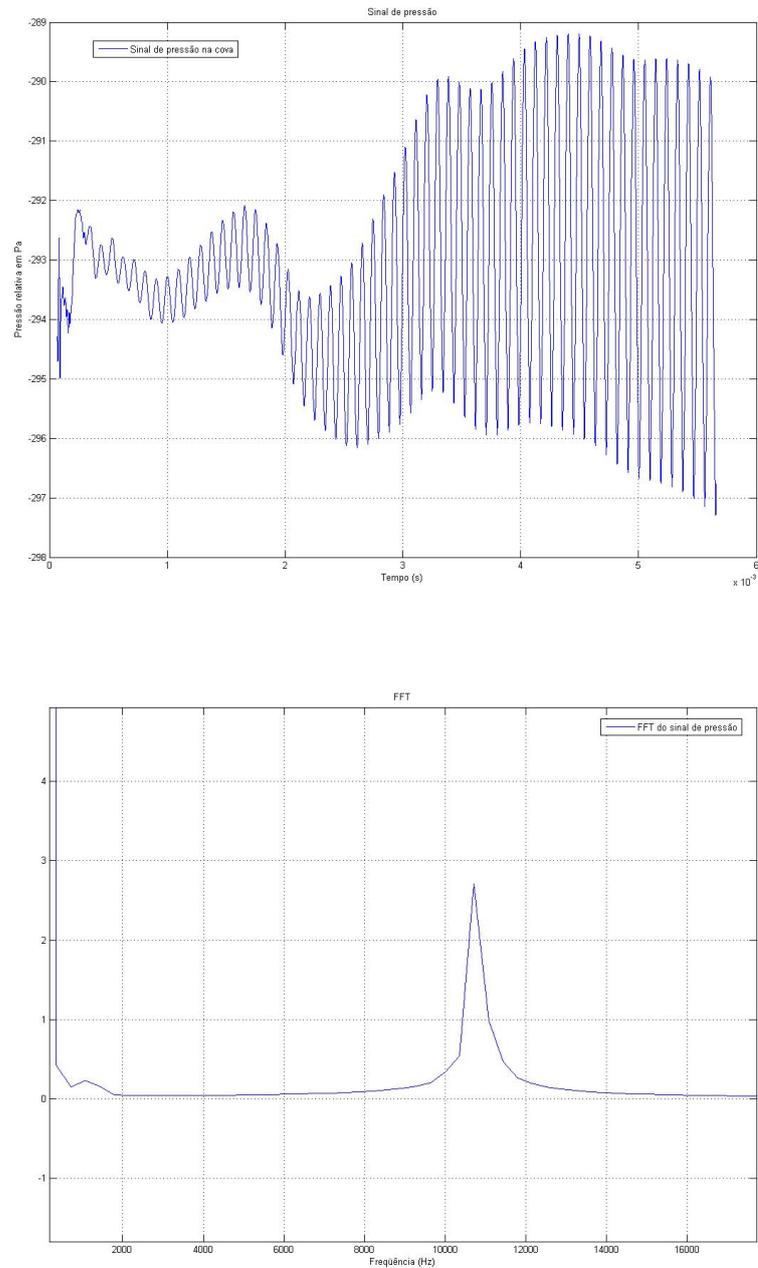


Figura 6.21: Flutuações de pressão na cova: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

ligeiramente superior à frequência dominante no sinal do bordo de fuga, figura 6.25. Como ângulos de ataques maiores favorecem o confinamento das perturbações na região da cova, o bordo de fuga não é muito perturbado. Com isso, pode-se esperar que as oscilações auto-excitadas ainda não tenham se desenvolvido plenamente.

De fato, analisando com mais cuidado a figura 6.25, nota-se que já existe uma oscilação em torno de um sinal médio, mas este ainda não se estabilizou. Para verificar se as perturbações

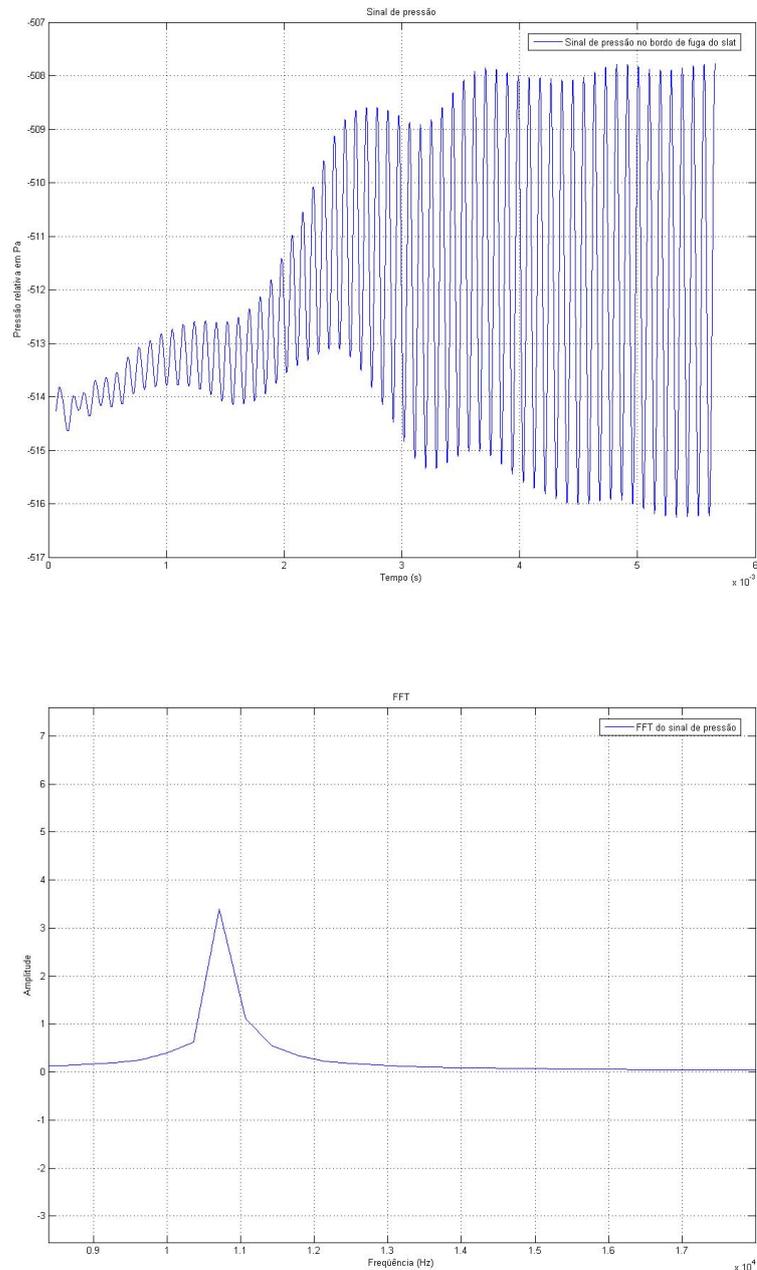


Figura 6.22: Flutuações de pressão no bordo de fuga do slat: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

produzidas no bordo de fuga podem estimular a camada cisalhante, deve-se prosseguir com a simulação e observar se o sinal de pressão no bordo de fuga apresentará apenas uma frequência dominante ou se serão observadas frequências menores provenientes de interações entre as ondas geradas na cova e refletidas nas paredes.

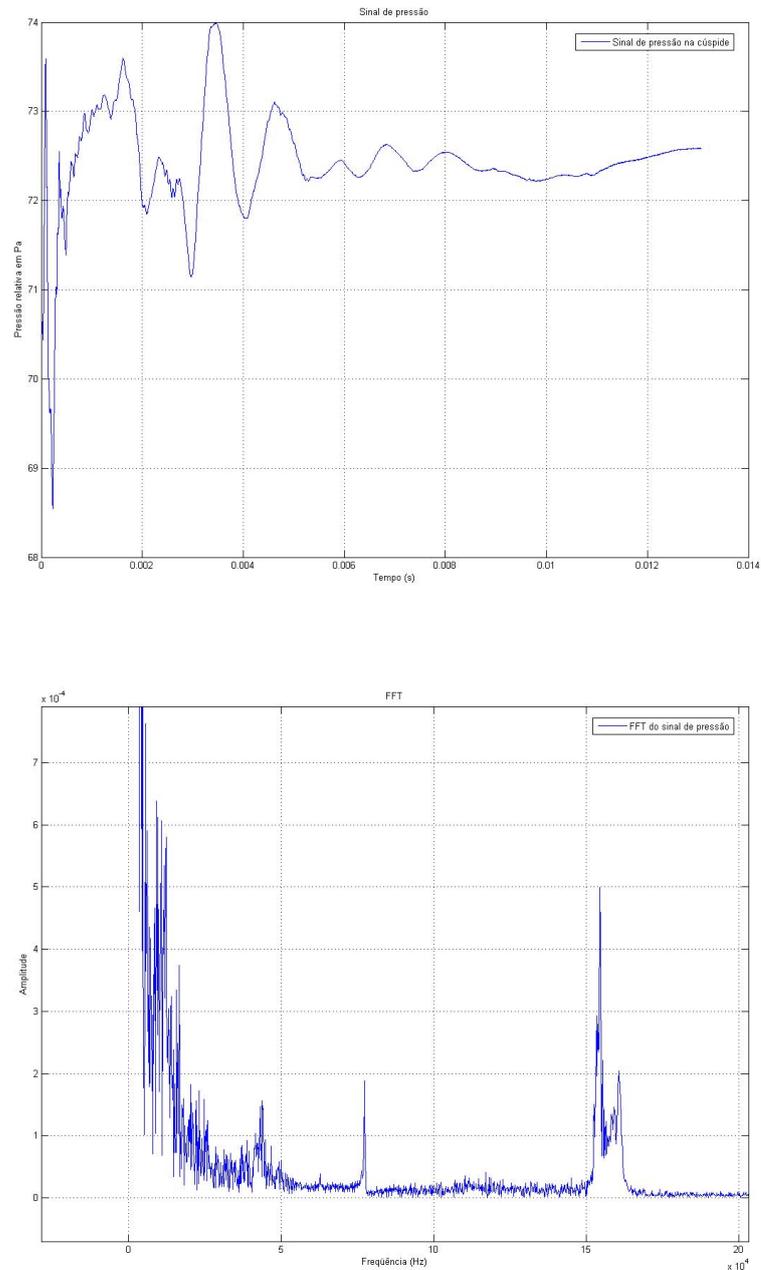


Figura 6.23: Flutuações de pressão na cúspide: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

6.3 Simulações preliminares com modelo DES

O modelo DES é uma abordagem híbrida dos modelos LES e modelos RANS. Modelos DES são uma tentativa de se obter simulações das grandes escalas e diminuir o custo computacional usando modelos RANS próximo às paredes. Por filtrar menos as flutuações, esse modelo requer o uso de malhas tridimensionais, já que a turbulência é essencialmente tridimensional.

