
**CÔMPUTO DIRETO DO RUÍDO GERADO POR ESCOAMENTOS
SUBSÔNICOS, TRANSÔNICOS E SUPERSÔNICOS EM CAVIDADES
RETANGULARES**

ALEXANDRE GONÇALVES FEIJÓ DE CARVALHO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM CIÊNCIAS MECÂNICAS

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

CÔMPUTO DIRETO DO RUÍDO GERADO POR
ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS, TRANSÔNICOS E
SUPERSÔNICOS EM CAVIDADES RETANGULARES

ALEXANDRE GONÇALVES FEIJÓ DE CARVALHO

ORIENTADOR: ROBERTO FRANCISCO BOBENRITEH MISERDA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM
CIÊNCIAS MECÂNICAS

PUBLICAÇÃO: ENM.DM-113A-07

BRASÍLIA/DF: OUTUBRO - 2007.

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

**CÔMPUTO DIRETO DO RUÍDO GERADO POR
ESCOAMENTOS SUBSÔNICOS, TRANSÔNICOS E
SUPERSÔNICOS EM CAVIDADES RETANGULARES**

ALEXANDRE GONÇALVES FEIJÓ DE CARVALHO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO
DE ENGENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA
DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM
CIÊNCIAS MECÂNICAS.

APROVADA POR:

Prof. Roberto Francisco Bobenrieth Miserda , D.C. (ENM-UnB)
(Orientador)

Prof. Francisco Ricardo da Cunha, Ph.D. (ENM-UnB)
(Examinador Interno)

Prof. Aristeu da Silveira Neto, Dr. (UFU)
(Examinador Externo)

BRASÍLIA/DF, 06 DE OUTUBRO DE 2007.

FICHA CATALOGRÁFICA

CARVALHO, ALEXANDRE GONÇALVES FEIJÓ DE
Cômputo Direto do Ruído Gerado por Escoamentos Subsônicos,
Transônicos e Supersônicos em Cavidades Retangulares.
[Distrito Federal] 2007.
xix, 68p., 297 mm (ENM/FT/UnB, Mestre, Ciências Mecânicas, 2007).
Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia.
Departamento de Engenharia Mecânica.

1. Aeroacústica	2. Escoamento Compressível
3. Cavidade Retangular	4. Método de Ducros
I. ENM/FT/UnB	II. Título (série)

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

CARVALHO, A. G. F. DE (2007). Cômputo Direto do Ruído Gerado por Escoamentos Subsônicos, Transônicos e Supersônicos em Cavidades Retangulares. Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas, Publicação ENM.DM-113A-07, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 68p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Alexandre Gonçalves Feijó de Carvalho

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO: Cômputo Direto do Ruído Gerado por Escoamentos Subsônicos, Transônicos e Supersônicos em Cavidades Retangulares.

GRAU / ANO: Mestre / 2007

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

Alexandre Gonçalves Feijó de Carvalho
SQS - 203 Bloco - K Apto - 103
70233-110 Brasília - DF - Brasil.

DEDICATÓRIA

Esta dissertação de mestrado é dedicada a todos que me apoiaram durante este trabalho.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao professor Roberto F. B. Miserda, orientador desta dissertação, pela oportunidade a mim oferecida e por sua dedicação e empenho prestados em meu auxílio.

A todos que me ajudaram durante este trabalho.

RESUMO

O estudo do ruído gerado por escoamentos em cavidade é de vital importância para o desenvolvimento da indústria aeronáutica no que concerne à diminuição do nível de ruído emitido pelas aeronaves. Seja em compartimentos de trem de pouso, espaços entre junções de placas ou em qualquer outro tipo de cavidade presente na aeronave, os níveis de ruídos emitidos nesses locais contribuem significativamente à emissão sonora pela aeronave como um todo. Em vista disso, deve-se em primeiro lugar realizar um estudo para se entender o mecanismo de geração sonora presente tanto no interior como na região externa à cavidade. Para tanto, realizam-se neste trabalho simulações numéricas computacionais do escoamento bidimensional laminar e compressível em cavidades retangulares, cujo foco principal é a análise do ruído gerado, a fim de se detectar as fontes principais, bem como entender as características inerentes aos modos de camada cisalhante, de esteira e de escoamento aberto observados neste trabalho. Os resultados são comparados aos obtidos por Rowley *et al.* [39] em seu trabalho. As equações da mecânica dos fluidos, em suas formulações completas, são resolvidas numericamente por meio de uma discretização em volumes finitos, cuja metodologia é proposta por Ducros *et al.* [13]. Esta metodologia é implementada ao código numérico por Bobenrieth e Mendonça [4], para a resolução do campo aeroacústico. Os regimes de escoamento empregados variam do subsônico, transônico e supersônico, com valores de Mach do escoamento não perturbado entre 0,6 e 1,1. O número de Reynolds utilizado para todos os casos é 3.000 e as cavidades empregadas possuem razões entre comprimento e profundidade de 2 e 4. Os resultados indicam que o campo de vorticidade interno à cavidade, a relação entre comprimento e profundidade da cavidade, bem como a extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura da cavidade são um dos principais fatores que ditam a intensidade do campo aeroacústico gerado.

ABSTRACT

DIRECT COMPUTATION OF THE NOISE GENERATED BY SUBSONIC, TRANSONIC AND SUPERSONIC FLOWS OVER RECTANGULAR CAVITIES

Author: Alexandre Gonçalves Feijó de Carvalho

Supervisor: Roberto Francisco Bobenrieth Miserda

Programa de Mestrado em Ciências Mecânicas

Brasília, October of 2007

The study of the noise generated from flows past cavities has been gaining more importance over the years due to more strict rules for aircraft noise reduction. The problem of aircraft noise is so serious in the vicinity of many of the world's airports that public reaction is mounting to a degree that gives cause for great concern and requires urgent solution. Based on this issue, the objective of this work is the direct numerical computation of the far-field and near-field noises generated by laminar and two-dimensional subsonic, transonic and supersonic flows over rectangular cavities. The compressible Navier-Stokes equations are numerically solved using a finite volume discretization where the fluxes are computed using the skew-symmetric form of Ducros fourth-order numerical scheme while the time marching process is achieved using a third-order Runge-Kutta scheme proposed by Shu. The cavity length to depth ratios for the cases analyzed are 2 and 4. The Reynolds number for all the simulations is 3,000 and the Mach number ranges from 0.6 to 1.1. The main goals of this work are the detection of the most relevant sources of noise inside the cavity, and to understand the mechanism that characterizes the shear layer mode, wake mode and the open cavity mode observed in this work. The results are compared to those presented by Rowley *et al.* [39] in their work. The results show that the vorticity field inside the cavity, the cavity length to depth ratio and the spreading of the shear layer over the cavity mouth are one of the main factors that dictate the intensity of the noise generated by the cavity flow field.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	POSICIONAMENTO DO TRABALHO	1
1.2	OBJETIVOS	7
1.3	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	7
2	METODOLOGIA	9
2.1	MODELO MATEMÁTICO	9
2.2	MÉTODO NUMÉRICO	11
3	RESULTADOS	25
3.1	CONSIDERAÇÕES INICIAIS	25
3.1.1	VISUALIZAÇÃO DO CAMPO AEROACÚSTICO	26
3.2	MODO DE CAMADA CISALHANTE	27
3.3	MODO DE ESTEIRA	39
3.4	ESCOAMENTO ABERTO EM CAVIDADE	52
4	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	59
4.1	CONCLUSÕES GERAIS	59
4.2	RECOMENDAÇÕES PARA PESQUISAS FUTURAS	63
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	64

LISTA DE TABELAS

3.1	Parâmetros de escoamento e razão l^*/d^* da cavidade para as simulações efetuadas.	25
-----	--	----

LISTA DE FIGURAS

1.1	Vista lateral do desenho esquemático da cavidade retangular.	1
1.2	Desenhos esquemáticos do modo de camada cisalhante (a) e o modo de esteira (b).	3
1.3	Desenhos esquemáticos da cavidade com escoamento aberto (a) e fechado (b) [18].	4
1.4	Desenhos esquemáticos da cavidade com escoamento transicionalmente aberto (a) e transicionalmente fechado (b) [18].	5
2.1	Volume ao redor do ponto de malha para o caso bidimensional com segunda ordem de precisão espacial. A linha tracejada engloba o volume ao redor do ponto, e o volume correspondente à discretização em volumes finitos é dado pela região sombreada.	19
2.2	Volume ao redor do ponto de malha para o caso bidimensional com quarta ordem de precisão espacial. A linha tracejada engloba o volume ao redor do ponto, e o volume correspondente à discretização em volumes finitos é dado pela região sombreada.	20
3.1	Malha gerada para as simulações 2M6 e 2M8 e parte da região regular da malha empregada para as cavidades de razão $l^*/d^* = 4$	26
3.2	Visualizações pseudo-Schlieren (a) e do campo aeroacústico (b) da simulação 2M8.	27
3.3	Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade da simulação 2M6. 50 contornos são mostrados, com -15 (preto) de valor máximo negativo de vorticidade.	28
3.4	Visualizações do campo instantâneo de vorticidade da simulação 2M6 efetuada por Rowley <i>et al.</i> [39]. 15 contornos são mostrados, variando entre -5 e 1,67. Os contornos tracejados possuem valores positivos.	28
3.5	Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade das simulações 2M6 (a) e 2M8 (b). 50 contornos são mostrados, com valor máximo negativo de -15 (preto) de vorticidade para os dois casos.	29

3.6	Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 2M6. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).	29
3.7	Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 2M8. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).	30
3.8	Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 2M6. 40 contornos são mostrados, com valor máximo de 151,1dB (branco).	31
3.9	Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 2M8. 40 contornos são mostrados, com valor máximo de 153,8dB (branco).	32
3.10	Visualização de parte do campo médio de c_p e linhas de corrente médias (linhas brancas) das simulações 2M6 (a) e 2M8 (b). 151 contornos médios de c_p são apresentados, com valores entre -0,17 (preto) e 0,13 (branco) para o caso 2M6, e entre -0,12 (preto) e 0,22 (branco) para o caso 2M8.	33
3.11	Visualização do campo médio de c_p e linhas de corrente médias (linhas tracejadas) da simulação 2M6 efetuada por Rowley <i>et al.</i> [39].	33
3.12	Frações da distribuição temporal do coeficiente de pressão das simulações 2M6 (a) e 2M8 (b).	34
3.13	Visualizações aeroacústicas das frentes de ondas de pressão emitidas pela cavidade nas simulações 2M6 (a) e 2M8 (b).	35
3.14	Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 2M6.	36
3.15	Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 2M8.	36
3.16	Gráficos gerados pela equação 3.3 para $n = 1$ e $n = 2$, junto a valores de frequências dominantes correspondentes às simulações 2M6 e 2M8. Valores de frequência adimensional do gráfico (a) obtidos das simulações deste trabalho, e as magnitudes referentes ao gráfico (b) coletadas por Rowley <i>et al.</i> [39].	37
3.17	Comparação entre três visualizações do escoamento em cavidade para o caso 2M6. A primeira visualização foi obtida por Krishnamurty [24] (fotografia <i>Schlieren</i>) (a), a segunda pertence ao trabalho efetuado por Rowley <i>et al.</i> [39] (visualização pseudo- <i>Schlieren</i>) (b) e a terceira é uma visualização aeroacústica obtida pelo autor deste trabalho (c).	38

3.18	Comparação entre três visualizações do escoamento em cavidade para o caso 2M8. A primeira visualização foi obtida por Krishnamurty [24] (fotografia <i>Schlieren</i>) (a), a segunda pertence ao trabalho efetuado por Rowley <i>et al.</i> [39] (visualização pseudo- <i>Schlieren</i>) (b) e a terceira é uma visualização aeroacústica obtida pelo autor deste trabalho (c).	38
3.19	Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M6. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).	39
3.20	Seqüência de visualizações aeroacústicas instantâneas do descolamento e recolamento da camada limite formada na borda posterior da cavidade, ocasionados pela ejeção do vórtice principal da cavidade.	40
3.21	Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade da simulação 4M6. 40 contornos são mostrados, com maior valor negativo de vorticidade de -16 (preto).	41
3.22	Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade da simulação 4M6 efetuada por Rowley <i>et al.</i> [39]. 15 contornos são mostrados, variando entre -5 e 1,67. Contornos positivos são representados por linhas tracejadas.	41
3.23	Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M8. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,1 (preto).	42
3.24	Visualização de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M6. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).	42
3.25	Visualização de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M8. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,1 (preto).	43
3.26	Visualização de parte do campo do número de Mach das simulações 4M6 (a) e 4M8 (b). 151 contornos são mostrados, variando entre 0,0 (branco) e 0,9 (preto) em 4M6 e 0,0 (branco) e 1,3 (preto) em 4M8.	43
3.27	Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M6. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 166,7dB (branco).	44
3.28	Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M8. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 167,5dB (branco).	44
3.29	Visualização instantânea de parte do campo aeroacústico da simulação 4M10. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,2 (preto).	45
3.30	Visualizações instantâneas de parte do campo aeroacústico da simulação 4M10. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,2 (preto).	46
3.31	Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M10. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 166,3dB (branco).	47

3.32	Visualização de parte do campo médio de c_p e linhas de corrente médias das simulações 4M6 (a), 4M8 (b) e 4M10 (c). 151 contornos médios de c_p são apresentados, com valores entre -0,69 (preto) e 0,242 (branco) para o caso 4M6, -0,56 (preto) e 0,245 (branco) para o caso 4M8 e entre -0,24 (preto) e 0,42 (branco) para a simulação 4M10.	48
3.33	Visualização do campo médio de c_p (linhas tracejadas) e linhas de corrente médias da simulação 4M6 efetuada por Rowley <i>et al.</i> [39].	48
3.34	Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M6.	49
3.35	Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M8.	49
3.36	Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M10.	50
3.37	Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M6.	51
3.38	Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M8.	51
3.39	Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M10.	52
3.40	Visualizações instantâneas de parte do campo aeroacústico da simulação 4M11. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,35 (preto). . .	53
3.41	Visualizações instantâneas de parte do campo aeroacústico da simulação 4M11. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,35 (preto). . .	53
3.42	Gráficos de c_p médios em função do comprimento adimensional da cavidade para as simulações 4M6 (a), 4M8 (b), 4M10 (c) e 4M11(d).	54
3.43	Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M11. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 162,7dB (branco).	55
3.44	Visualização de parte do campo médio de c_p e linhas de corrente médias da simulação 4M11. 151 contornos médios de c_p são apresentados, com valores entre -0,14 (preto) e 0,54 (branco).	56
3.45	Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M11.	56
3.46	Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M11.	57
3.47	Número de Strouhal máximo em função de M_∞ referente às simulações apresentadas neste trabalho.	58
3.48	Valor máximo de OASPL em função do número de M_∞ referente às simulações apresentadas neste trabalho.	58

LISTA DE SÍMBOLOS

C_1 : primeira constante adimensional para o gás na fórmula de Sutherland.