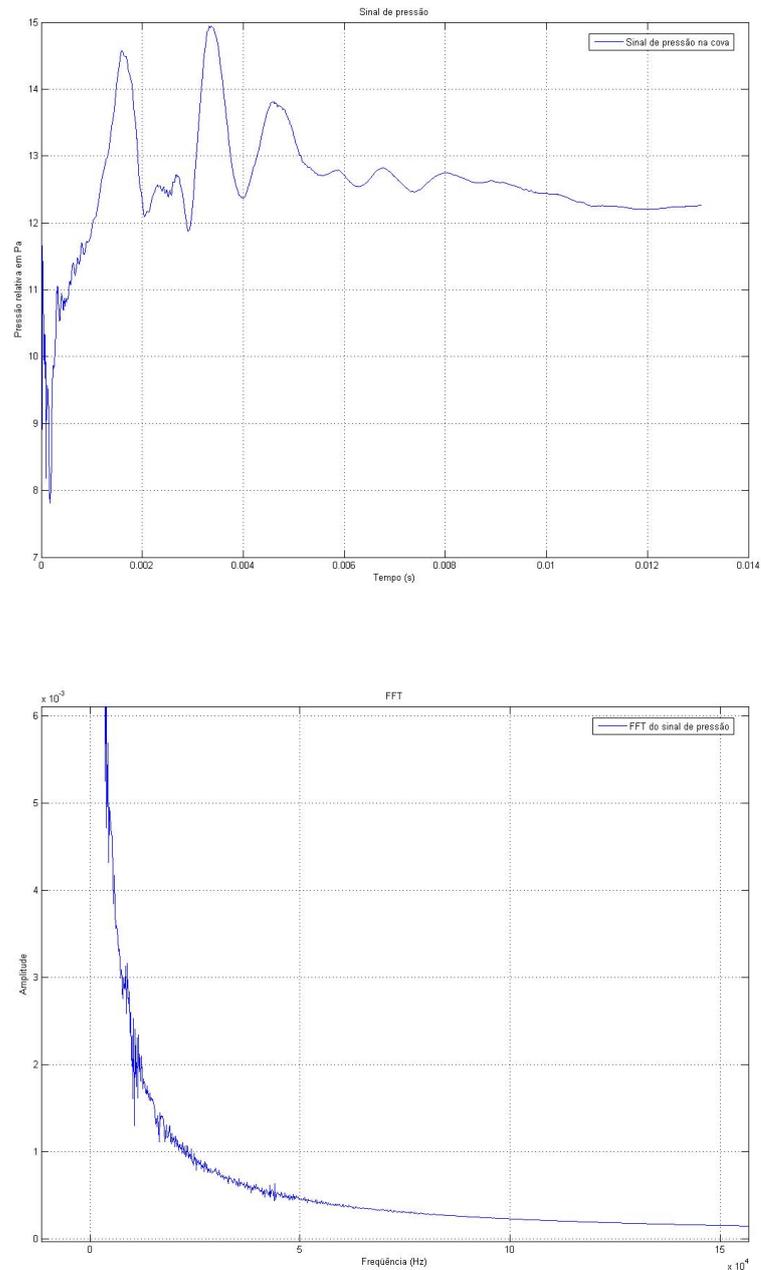


Figura 6.24: Flutuações de pressão na cova: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

Contudo, para verificar se as flutuações foram dissipadas pelo modelo de turbulência, uma simulação bidimensional com modelo DES foi realizada. Deve-se ressaltar que esse procedimento só foi realizado para verificar padrões no escoamento e para verificar se a viscosidade turbulenta de fato altera a solução. Não se pode tirar conclusões quantitativas com esse procedimento porque ao desprezar a tridimensionalidade da turbulência, pode-se perder fenômenos que em tese são considerados nos modelos RANS tradicionais.

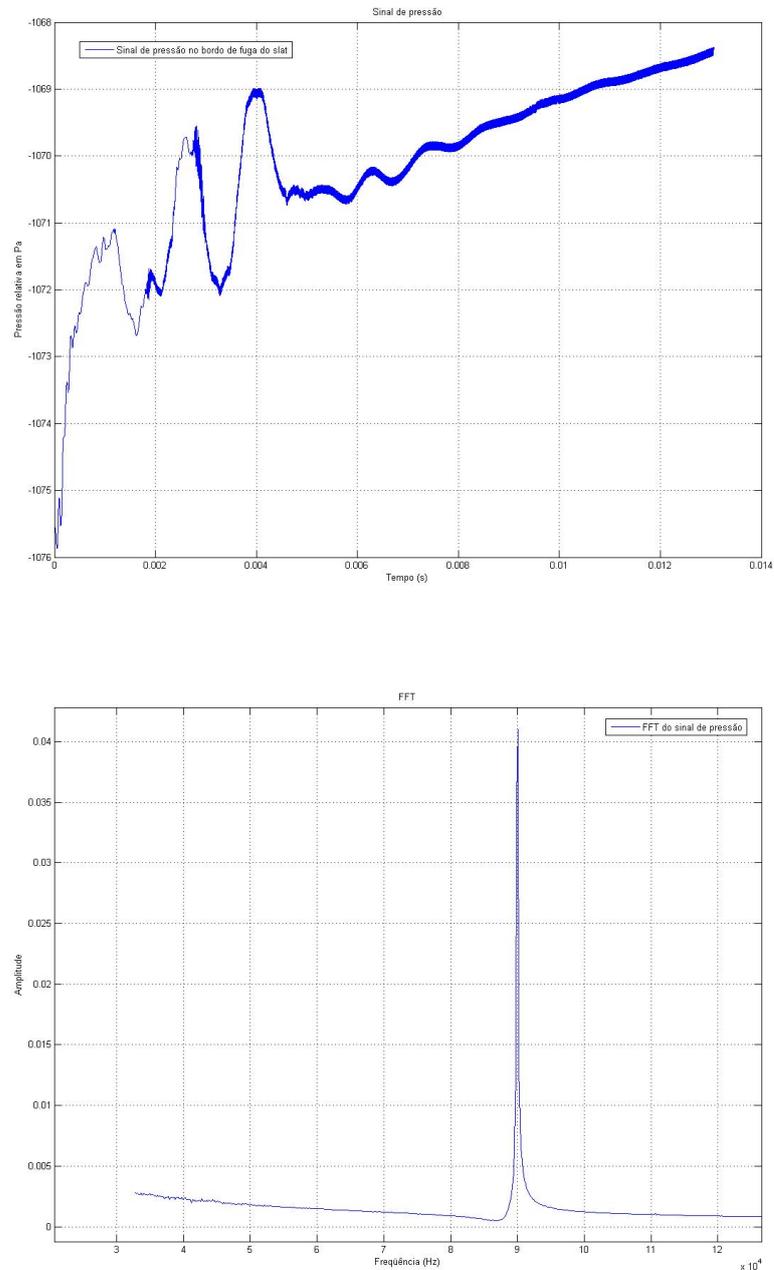


Figura 6.25: Flutuações de pressão no bordo de fuga do slat: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

Simulações com passo temporal de 1×10^{-8} e com as mesmas malhas usadas para as simulações URANS foram utilizadas. Deve-se ter em mente que simulações baseadas nos modelos LES devem capturar as escalas correspondentes a 90% da energia cinética do escoamento. Dessa forma, as malhas devem ser muito mais refinadas que as malhas usadas numa simulação URANS.

Ainda assim, observa-se na figura as estruturas presentes nas medições com PIV rea-

lizadas por (Takeda; Zhang; Nelson, 2002) e nas simulações numéricas de (Khorrami; Singer; Lockard, 2002). Foi observado o aparecimento de um vórtice central devido às condições de partida. Com um elevado ângulo de ataque, há tendência das estruturas formadas na região da cúspide ficarem confinadas na região da cova. Portanto, as condições iniciais, que deveriam ser transportadas para longe da região das paredes, fica presente nos primeiros instantes de simulação. Embora a simulação apresente as estruturas parecidas com a estrutura observada experimentalmente, muita atenção deve ser dada às condições iniciais.

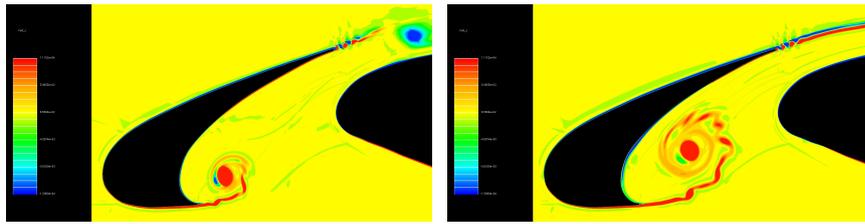


Figura 6.26: Contornos instantâneos de vorticidade na cova: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.

O modelo ainda capturou corretamente o desprendimento de vórtices na região do bordo de fuga do slat, conforme pode ser visto na figura 6.27. Os espectros de pressão em pontos próximos ao bordo de fuga, indicados na figura 6.28 indicam que o fenômeno de desprendimento de vórtices se configura rapidamente nas simulações. Contudo, como o escoamento na região da cova é composto pela interação de fenômenos de baixas frequências, é provável que se deva simular um instante de tempo ainda maior para que se observe o ruído de banda larga na região da cova e cúspide.

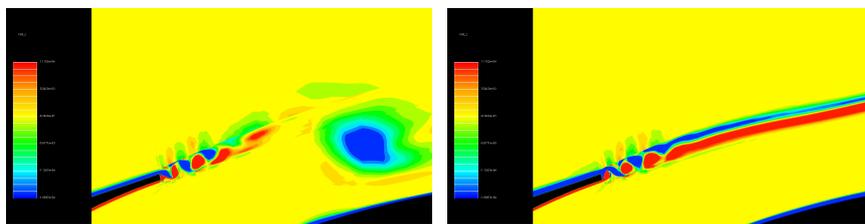


Figura 6.27: Contornos instantâneos de vorticidade no bordo de fuga do slat: (a) Início das simulações. (b) Instantes finais das simulações.

Conforme se observa nas figuras 6.29 e 6.30, as flutuações de pressão ainda são muito pequenas. De fato, observando a figura 6.30, nota-se que houve apenas o movimento dos vórtices. Fenômenos como amalgamação, choque com as paredes e as separações de camada limite ainda não foram iniciados.