C_2 : segunda constante adimensional para o gás na fórmula de Sutherland.

C_1^* : primeira constante para o gás na fórmula de Sutherland.

C_2^* : segunda constante para o gás na fórmula de Sutherland.

c_p^* : calor específico a pressão constante.

c_p : coeficiente de pressão.

c_v : calor específico adimensional a volume constante.

d^* : profundidade característica da cavidade.

d : profundidade característica adimensional da cavidade, $d = 1$.

Δ : comprimento característico associado aos volumes utilizados para o cálculo das derivadas.

$\Delta \bar{\mathbf{U}}$: variação do vetor variáveis conservadas adimensional.

Δt : intervalo de tempo adimensional.

δ_{ij} : função delta de Kronecker.

$\mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}})$: dissipação artificial.

$d_{i+1/2}(\bar{\mathbf{U}})$: dissipação artificial na face $(i + 1/2)$.

ϵ : valor numérico utilizado para evitar a divisão por zero no sensor de Ducros.

$\epsilon^{(2)}$: coeficiente de dissipação artificial de segunda ordem.

$\epsilon^{(4)}$: coeficiente de dissipação artificial de quarta ordem.

E: vetor de fluxo adimensional.

e : energia interna adimensional por unidade de massa.

e^* : energia interna por unidade de massa.

e_k : energia cinética adimensional por unidade de massa.

e_T : energia total adimensional por unidade de massa.

Φ : sensor de Ducros.

F: vetor de fluxo adimensional.

$\mathcal{F}(\overline{\mathbf{U}})$: função adimensional do fluxo líquido do tensor Π sobre a superfície de controle.

$f(u)_x$: fluxo líquido teórico da primeira componente da velocidade através da primeira componente do vetor de superfície.

$f(\tilde{u})_x$: fluxo líquido calculado da primeira componente da velocidade através da primeira componente do vetor de superfície.

γ : razão entre os calores específicos a pressão e a volume constante.

θ^* : espessura da camada limite.

θ : espessura adimensional da camada limite, $\theta = \theta^*/d^*$.

G: vetor de fluxo adimensional.

i: vetor unitário na direção x .

j: vetor unitário na direção y .

$K^{(2)}$: constante de dissipação artificial de segunda ordem.

$K^{(4)}$: constante de dissipação artificial de quarta ordem.

k: vetor unitário na direção z .

k : condutividade térmica adimensional.

k_∞^* : condutividade térmica do escoamento não perturbado.

l^* : comprimento característico da cavidade.

l : comprimento característico adimensional da cavidade, $l = l^*/d^*$.

μ : viscosidade dinâmica adimensional.

μ^* : viscosidade dinâmica.

μ_∞^* : viscosidade dinâmica do escoamento não perturbado.

M : número de Mach local.

M_∞ : número de Mach do escoamento não perturbado.

\mathbf{n} : vetor unitário normal à superfície de controle.

Π : tensor de fluxo adimensional.

Pr : número de Prandtl.

p : pressão termodinâmica adimensional.

p^* : pressão termodinâmica.

q_s : fluxo volumétrico adimensional.

q_i : componente vetorial da densidade do fluxo de calor adimensional na direção \mathbf{i} .

ρ : massa específica adimensional.

ρ^* : massa específica.

ρ_∞^* : massa específica do escoamento não perturbado.

R^* : constante do gás.

Re_∞ : número de Reynolds do escoamento não perturbado.

$\mathbf{S}_{i+1/2}$: vetor de superfície adimensional na posição $(i + 1/2)$.

S : número de Strouhal.

S_{ij} : tensor taxa de deformações adimensional.

S_p : superfície adimensional que define o volume ao redor do ponto de malha.

s_{xp} : componente vetorial adimensional da superfície que define o volume ao redor do ponto de malha na direção x .

s_{yp} : componente vetorial adimensional da superfície que define o volume ao redor do ponto de malha na direção y .

s_{zp} : componente vetorial adimensional da superfície que define o volume ao redor do ponto de malha na direção z .

$(s_x)_{i+1/2}$: componente vetorial adimensional de superfície na direção x na posição $(i + 1/2)$.

$(s_y)_{i+1/2}$: componente vetorial adimensional de superfície na direção y na posição $(i + 1/2)$.

$(s_z)_{i+1/2}$: componente vetorial adimensional de superfície na direção z na posição $(i + 1/2)$.

$\tau_{i,j}$: tensor de tensões viscosas adimensional.

T : temperatura adimensional.

T^* : temperatura.

T_∞^* : temperatura do escoamento não perturbado.

t : coordenada temporal adimensional.

t^* : coordenada temporal.

U : magnitude do vetor velocidade.

\mathbf{U} : vetor de variáveis conservadas adimensional.

U_∞^* : magnitude da velocidade do escoamento não perturbado.

u : componente do vetor velocidade adimensional na direção x .

\mathbf{u} : vetor velocidade adimensional.

u^* : componente do vetor velocidade na direção x .

u_i : componente do vetor velocidade adimensional na direção \mathbf{i} .

u_p : componente do vetor velocidade adimensional do volume ao redor do ponto de malha na direção x .

V : volume adimensional do volume de controle discretizado.

V_p : volume adimensional do volume de controle ao redor do ponto de malha.

v : componente do vetor velocidade adimensional na direção y .

v^* : componente do vetor velocidade na direção y .

w : componente do vetor velocidade adimensional na direção z .

w^* : componente do vetor velocidade na direção z .

Ψ : sensor de Jameson.

x : primeira coordenada adimensional espacial.

x^* : primeira coordenada espacial.

x_i : coordenada adimensional espacial na direção \mathbf{i} .

y : segunda coordenada adimensional espacial.

y^* : segunda coordenada espacial.

z : terceira coordenada adimensional espacial.

z^* : terceira coordenada espacial.

LISTA DE NOMENCLATURAS

2M6: cavidade retangular de razão $l^*/d^* = 2$ e escoamento a $M_\infty = 0,6$.

2M8: cavidade retangular de razão $l^*/d^* = 2$ e escoamento a $M_\infty = 0,8$.

4M6: cavidade retangular de razão $l^*/d^* = 4$ e escoamento a $M_\infty = 0,6$.

4M8: cavidade retangular de razão $l^*/d^* = 4$ e escoamento a $M_\infty = 0,8$.

4M10: cavidade retangular de razão $l^*/d^* = 4$ e escoamento a $M_\infty = 1,0$.

4M11: cavidade retangular de razão $l^*/d^* = 4$ e escoamento a $M_\infty = 1,1$.