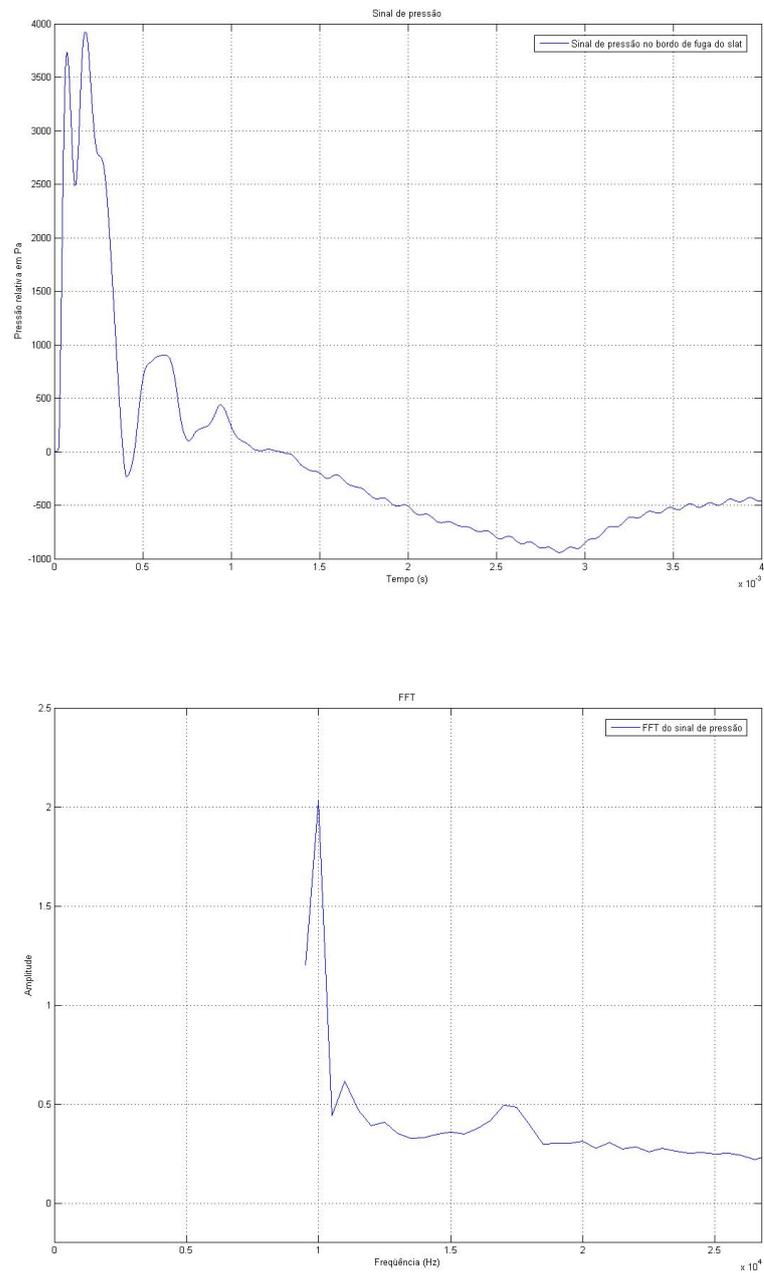


Figura 6.28: Flutuações de pressão no bordo de fuga do slat: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

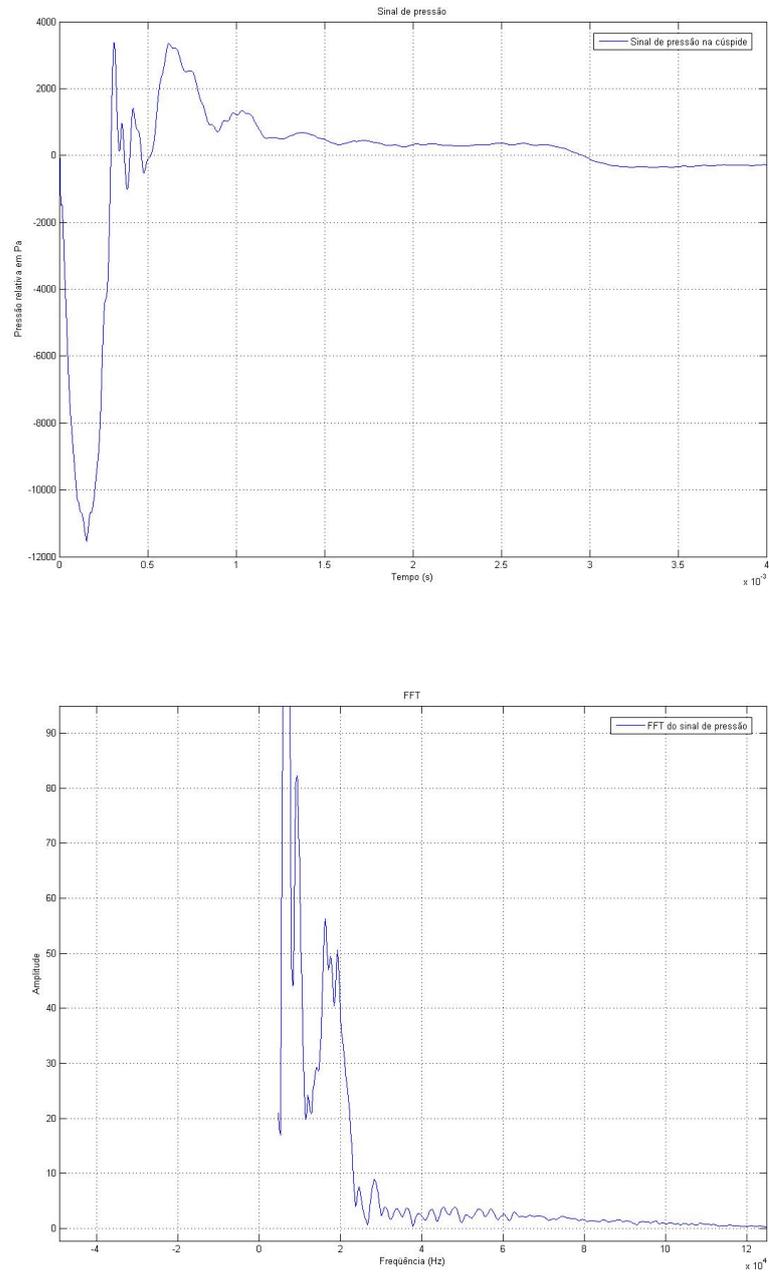


Figura 6.29: Flutuações de pressão na cúspide: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

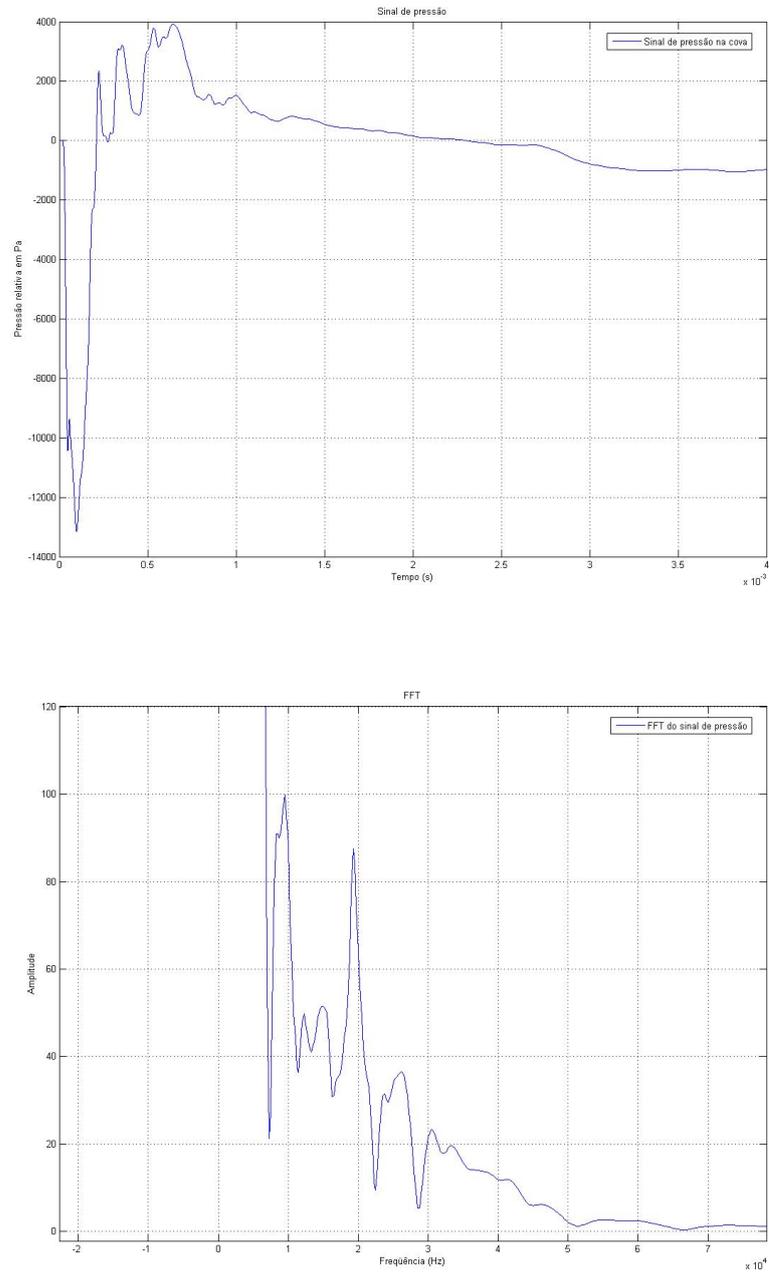


Figura 6.30: Flutuações de pressão na cova: (a) Sinal no tempo. (b) Domínio da frequência.

7 SIMULAÇÕES BIDIMENSIONAIS EM REGIME TRANSIENTE COM O PERFIL 30P30N

7.1 Geometria 30P30N

Conforme descrito na seção 5.1, o perfil e o caso de referência para validação foram trocados, visto que os experimentos descritos em (Andreou; Graham; Shin, 2006) são de difícil reprodução numérica.

O perfil que será utilizado a partir dessa seção é um perfil de três elementos, composto por slat, elemento principal e flap. É conhecido na literatura como 30P30N, devido ao ângulo de deflexão dos seus componentes. O modelo ensaiado tem corda em configuração de cruzeiro de 0,457 m. As cordas do flap e slat são respectivamente 30% e 15% daquele valor.

Tabela 7.1: Configurações geométricas do perfil 30P30N.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Ângulo do slat	δ_s	30°
Ângulo do flap	δ_f	30°
Gap do slat	g_s	2,95%
Gap do flap	g_f	1,27%
Overhang do slat	o_s	-2,5%
Overhang do flap	o_f	0,25%

Os experimentos realizados no Basic Aerodynamic Research Tunnel (BART) no LaRC, NASA estão descritos em (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004). A seção de testes tem altura de 0,711 m, largura de 1,016 m e comprimento de 3,048 m. O túnel possui nível de turbulência de 0,009% quando opera à velocidade máxima de 56 m/s, equivalente a um número de Mach de 0,17.

O túnel não é otimizado para obtenção de resultados acústicos devido à seção relativamente pequena em relação à corda do modelo. No entanto, o experimento descrito em (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004) é útil para validação do campo aerodinâmico, etapa primordial para

se obter resultados aero-acústicos.