1 INTRODUÇÃO

1.1 POSICIONAMENTO DO TRABALHO

O ruído gerado por escoamentos sobre cavidades tem sido estudado por décadas, porém ainda há questões pendentes sobre os seus mecanismos físicos básicos. O campo de escoamento em questão é de grande complexidade, cujo interesse de estudo está voltado a três regiões: o escoamento externo à cavidade (corrente livre), escoamento dentro da cavidade e a região de camada cisalhante. Escoamentos compressíveis oscilantes sobre cavidades produzem sons de frequências tonais e de banda larga. A formação e o desenvolvimento da camada cisalhante sobre a abertura da cavidade, e a sua subsequente interação com o fluido dentro da cavidade e com as paredes sólidas, definem a produção de ondas sonoras [18]. O interesse de se estudar o fenômeno aeroacústico decorrente de escoamentos sobre cavidades provém da ampla gama de aplicações sujeitas a esse tipo de campo de escoamento. Incluem-se, como exemplo, componentes automotivos, sistemas de transporte de gás, compartimentos de trem de pouso e de armamentos em aviões, e cavidades em radares e telescópios acoplados a aviões. Em certas condições, a frequência de geração de ondas sonoras pode entrar em ressonância com a frequência de oscilação da camada cisalhante, resultando-se em esforços aeroacústicos indesejados nas superfícies próximas à cavidade. Tal ressonância pode ser de grande intensidade, de forma a causar, por exemplo, fadiga estrutural em compartimentos de armamentos e de trem de pouso em aeronaves. Em geral, pesquisas relacionadas ao tema em questão visam à redução da intensidade do campo aeroacústico produzido por cavidades e até mesmo ao aperfeiçoamento da mistura ar/combustível em motores de jatos hipersônicos, conhecidos como motores de propulsão *scramjet*.

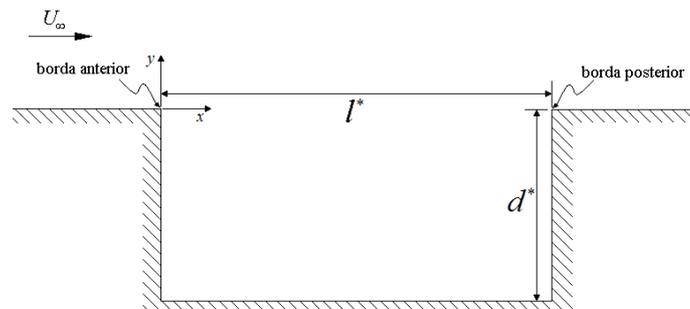


Figura 1.1: Vista lateral do desenho esquemático da cavidade retangular.

O fenômeno aeroacústico é amplamente caracterizado pelo comprimento, l^* , e a profundidade, d^* , da cavidade (fig. 1.1), o qual o sobrescrito $*$ representa uma variável dimensional. A razão $l^*/d^* > 1$ caracteriza a cavidade rasa, enquanto $l^*/d^* < 1$ define a cavidade profunda [43]. Já Rossiter [38] define a razão $l^*/d^* > 4$ para cavidade rasa, e $l^*/d^* < 4$ para cavidade profunda, enquanto Murray *et al.* [28] consideram a razão $l^*/d^* = 10$ como o limiar entre esses dois tipos de cavidade. Tais disparidades de valores para a razão l^*/d^* devem-se aos parâmetros de escoamento, como o número de Mach, espessura da camada limite, θ^* , e a própria razão l^*/d^* da cavidade empregados por cada autor em seus trabalhos. Experimentos têm mostrado que as oscilações da camada cisalhante são fundamentalmente diferentes entre cavidades rasas e profundas [15]. O movimento das frentes de ondas sonoras no interior da cavidade também se difere em relação à profundidade d^* . Observam-se movimentos longitudinais de ondas acústicas entre a parede anterior e posterior das cavidades profundas, ao passo que em cavidades rasas o deslocamento é transversal, ou seja, as ondas se movem da base à região de abertura da cavidade [27]. Rockwell e Naudasher [36] identificaram três regimes de escoamento, os quais definiram como interações fluido-dinâmicas, interações fluido-ressonantes e interações fluido-elásticas. Interações fluido-dinâmicas consistem na instabilidade e amplificação das oscilações da camada cisalhante na região de abertura da cavidade face a um processo de retroalimentação. Tal processo se origina a partir do choque entre essa camada e a parede posterior da cavidade. Esse tipo de interação ocorre freqüentemente em escoamentos de baixa velocidade e em cavidades rasas. Interações fluido-ressonantes resultam, e são intensificadas, por ondas ressonantes no interior da cavidade. Esse regime geralmente é observado em cavidades profundas e cavidades submetidas a um escoamento de alto número de Mach. Interações fluido-elásticas ocorrem pela oscilação das superfícies da cavidade sobre o fluido. Como exemplo, a base da cavidade atuando como um pistão sobre o fluido. As interações fluido-dinâmicas e fluido-ressonantes ocorrem com mais freqüência em experimentos. Esses dois regimes causam altas pressões na região do escoamento próxima à cavidade e emissão de sons tonais de elevada amplitude.

Pesquisas passadas identificaram e classificaram outros dois tipos de regime baseados no comportamento da camada cisalhante [39]. Em velocidades subsônicas do fluido, os regimes de escoamento sobre cavidade são classificados como modo de camada cisalhante e modo de esteira (fig. 1.2). O modo de camada cisalhante, primeiramente descrito por Rossiter [38], consiste na extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura da cavidade e na sua colisão contra a borda posterior da cavidade. Há nesse regime um processo de retroalimentação originado pelo descolamento de vórtices na região da borda

anterior da cavidade, situados na camada cisalhante. Esses vórtices são advectados à jusante e se colidem com a borda posterior da cavidade, gerando-se assim ondas acústicas que trafegam à montante, no interior e no exterior da cavidade, cujo impacto na borda anterior resulta novamente no desprendimento de mais vórtices na camada cisalhante, fechando-se assim o ciclo. Ambas as interações fluido-dinâmicas e fluido-ressonantes podem ser encontradas nesse regime. Por meio de experimentos, Gharib e Roshko [17] detectaram o segundo regime de escoamento em cavidade, denominado como modo de esteira. O modo de esteira é identificado pela estagnação do escoamento na região próxima à parede posterior da cavidade, ou seja, há um recolamento da camada cisalhante na base da cavidade nessa região. Rowley *et al.* [39] verificaram que o modo de esteira é caracterizado pelo desprendimento de vórtices de larga escala na borda anterior da cavidade. Esses vórtices possuem dimensões próximas ao tamanho da cavidade e por isso, durante a sua formação, causam separação das camadas limite formadas anterior e posteriormente à cavidade, ao passo que eles se advectam à jusante. Pesquisadores como Gharib e Roshko [17] observaram que o movimento da camada cisalhante no modo de esteira se assemelha à esteira produzida após um corpo rombudo, como um cilindro. Nesse regime, também se verifica a influência do fenômeno de retroalimentação gerada pelas perturbações acústicas, e o arrasto é mais elevado em relação ao modo de camada cisalhante. Também se constatou que a frequência de oscilação das perturbações do escoamento sobre a cavidade no modo de esteira independe da variação do número de Mach, e as interações fluido-dinâmicas e fluido-ressonantes não estão presentes nesse modo [39]. A transição entre os modos de camada-cisalhante para o de esteira, e vice-versa, ocorre quando se altera o valor da relação l^*/θ^* ou d^*/θ^* e/ou a magnitude de M_∞ ou de Re_∞ .

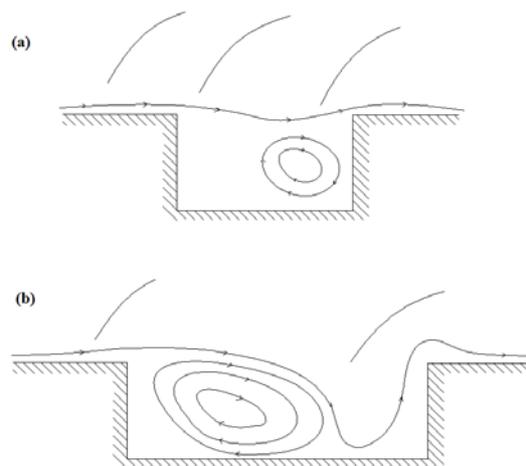


Figura 1.2: Desenhos esquemáticos do modo de camada cisalhante (a) e o modo de esteira (b).

Os escoamentos transônicos e supersônicos, nos quais há a formação de ondas de

choque acima da cavidade, são classificados como fechado e aberto (fig. 1.3), transicionalmente fechado e transicionalmente aberto [29]. escoamentos abertos em cavidades, assim como o modo de camada cisalhante, são caracterizados pelo embate da camada cisalhante na borda posterior da cavidade. Em velocidade supersônica, observa-se a formação de uma onda de choque fraca próxima à borda anterior da cavidade. Uma distribuição de pressão ao longo de uma linha próxima e paralela à base da cavidade apresenta-se quase uniforme, o que é desejável na prática, porém sons tonais de alta intensidade são observados [29].

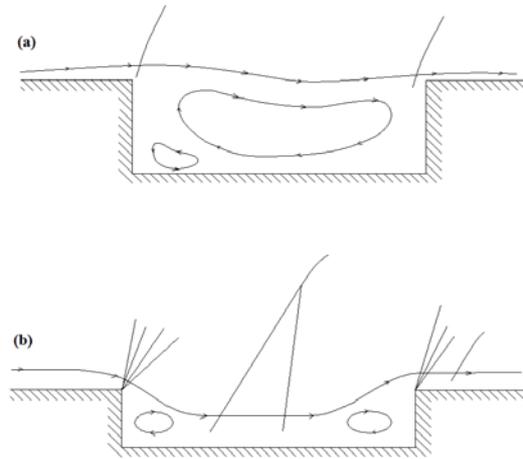


Figura 1.3: Desenhos esquemáticos da cavidade com escoamento aberto (a) e fechado (b) [18].

Escoamentos fechados são distinguidos pelo direcionamento da camada cisalhante para a base da cavidade, seguida de uma elevação dessa camada numa região próxima à parede posterior. Em velocidades supersônicas, essa separação da camada cisalhante causa um gradiente adverso de pressão no interior da cavidade, resultando, por exemplo, em um momento de arfagem para cima em aeronaves. No entanto, tons acústicos não são observados nesse regime. Inicialmente, o critério de transição entre esses dois regimes foi estabelecido apenas em função da razão l^*/d^* . Entretanto, em literatura encontram-se valores distintos para essa razão; $l^*/d^* < 10$, para escoamento aberto e $l^*/d^* > 13$, regime fechado [29]; $l^*/d^* < 9$, regime aberto e $l^*/d^* > 13$, escoamento fechado [11]; $l^*/d^* < 3$, escoamento aberto e $l^*/d^* > 10$, regime fechado [46]. Recentemente, Tracy e Plentovich [49] e Raman *et al.* [34] concluíram que a discordância apresentada entre esses valores de l^*/d^* é causada pela dependência entre o tipo de escoamento em cavidade e o número de Mach, bem como a própria relação l^*/d^* . Escoamentos transicionalmente abertos contêm uma série de ondas de expansão e compressão no lugar da onda de choque formada após a cavidade (fig. 1.4 (a)). Escoamentos transicionalmente fechados são definidos pela coa-

lescência entre dois choques formados na borda posterior e numa região após a cavidade (fig. 1.4 (b)).

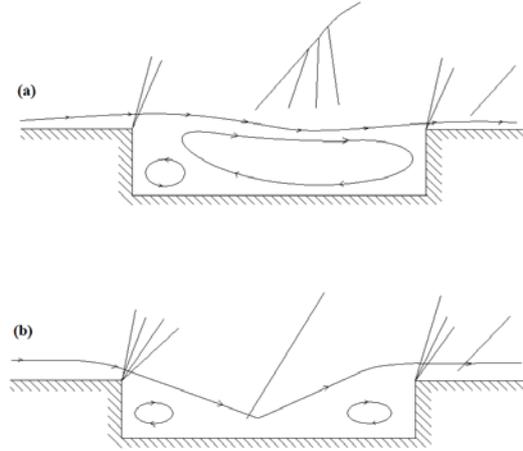


Figura 1.4: Desenhos esquemáticos da cavidade com escoamento transicionalmente aberto (a) e transicionalmente fechado (b) [18].

Em experimentos passados, implementaram-se sistemas de controle em cavidades a fim de se suprimir ressonâncias decorrentes da interação entre ondas acústicas e camada cisalhante. Vários atuadores de controle passivo foram testados, como spoilers serrados [45], grades estáticas ou oscilantes [42], [50], placas inclinadas na borda anterior da cavidade [54] e hastes [50], e demonstraram reduzir a amplitude das ondas tonais da cavidade. No entanto, a maior parte desses aparatos mostrou ser efetiva numa faixa limitada de configurações de escoamento e geralmente resultaram em aumento de arrasto do escoamento sobre a cavidade. Portanto, estudos mais recentes passaram a testar atuadores de controle ativo em cavidades. Vakili e Gauthier [51] reportaram redução significativa do tom sonoro dominante através de injeção de ar comprimido por meio de uma placa perfurada, posicionada próxima à borda anterior da cavidade. Stanek *et al.* [47] utilizaram tubos de ressonância para se suprimir a ressonância induzida pelo escoamento relacionada aos modos acústicos da cavidade, bem como reduzir o nível geral de som de banda larga. Cattafesta *et al.* [10] desenvolveram um atuador adaptativo de flap piezolétrico de tempo real para um escoamento a $M_\infty = 0,74$, o qual levou a uma redução sonora de 10dB no primeiro modo acústico. No entanto, esses atuadores ativos requerem um considerável fluxo de massa [42], [47], [51], ou envolvem partes móveis frágeis à obtenção de relevante redução acústica. Um arranjo de microjatos supersônicos injetados a partir da borda anterior da cavidade é empregado por Zhang *et al.* [54] e verificou-se um decréscimo de até 20dB na amplitude dos tons sonoros inerentes à cavidade e em mais de 9dB na emissão acústica geral produzida. A injeção de microjatos também influenciou a forma da camada cisalhante e diminuiu consideravelmente a instabilidade do escoamento na cavidade.