Para diminuir o custo computacional do primeiro estudo, utilizaremos uma configuração em vôo livre para comparação com os resultados em túnel. Dessa forma, espera-se grande semelhança com as curvas experimentais, mas a comparação direta não é possível sem o uso de correções dos dados obtidos em túnel.

7.2 Análise de convergência de malha

7.2.1 Topologia das malhas

Para capturar as fontes sonoras da geometria, é imprescindível um refinamento adequado da malha, a fim de se capturar regiões com os maiores gradientes e poupar elementos nas regiões com pouca importância para o fenômeno estudado. Através da experiência adquirida com as simulações do perfil AGARD, foi projetado um conjunto de malhas com refinamento mais ligado às regiões com maiores gradientes de velocidades, conforme pode ser visto na 7.1.

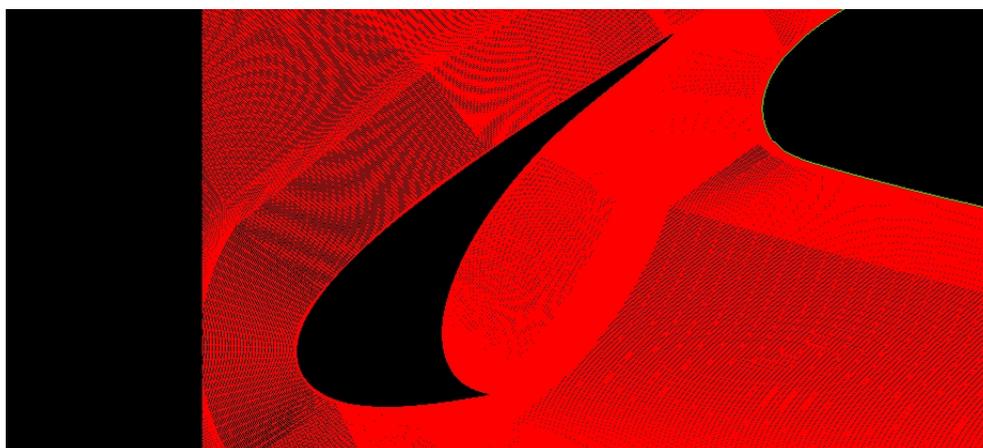


Figura 7.1: Topologia das malhas computacionais na região da cavidade do slat.

7.2.2 Convergência da curva de c_p

Para efeito de análise da convergência da solução, foi adotada a curva de c_p como critério de comparação. Por se tratar de medidas locais de pressão, a convergência da curva indica que os parâmetros globais e locais foram calculados corretamente.

A figura 7.2 mostra que ao dobrar o número de elementos da malha, os resultados apresentaram pouca variação, com exceção do flap, que apresenta deflexão acentuada e por isso, o escoamento no bordo superior está sujeito a efeitos de separação e recolamento.

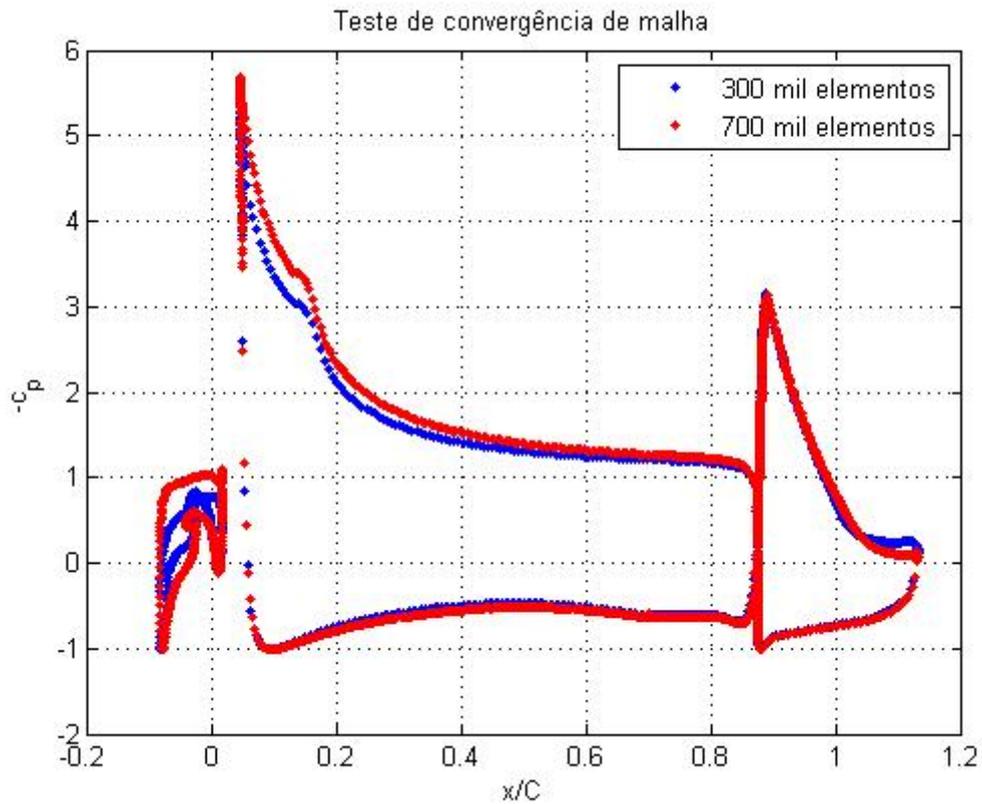


Figura 7.2: Comparação da curva de c_p calculada para vôo livre e a curva experimental em túnel de vento. Observa-se que o escoamento é similar, embora não seja exatamente o mesmo por diversas restrições de representação.

7.2.3 Validação com a curva de c_p

Conforme pode-se ver na figura 7.3, os resultados numéricos apresentam razoável concordância com os resultados experimentais. Deve-se ressaltar que o experimento e a simulação representam escoamentos diferentes, porque o túnel de vento reproduz de forma aproximada as condições de vôo. Dessa forma, não se espera que para um mesmo ângulo de ataque as distribuições de pressão entre a simulação e o experimento sejam idênticas, exceto após o uso de correção dos dados do túnel de vento.

7.3 Malha para simulação transiente

Para obter melhor acurácia, a malha para simulação transiente foi projetada de modo a aumentar a densidade dos pontos na região das fontes acústicas. Para tanto, foi utilizada uma malha 2D não-conforme para permitir o refinamento nas regiões de produção sonora sem que um número exagerado de pontos seja espalhado por todo o domínio.

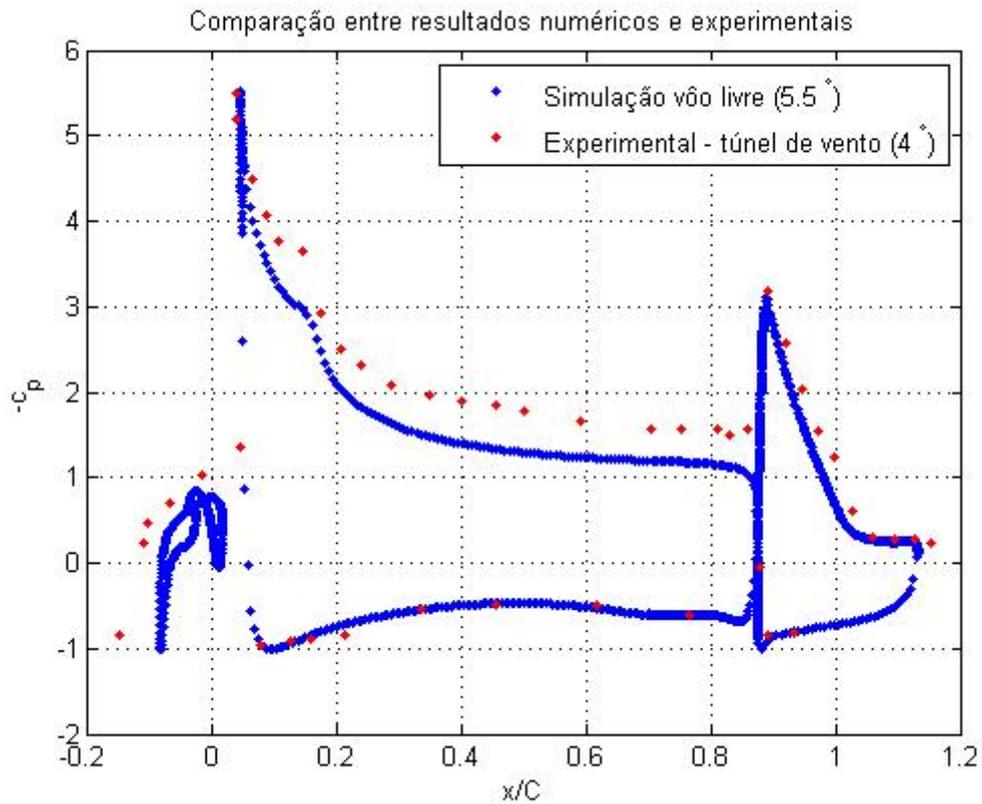


Figura 7.3: Comparação da curva de c_p calculada para vôo livre e a curva experimental em túnel de vento. Observa-se que o escoamento é similar, embora não seja exatamente o mesmo por diversas restrições de representação.

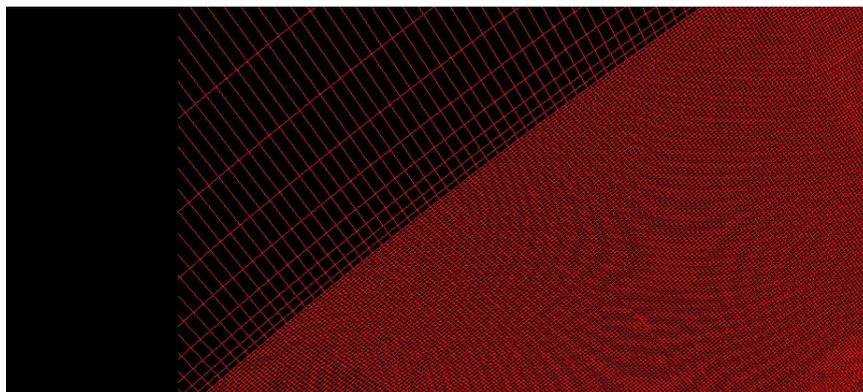


Figura 7.4: Detalhe da interface não-conforme.

Como as simulações foram realizadas com o modelo NLAS, foi possível diminuir o domínio computacional para aproximadamente uma corda e meia, o que aumentou consideravelmente a densidade de elementos na região mais próxima às fontes sonoras. A figura mostra o domínio reduzido.