O espectro acústico geral relacionado ao escoamento sobre cavidades possui componentes de banda larga, introduzidos por efeitos tridimensionais advindos da turbulência gerada pela camada cisalhante sobre a cavidade, e componentes tonais introduzidos pela quase bidimensionalidade inerente ao movimento oscilatório da camada cisalhante. A fim de se reduzir o esforço computacional associado a uma malha tridimensional de grande refinamento, é utilizada uma malha bidimensional neste trabalho, embora seja sabido que a turbulência é um fenômeno tridimensional, e sendo assim, as flutuações na direção da largura da cavidade não podem ser computadas. Contudo, o movimento oscilatório de alta amplitude da camada cisalhante, responsável pelos componentes tonais de baixa frequência, pode ser predito satisfatoriamente. Componentes de banda larga, por outro lado, são gerados pelos efeitos tridimensionais inerentes à turbulência e não podem ser computados em uma simulação do escoamento não permanente bidimensional [41]. Uma camada limite inicialmente laminar formada antes da cavidade é imposta às simulações neste trabalho, pois foi observado experimentalmente que uma camada cisalhante inicialmente laminar tende a produzir um campo acústico mais intenso em relação ao campo sonoro gerado por uma camada cisalhante inicialmente turbulenta [24]. Tal fato se deve ao movimento oscilatório da camada cisalhante inicialmente laminar ser quase bidimensional. Rossiter [38] verificou que mesmo em escoamentos tridimensionais subsônicos e transônicos em cavidades, o comportamento fundamental do campo de escoamento, particularmente ao longo da região central da cavidade, parece mostrar-se predominantemente bidimensional. Rizzetta [35] realizou simulações numéricas em cavidades tridimensionais a $M_\infty = 1,50$ e também concluiu que o fenômeno não permanente do campo de escoamento é basicamente bidimensional. Grace [18], em seu artigo sobre recentes experimentos e simulações numéricas do escoamento em cavidades, cita vários trabalhos cujo objetivo é o cômputo do campo aeroacústico em cavidades submetidas a escoamentos subsônicos, transônicos e supersônicos. Tais simulações são bidimensionais e efetuadas a altos números de Reynolds.

As equações de Navier-Stokes são resolvidas numericamente por meio de uma discretização em volumes finitos, cuja metodologia é proposta por Ducros *et al.* [13]. Tal metodologia possui alta ordem de precisão e implementação na forma divergente ou anti-simétrica ao cálculo dos fluxos de massa, quantidade de movimento e energia total. Nesta dissertação, é utilizada uma variante do método de Ducros na sua forma anti-simétrica com quarta ordem de precisão espacial, em conjunto com a variante do método de Runge-Kutta de terceira ordem proposta por Shu e apresentada por Yee [53] à realização da marcha temporal da solução numérica. Bobenrieth e Mendonça [4] aplicaram este conceito

na simulação numérica do escoamento transônico laminar em uma base bidimensional. Trabalhos recentes também empregaram a mesma metodologia e aplicação em simulações do escoamento transônico turbulento em um cilindro [5], escoamento transônico laminar em um aerofólio com oscilação angular e vertical [6], escoamento subsônico e laminar em um aerofólio com oscilação vertical [7] e escoamento transônico laminar em uma cavidade profunda com lábio [9].

1.2 OBJETIVOS

Os objetivos deste projeto de pesquisa são:

- aplicar a metodologia numérica proposta por Ducros *et al.* [13] e implementada por Bobenrieth e Mendonça [4] ao cômputo do campo aeroacústico proveniente do escoamento sobre cavidades retangulares de razões $l^*/d^* = 2$ e $l^*/d^* = 4$;
- validar este código por comparação dos resultados numéricos obtidos com os resultados disponíveis em literatura;
- identificar e analisar as características aeroacústicas inerentes a cada regime de escoamento estudado.

1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

A presente dissertação está organizada em quatro capítulos. O primeiro contém o posicionamento, objetivos e organização do trabalho. No segundo capítulo, é apresentada a metodologia, composta pelo modelo matemático e pelo método numérico. Na seção referente ao modelo matemático, são apresentadas as equações governantes da mecânica dos fluidos utilizadas para modelar o escoamento em cavidade. Na seção do método numérico, o modelo matemático é mostrado em sua forma vetorial, assim permitindo a implementação mais direta de uma discretização em volumes finitos. Após isso, é implementada a proposta de Ducros *et al.* [13] para se calcular os fluxos resultantes da discretização espacial, assim como o sensor proposto por Ducros *et al.* [14] que controla o nível de dissipação artificial associada à captura do choque, quando este está em contato com uma região viscosa. Por fim, é apresentada uma variante do método de Runge-Kutta proposta por Shu [53] à realização da marcha temporal das equações resultantes

da discretização espacial. No terceiro capítulo, apresentam-se os resultados gerados pelas simulações numéricas do escoamento sobre cavidades retangulares de razões $l^*/d^* = 2$ e $l^*/d^* = 4$. Para cada regime aeroacústico identificado, procedem-se análises e comparações entre os resultados obtidos e os expostos em literatura. As conclusões gerais e recomendações para pesquisas futuras relacionadas ao presente tema são apresentadas no quarto capítulo.

2 METODOLOGIA

2.1 MODELO MATEMÁTICO

Neste projeto, o fluido utilizado é o ar à simulação numérica do campo aeroacústico em cavidades. Admitindo-se como desprezíveis as forças de campo, as equações de continuidade, quantidade de movimento e energia, nas suas formas adimensionais, podem ser escritas como [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e_T) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho e_T u_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (p u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} u_j) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (2.3)$$

Todas as variáveis estão na forma adimensional: x_i é a coordenada espacial na direção \mathbf{i} , t é a coordenada temporal, ρ é a massa específica, u_i é a componente da velocidade na direção \mathbf{i} , p é a pressão termodinâmica, T é a temperatura, e é a energia interna por unidade de massa, μ é a viscosidade dinâmica, τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas, e_T é a energia total por unidade de massa e q_i é a componente da densidade do fluxo de calor na direção \mathbf{i} .

A adimensionalização destas variáveis é definida utilizando-se a proposta de Anderson *et al.* [2]:

$$\begin{aligned} x &= \frac{x^*}{d^*}, & y &= \frac{y^*}{d^*}, & z &= \frac{z^*}{d^*}, & t &= \frac{t^*}{d^*/U_\infty^*}, & u &= \frac{u^*}{U_\infty^*}, & v &= \frac{v^*}{U_\infty^*}, & w &= \frac{w^*}{U_\infty^*}, \\ p &= \frac{p^*}{\rho_\infty^* (U_\infty^*)^2}, & \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}, & T &= \frac{T^*}{T_\infty^*}, & e &= \frac{e^*}{(U_\infty^*)^2}, & \mu &= \frac{\mu^*}{\mu_\infty^*}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde U_∞^* é a magnitude da velocidade do escoamento não perturbado e d^* , a profundidade da cavidade, é a dimensão característica do problema. O sobrescrito * representa as variáveis dimensionais e o subscrito ∞ indica as propriedades do escoamento não perturbado.

O tensor de tensões viscosas é dado por

$$\tau_{ij} = \frac{1}{\text{Re}_\infty} (\mu S_{ij}) = \frac{1}{\text{Re}_\infty} \left\{ \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right\}, \quad (2.5)$$

onde S_{ij} é o tensor taxa de deformações e δ_{ij} é a função delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$). O número de Reynolds, baseado nas propriedades do escoamento não perturbado e na profundidade da cavidade, é definido como

$$\text{Re}_\infty = \frac{\rho_\infty^* U_\infty^* d^*}{\mu_\infty^*}. \quad (2.6)$$

A energia total por unidade de massa é dada pela soma das energias interna e cinética

$$e_T = e + e_k = c_v T + \frac{u_i u_i}{2}, \quad (2.7)$$

na qual c_v é o calor específico a volume constante. As componentes da densidade do fluxo de calor são dadas por

$$q_i = -\frac{\mu}{(\gamma - 1) M_\infty^2 \text{Re}_\infty \text{Pr}} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \quad (2.8)$$

onde γ é a razão entre os calores específicos a pressão e a volume constantes. Os números de Mach e Prandtl do escoamento não perturbado são definidos, respectivamente, como:

$$M_\infty = \frac{U_\infty^*}{\sqrt{\gamma R^* T_\infty^*}}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p^*}{k_\infty^*} \mu_\infty^*. \quad (2.9)$$

Neste projeto, o número de Prandtl é considerado uma constante. Estas cinco equações escalares contêm sete incógnitas (u, v, w, ρ, e, p, T), desde que os coeficientes de transporte μ e k possam ser relacionados com essas variáveis termodinâmicas, não representando assim incógnitas. Logo, são necessárias duas equações adicionais para fechar o sistema, que são obtidas considerando-se que o gás é térmico e caloricamente perfeito, o que permite utilizar a equação de estado e a relação entre temperatura e pressão dadas por

$$p = (\gamma - 1) \rho e \quad (2.10)$$

e

$$T = \frac{\gamma M_\infty^2 p}{\rho}. \quad (2.11)$$

A viscosidade dinâmica é obtida usando-se a fórmula de Sutherland

$$\mu = C_1 \frac{T^{3/2}}{T + C_2}, \quad C_1 = \left[\frac{(T_\infty^*)^{1/2}}{\mu_\infty^*} \right] C_1^*, \quad C_2 = \frac{C_2^*}{T_\infty^*}, \quad (2.12)$$

onde C_1^* e C_2^* são constantes dimensionais.

Somente são resolvidos problemas de escoamentos onde não existe transferência de calor entre as paredes sólidas e o fluido, ou seja, condição de parede adiabática. Em conjunto com esta condição de contorno, assume-se a condição de aderência (a velocidade no fluido na parede é igual à velocidade da própria parede) e a aproximação de camada limite para o campo de pressão (a pressão não varia na direção normal à superfície). Portanto, as condições de contorno impostas nas superfícies sólidas são

$$u = u_w, \quad v = v_w, \quad w = w_w, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad (2.13)$$

cujas variáveis com o subscrito w correspondem às componentes do vetor velocidade na superfície sólida e n representa a direção normal à superfície.

Para as superfícies fluidas de entrada, através das quais existe um fluxo de massa para dentro do domínio, são impostas as seguintes condições de contorno

$$u = u_e, \quad v = v_e, \quad w = w_e, \quad \rho = \rho_e, \quad e_T = e_{T_e} \quad (2.14)$$

onde as variáveis com o subscrito e correspondem às componentes do vetor velocidade na entrada da superfície fluida. Nas superfícies fluidas de entrada, é fixada a velocidade do escoamento livre. Para as superfícies fluidas de saída, através das quais existe um fluxo de massa para fora do domínio, são impostas as condições de contorno

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial e_T}{\partial n} = 0. \quad (2.15)$$

2.2 MÉTODO NUMÉRICO

À resolução numérica das equações de continuidade, quantidade de movimento e energia, equações (2.1), (2.2) e (2.3), estas são escritas na forma vetorial [2]:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \mathbf{0}, \quad (2.16)$$

onde x, y, z são as coordenadas cartesianas espaciais. Os vetores \mathbf{U} , \mathbf{E} , \mathbf{F} e \mathbf{G} são dados por

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_T \end{bmatrix}, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho uw - \tau_{xz} \\ (\rho e_T + p)u - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - w\tau_{xz} + q_x \end{bmatrix}, \quad (2.18)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho vw - \tau_{yz} \\ (\rho e_T + p)v - u\tau_{xy} - v\tau_{yy} - w\tau_{yz} + q_y \end{bmatrix}, \quad (2.19)$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wu - \tau_{xz} \\ \rho wv - \tau_{yz} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ (\rho e_T + p)w - u\tau_{xz} - v\tau_{yz} - w\tau_{zz} + q_z \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Definindo-se o tensor Π como,

$$\Pi = \mathbf{E} \otimes \mathbf{i} + \mathbf{F} \otimes \mathbf{j} + \mathbf{G} \otimes \mathbf{k}, \quad (2.21)$$

onde o símbolo \otimes representa o produto tensorial e \mathbf{i} , \mathbf{j} e \mathbf{k} representam os vetores unitários nas direções x , y e z , respectivamente. Utilizando-se esta definição, a Equação (2.16) pode ser escrita como

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \Pi = 0. \quad (2.22)$$

Esta equação é integrada para um volume de controle V , resultando em

$$\int_V \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} dV = - \int_V (\nabla \cdot \Pi) dV. \quad (2.23)$$

Considerando-se que o volume de controle é invariante com o tempo, e aplicando-se o teorema do divergente no termo do lado direito da equação anterior, obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{U} dV = - \int_V (\nabla \cdot \Pi) dV, = - \int_S (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS, \quad (2.24)$$

onde S é a superfície que engloba o volume de controle V e \mathbf{n} é o vetor unitário normal à superfície S , sendo positivo para fora do volume de controle.

Definindo a média volumétrica do vetor \mathbf{U} no volume de controle V como

$$\bar{\mathbf{U}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{U} dV, \quad (2.25)$$

e introduzindo esta definição na Equação (2.24) obtém-se

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} = -\frac{1}{V} \int_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS. \quad (2.26)$$

Se o domínio do escoamento é dividido em um número finito de volumes de controle, a equação anterior será válida para cada um destes volumes.

Fazendo-se uma aproximação de primeira ordem no tempo, a variação temporal do vetor $\bar{\mathbf{U}}$ pode ser escrita como

$$\left(\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} \right)_{i,j,k} = \frac{\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k}}{\Delta t} + O(\Delta t), \quad (2.27)$$

onde $\Delta \bar{\mathbf{U}}$ é a variação do vetor $\bar{\mathbf{U}}$ no intervalo de tempo Δt . Com esta abordagem, a aproximação temporal da Equação (2.26), para um volume de controle tridimensional hexaédrico, é

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k} = -\frac{\Delta t}{V_{i,j,k}} \left[\int_{S_{i+1/2}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{i-1/2}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{j+1/2}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{j-1/2}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{k+1/2}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{k-1/2}} (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS \right], \quad (2.28)$$

onde $S_{i+1/2}$, $S_{i-1/2}$, $S_{j+1/2}$, $S_{j-1/2}$, $S_{k+1/2}$ e $S_{k-1/2}$ são as superfícies que definem as faces do hexaedro. Os subíndices identificam o volume de controle adjacente com o qual a superfície de controle é compartilhada. Por exemplo, a superfície $S_{i+1/2}$ é compartilhada pelo volume (i, j, k) com o volume $(i+1, j, k)$.

Para resolver numericamente a Equação (2.28), é necessário aproximar as integrais de superfície do lado direito da mesma. Para isto, considera-se que o tensor $\mathbf{\Pi}$ seja constante ao longo da superfície S que define o volume de controle e, portanto,

$$\int_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS \cong \mathbf{\Pi} \cdot \int_S \mathbf{n} dS = \mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{S}. \quad (2.29)$$

O vetor \mathbf{S} é o vetor de superfície associado à superfície S . Essa aproximação é necessária porque numa formulação de volumes finitos somente são conhecidas as médias volumétricas das propriedades para cada volume de controle, de acordo com a definição dada pela

Equação (2.25). Para calcular as integrais de superfície sem aproximações, seria necessário conhecer o valor das propriedades do escoamento em cada ponto pertencente às superfícies de controle.