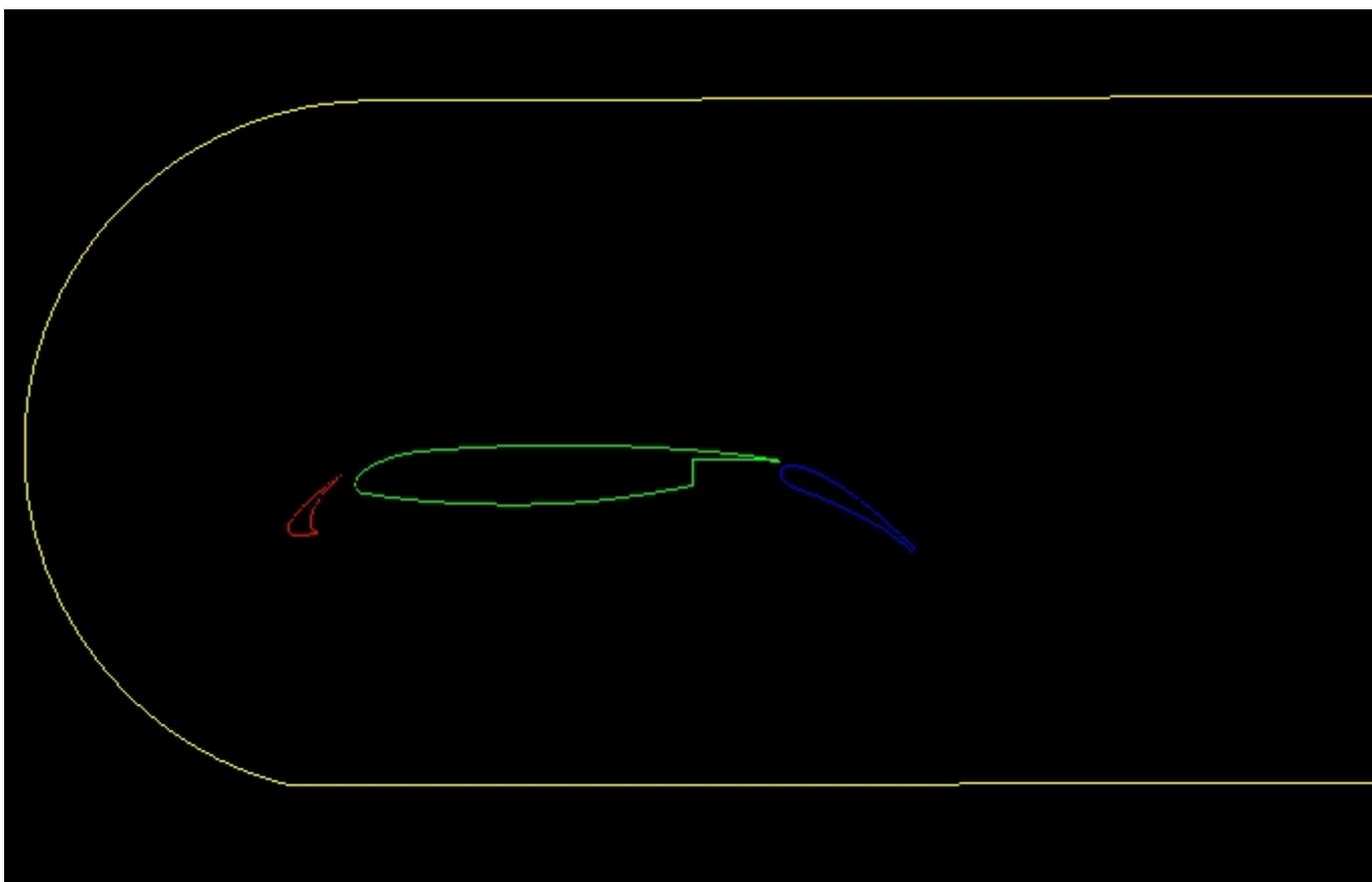


Figura 7.5: Domínio reduzido para simulações NLAS.

7.4 Análise da dinâmica da região da cavidade

Os resultados experimentais obtidos em (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004) foram parcialmente reproduzidos pelas simulações. A figura 7.6 mostra o início da evolução das instabilidades na região da cova. A espessura finita da cúspide corrobora para estabilizar a camada cisalhante, mas após pequena distância em relação à camada cisalhante, as pequenas perturbações são amplificadas e ocorrem desprendimento e pareamento de vórtices.

As estruturas vorticais espalham-se por difusão até se chocar com a parede do slat. Recentes estudos computacionais, (Köenig et al., 2009) sugerem que esse é o principal mecanismo de geração de ruído no slat, já que há correlação entre o período desse fenômeno e as frequências observadas no sinal acústico. De fato, o choque dessas estruturas vorticais com as paredes contribuem de forma significativa para o aparecimento de ondas sonoras na região da cavidade, mas o espectro banda larga do ruído de cavidade indica que existem outros fenômenos a serem investigados, como o espalhamento ("scattering") da onda nas paredes sólidas.

As estruturas vorticais emitidas pela cúspide sofrem rápida deformação ao se aproxi-

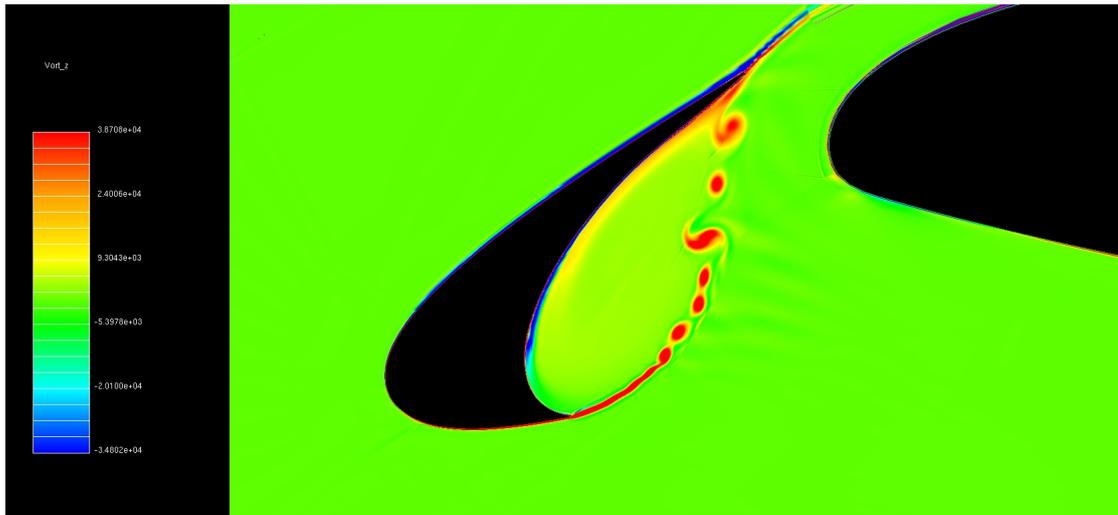


Figura 7.6: Campo de vorticidade instantânea no início das simulações. É possível notar as instabilidades de Kelvin-Helmholtz e o choque das estruturas com a parede do slat.

mar das paredes, já que as linhas de corrente se estreitam e o escoamento é subsônico. Com isso, há uma tendência à expansão, o que levaria à deformação das estruturas vorticiais. Devido à rápida distorção, pode-se esperar que simulações bidimensionais não representem adequadamente o fenômeno, já que o estiramento de vórtices implica na redistribuição da vorticidade em todas as direções. A figura 7.7 exemplifica esse fenômeno. Também se observa que ao se deformar, parte das estruturas é transportada por convecção para fora da cavidade, enquanto outra parte fica presa na zona de recirculação.

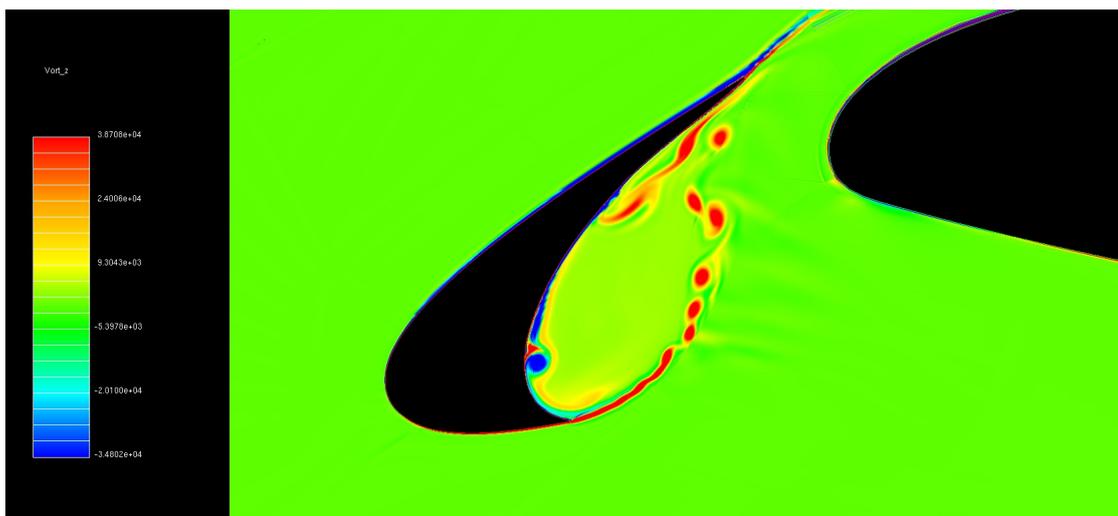


Figura 7.7: Contorno instantâneo de vorticidade. Nota-se a deformação das estruturas coerentes na região do gap, com convecção de parte das estruturas enquanto outras ficam presas na zona de recirculação.

As estruturas retidas na zona de recirculação foram completamente deformadas próximo à região de recolamento, mas as simulações bidimensionais não são capazes de atenuar a

vorticidade no eixo z, e por isso, há acentuada separação da camada fina próxima à parede do slat. Nos resultados experimentais é possível identificar uma região com vorticidade contrária à região da cúspide, mas com intensidade muito reduzida. Não se nota separação da camada limite como visto na figura 7.8.

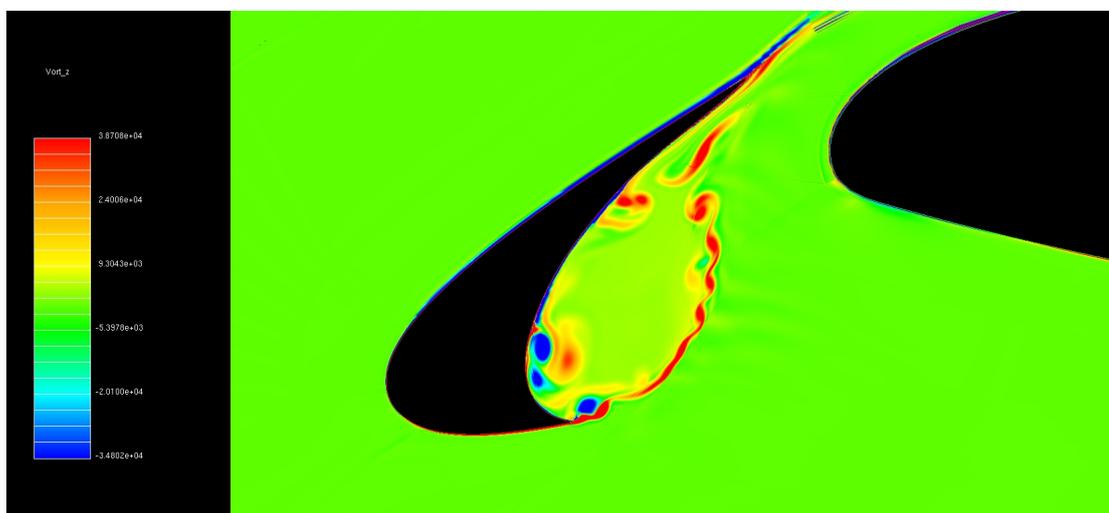


Figura 7.8: Contorno instantâneo de vorticidade. É possível notar que os vórtices presentes na zona de recirculação induzem pronunciada separação da camada limite interna do slat. Os vórtices provenientes da separação dirigem-se à cúspide e interrompem o fluxo de vorticidade na região da cúspide.

As estruturas que se desprendem da camada limite interna do slat circulam em direção à cúspide, sendo continuamente alimentadas pela camada limite interna. Ao passar pela cúspide, o fluxo de vorticidade positiva é interrompido: a camada cisalhante é anulada pela vorticidade contrária e a ponta mais afastada da cúspide se enrola num grande vórtice.

A perturbação causada pelo corte do fluxo é tão intensa que a zona de recirculação diminui. Há uma tendência a facilitar o enrolamento da camada cisalhante, afastando o ponto de recolamento do bordo de fuga do slat. Também se percebe que o fenômeno ocorre numa velocidade muito maior que a velocidade de restauração ao estado anterior de emissão de vórtices pela camada cisalhante. Dessa forma, fica mais uma vez comprovado que as simulações bidimensionais não são adequadas para representar esse fenômeno. Também se comprova que a viscosidade turbulenta de fato estabiliza a camada cisalhante e impede o desenvolvimento das estruturas vorticiais responsáveis pela geração e amplificação do ruído.

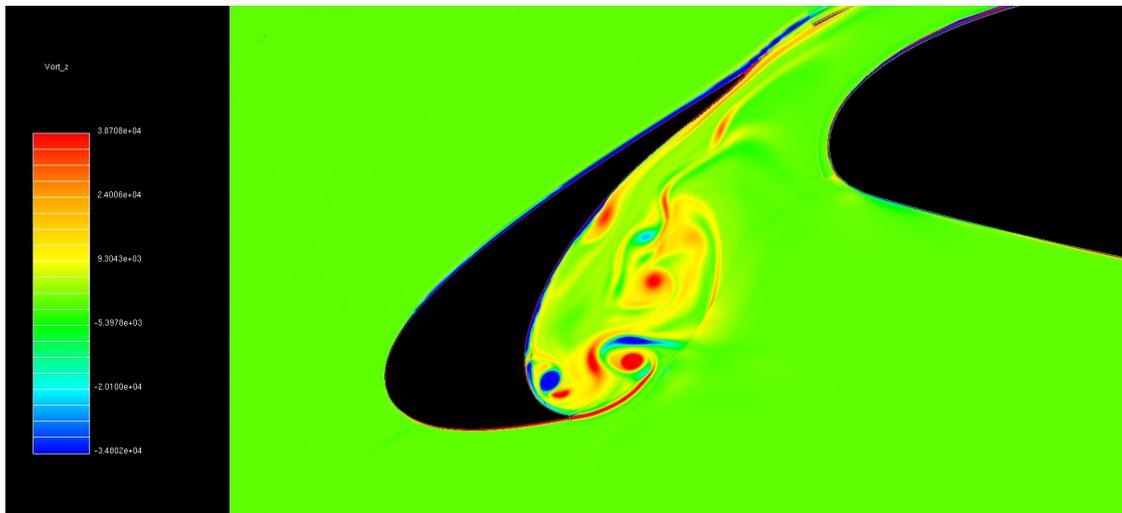


Figura 7.9: Contorno instantâneo de vorticidade nos instantes finais de simulação. O ciclo de corte de fluxo de vorticidade desregula a dinâmica das estruturas coerentes, resultando numa grande difusão da vorticidade.

8 SIMULAÇÕES QUASE-TRIDIMENSIONAIS EM REGIME TRANSIENTE COM O PERFIL 30P30N

8.1 Análise das tridimensionalidades

Nessa seção serão apresentados os resultados de simulações quase-tridimensionais com o perfil 30P30N. As simulações utilizam o modelo NLAS para cálculo dos campos flutuantes, calculado tendo como base os resultados bidimensionais apresentados na seção 7.

Em princípio, a abordagem não possibilita reconstrução correta das escalas filtradas pela malha, porque a simulação bidimensional, a menos em tese, não permite uma boa aproximação do tensor de Reynolds, tornando as perturbações no plano bidimensional mais intensas que as perturbações na direção da envergadura.

Ainda assim, as simulações tridimensionais foram realizadas para permitir que os mecanismos de distribuição de vorticidade possam diminuir a intensidade das estruturas. A amplificação das estruturas através da compressibilidade também se altera, porque a dilatação volumétrica é influenciada pelas três dimensões.

Com os mecanismos tridimensionais da dinâmica da vorticidade atuantes, torna-se muito mais difícil capturar fenômenos de pequena intensidade, tal como uma onda acústica. O esforço computacional é intenso, porque a malha deve permitir alta resolução na direção da envergadura.

Existe ainda uma segunda dificuldade relacionada ao fato do escoamento ser subsônico. Os comprimentos de onda das instabilidades aerodinâmicas são muito menores que os comprimentos de onda característicos do fenômeno acústico. Por isso, o comprimento do domínio na direção da envergadura necessário para correta propagação acústica é maior que o comprimento necessário para que a correlação das flutuações aerodinâmicas decaia para aproximadamente zero.

Tomando por base os resultados apresentados em (Lockard; Choudari, 2009), variou-se o domínio entre cerca de 40 e 80% da corda do slat, mantendo um número de 30 planos.

Assim, ambas as malhas possuem 10 milhões de volumes. Segundo (Lockard; Choudari, 2009), o comprimento de 40% permite capturar as maiores estruturas do escoamento, associadas ao enrolamento da camada cisalhante. Já o comprimento de 80% permite que as instabilidades acústicas sejam capturadas, além de possibilitar maior grau de liberdade para a radiação sonora.

O passo de tempo foi, assim como nas simulações 2D, de 10^{-7} segundos. Os dados foram coletados em 2000 passos de tempo, por restrições de custo computacional. Um procedimento mais rigoroso consistiria em descartar os instantes iniciais para que os primeiros instantes sejam transportados por convecção para fora da cavidade. Então, seria possível coletar dados para a elaboração das estatísticas.

8.2 Resultados

Analisando os contornos de vorticidade instantâneos apresentados na figura 8.1, nota-se que houve distorção do campo de vorticidades. Existe um alinhamento dessas estruturas com as linhas de malha, gerando estruturas espúrias e ruídos na vorticidade.

Testes realizados com malha mais isotrópica apresentaram resultados parecidos. O ruído numérico continuou a apresentar forma muito semelhante à malha anterior. As distorções nos resultados podem atribuídas ao fato da simulação do campo médio ser bidimensional, e a solução interpolada para uma malha tridimensional. Como a solução é interpolada com a mesma ordem com a qual se calcula o campo de perturbações, é possível que a interpolação não produza resultados espúrios.

O campo reconstruído apresentou grande sensibilidade à malha, especialmente nas ordens de grandeza do fenômeno acústico. A turbulência sintética também é intensificada nas regiões com grandes saltos de razão de crescimento. Assim, as simulações tridimensionais devem ser tratadas com campos médios também tridimensionais. Embora essa condição pareça trivial a priori, experimentos numéricos indicam que os modelos RANS amortecem as instabilidades tridimensionais de geometrias bidimensionais, sendo necessário aumentar o domínio na direção da envergadura para que as tridimensionalidades se desenvolvam (Shur et al., 2005). Assim, pode-se conjecturar que os ruídos na vorticidade estejam diretamente ligados à ordem de interpolação.

Ainda assim, foi possível capturar tridimensionalidades na perturbação de pressões e a transição para a tridimensionalidade imediatamente após o enrolamento da camada cisalhante. No entanto, a deformação tridimensional na região de recolamento não foi corretamente capturada devido aos problemas de interpolação e à baixa resolução na direção da envergadura.

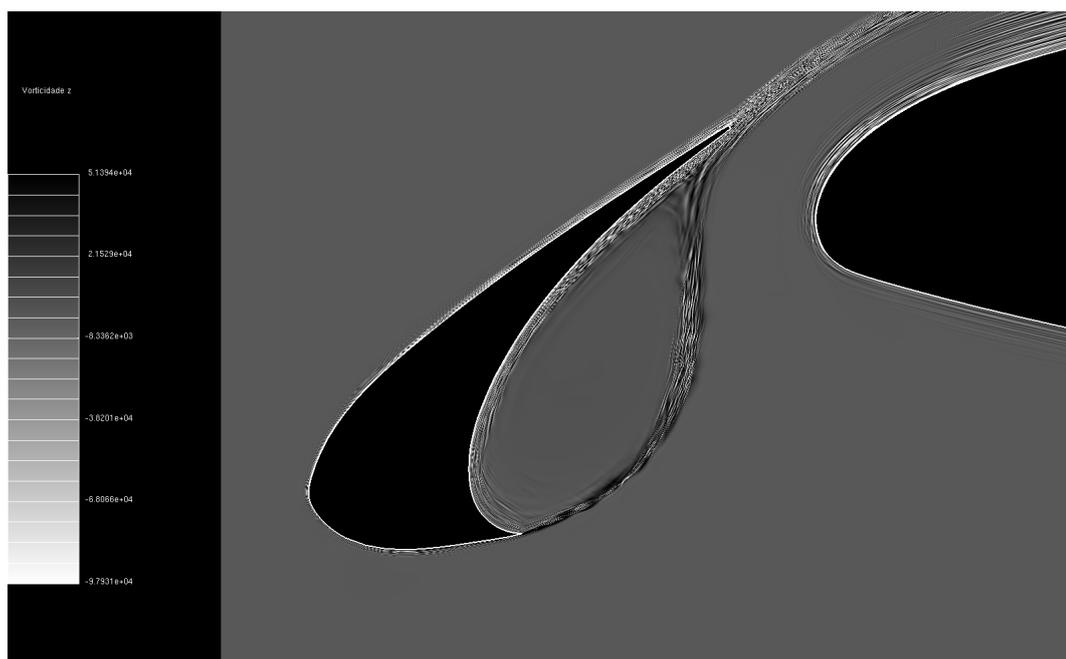


Figura 8.1: Dinâmica da vorticidade no plano médio. A interpolação do resultado 2D na malha 3D gerou ruído nos contornos de vorticidade.

Assim, os vórtices emitidos na cúspide deformam-se progressivamente e na região ocorre uma grande difusão, não sendo possível notar a recirculação. É possível que os passos de tempo subsequentes transportem os erros numéricos para fora da cavidade, mas para tanto, seria necessário simular maiores intervalos de tempo.

Na região do bordo de fuga, a alta razão de aspecto dos elementos provocou distorções fixas, presentes nas regiões de interfaces entre regiões mais refinadas para regiões com menor densidade de pontos. Ainda assim, a figura 8.2 mostra a emissão de uma onda na região do bordo de fuga do slat.

Analisando as distribuições de pressão no plano médio, percebe-se que existem ondas sendo emitidas da região do gap. Nessa região, ocorre expansão do fluido, chegando a números de Mach elevados. Percebe-se então que essa região é uma importante fonte de ruído associada às flutuações de camada limite, possivelmente contribuindo na componente de banda larga.

A figura 8.4 mostra um padrão de interferência construtiva entre a onda emitida pela camada limite do elemento principal e a onda refletida nas paredes da cavidade do slat. Ainda não se sabe se tais interferências podem fornecer energia suficiente para desestabilizar ainda mais as estruturas já tridimensionais resultantes da camada cisalhante.

Nos instantes posteriores, a onda reflete na região próxima à cúspide, formando uma fonte secundária. A figura 8.5 mostra a reflexão com o aparecimento de uma fonte parecida com

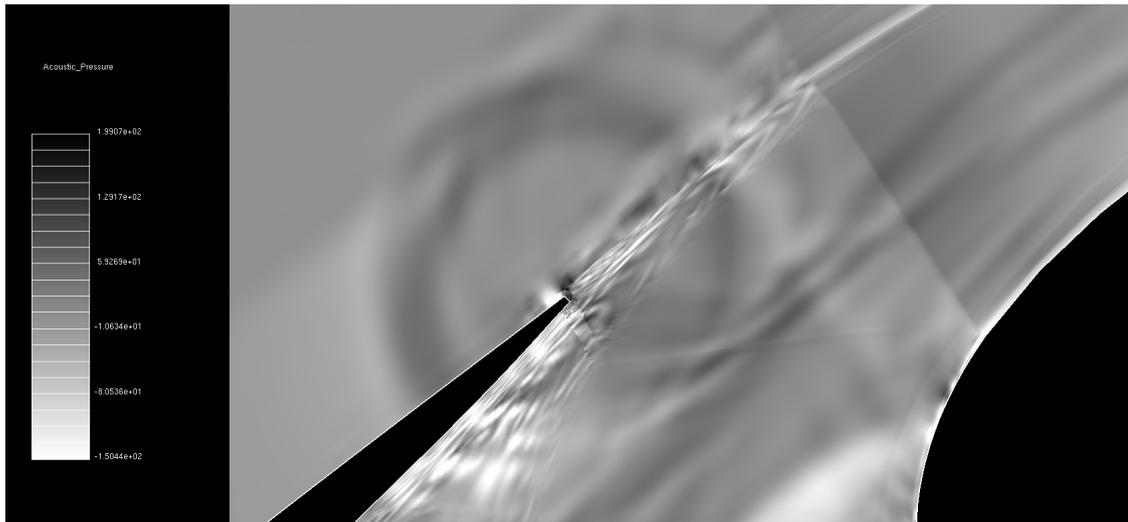


Figura 8.2: Apesar da elevada anisotropia da malha, é possível observar uma onda sendo emitida no bordo de fuga do slat.

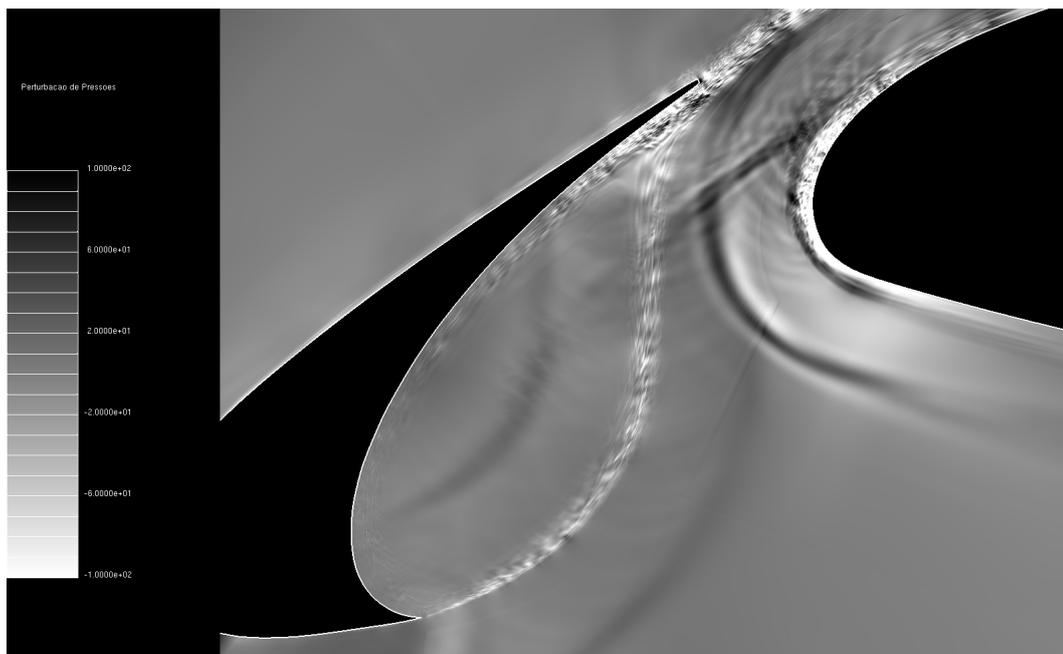


Figura 8.3: Primeira onda sonora emitida pela camada limite do elemento principal e pela camada limite do slat.

um monopolo. Também é possível notar que as ondas geradas na camada limite do elemento principal entram na cova por difração.

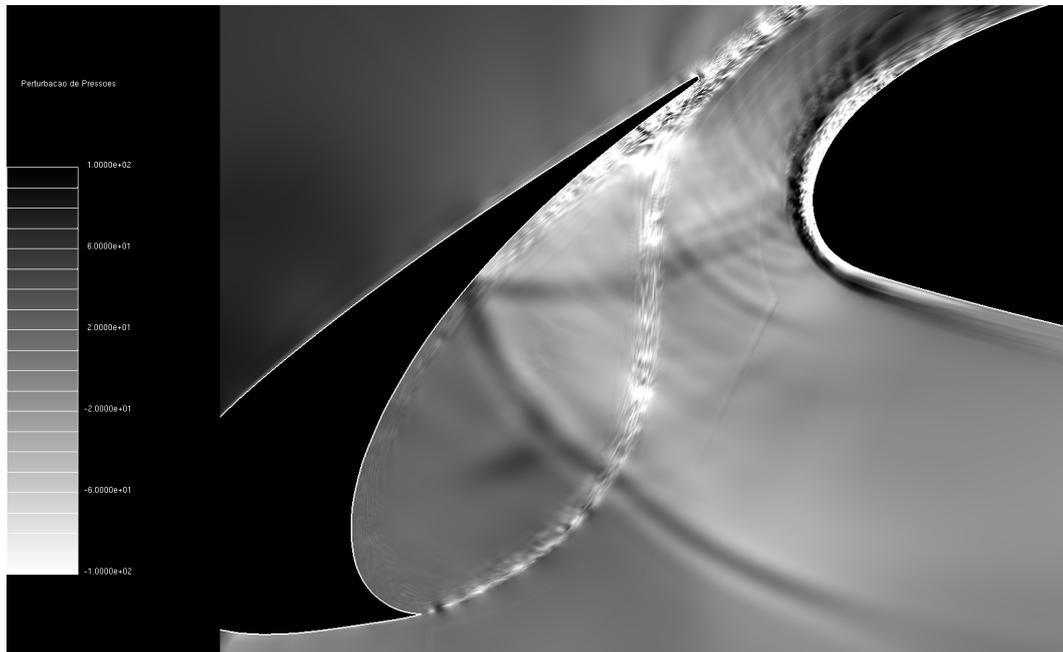


Figura 8.4: Interferências entre as ondas emitidas e refletidas

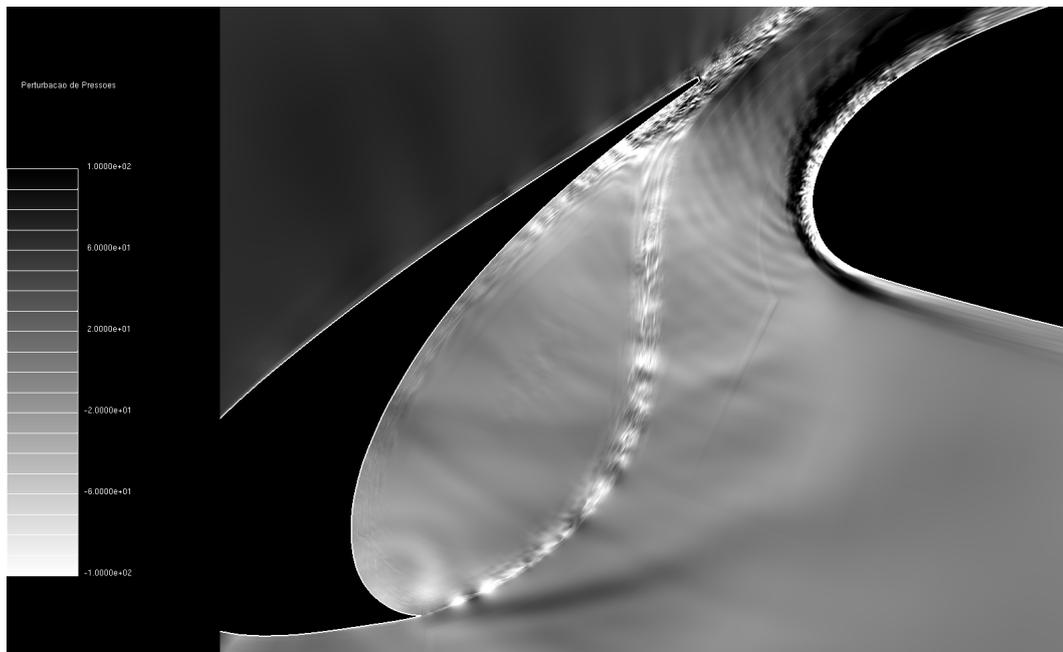


Figura 8.5: Ondas emitidas na camada limite do elemento principal são difratadas na região do gap. As ondas refletidas na região da cúspide formam uma nova fonte pontual.

9 CONCLUSÕES

Simulações numéricas para caracterização das fontes de ruído no escoamento ao redor do slat foram realizadas. Seguindo os procedimentos do grupo de pesquisa NASA-Langley Research Center, simulações numéricas bidimensionais URANS foram realizadas na tentativa de capturar a dinâmica na cavidade do slat. Posteriormente, métodos menos difusivos foram empregados para que a dinâmica da camada cisalhante fosse corretamente capturada.

As simulações com o perfil AGARD apresentaram resultados que representam o complexo fenômeno do escoamento ao redor de um slat. Apesar das soluções em regime permanente com diversas malhas e modelos de turbulência terem convergido, os dados experimentais são muito diferentes entre si. Os resultados das simulações foram comparados com outros autores e os valores apresentaram significativa concordância. Uma possível explicação para a diferença entre os valores numérico e experimental se dá pela dificuldade de se obter condições de contorno apropriadas. A curva experimental, apesar de tratada para corrigir o efeito de blocagem, ainda assim é muito diferente das curvas simuladas e da curva teórica. Há grandes chances do experimento incluir efeitos tridimensionais devidos aos "end plates" que não podem ser capturados com simulações bidimensionais. Conforme levantado na seção de comparação com resultados experimentais, deve-se não só analisar propriedades globais, mas também as propriedades locais do escoamento. Infelizmente o autor não disponibilizou a distribuição de coeficientes de pressão e por isso, a comparação com os resultados experimentais não leva em consideração as condições locais do escoamento, apenas a medida integral das forças de superfície.

O escoamento ao redor do slat é um fenômeno muito complexo porque diversos mecanismos de instabilidade estão presentes. A presença de uma região com mecanismos de instabilidade não-viscosos é a principal dificuldade a ser contornada. Foi mostrado que os modelos de turbulência convencionais amortecem as grandes escalas, produzindo uma solução com pouca oscilação. Na tentativa de evitar essa dissipação, o termo fonte das equações de turbulência foi desligado na região da cova, mas embora as flutuações tenham aumentado, o movimento das grandes escalas ainda não foi capturado.

As simulações RANS convergem corretamente para a média estatística, conforme foi mostrado por (Khorrami; Singer; Lockard, 2002). As simulações bidimensionais em regime permanente convergem para as médias temporais do escoamento, mas não detalham suficientemente o campo para uma descrição das fontes de ruído. Embora existam incertezas quanto às práticas URANS, essas simulações foram conduzidas com o termo fonte da equação de transporte da energia cinética turbulenta desligado. O procedimento, demonstrado em (Khorrami; Singer; Berkman, 2002), funcionaria até atingir um estado de saturação na região da cavidade do slat. O efeito não foi observado. Descobriu-se que o código computacional apresentava uma falha que impedia o desligamento do termo fonte.

Para ilustrar o efeito dissipativo dos modelos de turbulência, foi realizada uma simulação bidimensional com modelo DES, com consciência de suas falhas e limitações para o caso bidimensional. Os resultados mostram que a adição de viscosidade turbulenta de fato estabiliza as grandes escalas, impossibilitando uma correta descrição da fonte de ruído banda larga no slat. Ainda assim, o modelo se apresentou bastante sensível às condições iniciais. Deve-se salientar que os modelos baseados nas grandes escalas necessitam de muitos recursos computacionais porque para fins de consistência, o escoamento deve ser tridimensional e as malhas devem ser capazes de resolver a maior parte das escalas da turbulência.

Para fins de melhor comparação entre os resultados numéricos e resultados experimentais, foram realizadas simulações numéricas com a geometria 30P30N. Com a troca de geometrias foi possível utilizar a extensa base de dados de simulações numéricas e resultados experimentais realizados pelo laboratório Langley Research Center.

O código de baixa difusão NLAS foi utilizado em conjunto com malhas estruturadas não conforme para reproduzir parcialmente os resultados experimentais de (Jenkins; Khorrami; Choudhari, 2004) e as simulações de (Khorrami; Choudhari; Jenkins, 2004). Os resultados bidimensionais mostraram encorajadora semelhança com as medições experimentais, apesar da ausência dos mecanismos de redistribuição de vorticidade. A dinâmica da camada cisalhante mostrou-se instável, porque ela se enrola até a emissão de vórtices. O pareamento dos vórtices emitidos e o seu choque com a parede provocam perturbações de pressão responsável por uma frequência mais acentuada na região de banda larga. A deformação dos vórtices naquela região é intensa e os modelos bidimensionais superestimam a produção de turbulência e de ruído porque as deformações principais ficam concentradas no plano. Conseqüentemente, a interação entre os vórtices deformados e a camada limite na cavidade do slat é diferente das medições experimentais, resultando em pronunciada separação. Os vórtices emitidos pela separação da camada limite dirigem-se à cúspide, onde eles interrompem o fluxo de vorticidade da camada cisalhante.

Após estabilização, o ciclo se reinicia, indicando que as amostras coletadas já representam a simulação bidimensional estatisticamente.

Por fim, foram realizados estudos com malhas tridimensionais para permitir que os mecanismos de redistribuição e amplificação de vorticidade fossem corretamente capturados. Os resultados foram contaminados com um ruído de interpolação quando os resultados bidimensionais foram interpolados para uma malha tridimensional. Se a interpolação fosse realizada com ordens superiores, provavelmente os resultados seriam melhor acomodados na malha e os gradientes de velocidade seriam corretamente calculados.

Apesar dos problemas numéricos das simulações tridimensionais, o método das equações de perturbação apresentou bons resultados, sendo capaz de propagar ondas acústicas e mostrar os fenômenos de refração, reflexão e interferência. No entanto, o método se mostrou muito sensível à topologia e qualidade da malha, o que dificulta o processo de geração de malhas, especialmente quando se usam malhas estruturadas.

Com o uso das condições de contorno de média fixa e as fronteiras do tipo "esponja", o domínio computacional não apresenta a forte restrição das condições de contorno periódicas e pode ser reduzido para ficar muito próximo da região de interesse. Essas vantagens computacionais podem popularizar o uso das equações não lineares de perturbação, em detrimento dos modelos LES convencionais.

Devido ao custo computacional elevado, as simulações das fontes de ruído do airframe precisam de ajustes na escolha do domínio computacional. Ainda existem poucos estudos de estabilidade das estruturas coerentes que se formam no slat, e nos próximos anos tais estudos podem contribuir tanto para a elaboração de estratégias mais eficientes de simulação quanto para a confecção de modelos semi-analíticos de baixo custo computacional.

Por fim, deve-se ressaltar que as simulações tridimensionais ainda são preliminares devido à dificuldade de geração e otimização da malha, pouca informação disponível sobre o modelo NLAS e baixa resolução na direção da envergadura. Os recursos computacionais do laboratório só ficaram disponíveis um mês antes do término do cronograma, o que inviabilizou estudos mais aprofundados do problema tridimensional.

REFERÊNCIAS

- Andreou, C.; Graham, W.; Shin, H.-C. Aeroacoustic study of airfoil leading edge high-lift devices. Paper AIAA 2006-2515. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2006.
- Choudhari, M. et al. Aeroacoustic experiments in the Langley Low Turbulence Pressure Tunnel. *NASA/TM 2002-2114322*, 2002.
- DOWNLING, A. P.; WILLIAMS, J. F. *Sound and sources of sound*. [S.l.]: Joh Wiley & Sons, Inc., 1983.
- DRAZIN, P. G.; REID, W. H. *Hydrodynamic Stability*. 1st edition. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1981.
- Engineering Sciences Data Unit. Lift-interference and blockage corrections for two-dimensional subsonic flow in ventilated and closed wind tunnels. n. 76028, 1976.
- Fluent Inc. *Fluent User's Guide*. [S.l.], 6.3.
- Goldstein, M. A generalized acoustic analogy. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 488, p. 315–333, 2003.
- Guo, Y.; Yamamoto, K.; Stoker, R. Component-based empirical model for high-lift system noise prediction. *Journal of Aircraft*, v. 40(5), p. 914–922, 2003.
- Hirsch, C. *Numerical Computation of Internal and External Flows. Vol. 1: Fundamentals of Numerical Discretization*. [S.l.]: John Wiley and Sons, 1988.
- Jenkins, L.; Khorrami, M.; Choudhari, M. Characterization of unsteady flow. Structures near leading-edge slat. Part I:PIV measurements. AIAA 2004-2801. *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2004.
- Khorrami, M. et al. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free-shear layer. *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2001.
- Khorrami, M. et al. In search of the physics: The interplay of experiment and computation in slat aeroacoustics . AIAA 2003-0980. *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2003.
- Khorrami, M.; Singer, B.; Berkman, M. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free-shear-layer. *AIAA Journal*, v. 40(7), p. 1284–1291, 2002.
- Khorrami, M.; Singer, B.; Lockard, D. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free-shear-layer:part II . AIAA 2002-2579. *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2002.

Khorrami, M. R.; Choudhari, M.; Jenkins, L. Characterization of unsteady flow structures near leading-edge slat: Part II. 2D computations. Paper AIAA 2004-2802. *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2004.

Kolmogorov, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Nauk SSSR*, v. 30, p. 299–303, 1941.

Köenig, D. et al. Slat noise source identification. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2009.

Larsson, J. *Computational aero acoustics for vehicle applications*. Tese (Doutorado) — Chalmers Univ. Tech., 2002.

Lauder, B. E. “on the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. *ASME J. Heat Transfer*, v. 110., p. 1112–1127., 1988.

Lockard, D.; Choudari, M. M. Noise radiation from a leading edge slat. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, p. 2009–3101, 2009.

Moir, I. R. M. *Measurements on a Two-Dimensional Aerofoil with High-Lift Devices*. [S.l.], 2004.

Morris, P.; Giridharan, M.; Lilley, G. On the turbulent mixing of compressible free shear layers. *Proc. Roy. Soc., London, Ser. A*, Vol. 431, p. 219–243, 1990.

Morris, P. et al. A parallel three-dimensional computational aeroacoustics method using nonlinear disturbance equations. *Journal of Computational Physics*, Vol. 133, p. 56–74, 1997.

Pope, S. B. *Turbulent flows*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000.

Roshko, A. *On the drag and shedding frequency of two dimensional bluff bodies*. [S.l.], 1954.

Shur, M. et al. Three dimensionality in reynolds-averaged navierstokes solutions around two-dimensional geometries. *AIAA Journal*, v. 43, 2005.

Takeda, K. et al. Unsteady aerodynamics of slat cove flow in a high-lift device configuration. AIAA 2001-0706. *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2001.

Takeda, K.; Zhang, X.; Nelson, P. Unsteady aerodynamics and aeroacoustics of a high-lift device configuration. AIAA 2002-0570. *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2002.

Ton T. A.; van Putten, D. S. *The Prediction of Aeronoise in High Reynolds Number Flow*. Dissertação (Mestrado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica., 2006.

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

Versteeg.H.K.; Malalasekera, W. *An introduction to computational fluid dynamics the finite volume method*. [S.l.]: Wiley, 1995.