Definindo-se $\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}})_{i,j,k}$ como função do fluxo líquido do tensor Π sobre a superfície de controle, da forma

$$\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}})_{i,j,k} = \frac{\Delta t}{V_{i,j,k}} \left[(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{i-1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{j+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{j-1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{k+1/2} + (\Pi \cdot \mathbf{S})_{k-1/2} \right], \quad (2.30)$$

a Equação (2.28) pode ser reescrita como

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j,k} = - \left[\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}})_{i,j,k} - \mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}})_{i,j,k} \right], \quad (2.31)$$

onde $\mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}})_{i,j,k}$ é a dissipação artificial no volume (i, j, k) . Essa dissipação artificial é imposta explicitamente, com o intuito de estabilizar o método numérico, e sua forma será definida posteriormente. É importante notar que a Equação (2.31) é uma aproximação espacial de Equação (2.28) porque o tensor Π é considerado constante sobre cada uma das seis superfícies que definem o volume de controle.

Para calcular $\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}})_{i,j,k}$, o fluxo do tensor Π através das superfícies de controle deve ser calculado. Para a superfície $S_{i+1/2}$, este fluxo é dado por

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} (\Pi \cdot \mathbf{S})^1 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^2 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^3 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^4 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^5 \end{bmatrix}_{i+1/2}. \quad (2.32)$$

A primeira componente, do vetor definido pela equação anterior, corresponde fisicamente ao fluxo de massa e é dada por

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^1 = \rho_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2}, \quad (2.33)$$

onde o fluxo volumétrico é definido por

$$(q_s)_{i+1/2} = \mathbf{u}_{i+1/2} \cdot \mathbf{S}_{i+1/2} = u_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} + v_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} + w_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2}, \quad (2.34)$$

sendo \mathbf{u} o vetor velocidade.

A segunda componente é

$$\begin{aligned}
(\Pi \cdot \mathbf{S})^2 = & (\rho u)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} - \\
& \left[\mu_{i+1/2} (S_{xx})_{i+1/2} \right] (s_x)_{i+1/2} - \left[\mu_{i+1/2} (S_{xy})_{i+1/2} \right] (s_y)_{i+1/2} - \\
& \left[\mu_{i+1/2} (S_{xz})_{i+1/2} \right] (s_z)_{i+1/2}, \tag{2.35}
\end{aligned}$$

onde o primeiro termo do lado direito é o fluxo de quantidade de movimento na direção x , o termo seguinte é a força devida ao campo de pressão na mesma direção e os termos restantes são as forças viscosas também na direção x .

Analogamente, a terceira e quarta componentes são dadas, respectivamente, por

$$\begin{aligned}
(\Pi \cdot \mathbf{S})^3 = & (\rho v)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} - \\
& \left[\mu_{i+1/2} (S_{xy})_{i+1/2} \right] (s_x)_{i+1/2} - \left[\mu_{i+1/2} (S_{yy})_{i+1/2} \right] (s_y)_{i+1/2} - \\
& \left[\mu_{i+1/2} (S_{yz})_{i+1/2} \right] (s_z)_{i+1/2}, \tag{2.36}
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
(\Pi \cdot \mathbf{S})^4 = & (\rho w)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} - \\
& \left[\mu_{i+1/2} (S_{xz})_{i+1/2} \right] (s_x)_{i+1/2} - \left[\mu_{i+1/2} (S_{yz})_{i+1/2} \right] (s_y)_{i+1/2} - \\
& \left[\mu_{i+1/2} (S_{zz})_{i+1/2} \right] (s_z)_{i+1/2}. \tag{2.37}
\end{aligned}$$

A quinta componente é

$$\begin{aligned}
(\Pi \cdot \mathbf{S})^5 = & (\rho e_T)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} - u_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} \left[\mu_{i+1/2} (S_{xx})_{i+1/2} \right] - \\
& v_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} \left[\mu_{i+1/2} (S_{yy})_{i+1/2} \right] - w_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} \left[\mu_{i+1/2} (S_{zz})_{i+1/2} \right] - \\
& \left[u_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} + v_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} \right] \left[\mu_{i+1/2} (S_{xy})_{i+1/2} \right] - \\
& \left[v_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} + w_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} \right] \left[\mu_{i+1/2} (S_{yz})_{i+1/2} \right] - \\
& \left[u_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} + w_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} \right] \left[\mu_{i+1/2} (S_{xz})_{i+1/2} \right] - \\
& \left[k_{i+1/2} (\partial T / \partial x)_{i+1/2} \right] (s_x)_{i+1/2} - \left[k_{i+1/2} (\partial T / \partial y)_{i+1/2} \right] (s_y)_{i+1/2} - \\
& \left[k_{i+1/2} (\partial T / \partial z)_{i+1/2} \right] (s_z)_{i+1/2}, \tag{2.38}
\end{aligned}$$

onde o primeiro termo do lado direito representa fisicamente o fluxo de energia total, o segundo termo corresponde ao trabalho realizado pelo campo de pressão, os seis termos

seguintes representam o trabalho realizado pelo campo de tensões viscosas e os três últimos termos correspondem ao fluxo de calor devido ao gradiente de temperatura.

Para se calcular $(\Pi \cdot \mathbf{S})$ de acordo com as Equações (2.33) e (2.35) a (2.38), é necessário conhecer o valor das variáveis envolvidas na face $(i + 1/2)$, assim como as derivadas espaciais dos campos de velocidade e temperatura na mesma face. Para isso, é preciso calcular a média volumétrica das propriedades, e esta informação é obtida fazendo-se a decomposição do vetor $\bar{\mathbf{U}} = (\bar{\rho}, \bar{\rho u}, \bar{\rho v}, \bar{\rho w}, \bar{\rho e_T})$ utilizando-se a média de Favre [2], que representa a média volumétrica ponderada pela massa específica, da forma

$$\tilde{u} = \frac{\bar{\rho u}}{\bar{\rho}}, \quad \tilde{v} = \frac{\bar{\rho v}}{\bar{\rho}}, \quad \tilde{w} = \frac{\bar{\rho w}}{\bar{\rho}}, \quad \tilde{e_T} = \frac{\bar{\rho e_T}}{\bar{\rho}}. \quad (2.39)$$

A média volumétrica da energia total por unidade de massa é dada pela soma das energias interna e cinética, resultando em

$$\tilde{e_T} = \tilde{e} + \tilde{e_k} = \tilde{e} + \frac{(\widetilde{uu}) + (\widetilde{vv}) + (\widetilde{ww})}{2}. \quad (2.40)$$

Como a decomposição do vetor $\bar{\mathbf{U}}$ não permite obter explicitamente os valores de (\widetilde{uu}) , (\widetilde{vv}) e (\widetilde{ww}) , a energia interna é calculada como

$$\underline{e} = \tilde{e_T} - \underline{e_k} = \tilde{e_T} - \frac{\tilde{u}\tilde{u} + \tilde{v}\tilde{v} + \tilde{w}\tilde{w}}{2}. \quad (2.41)$$

Então, as variáveis p , T , μ e k podem ser obtidas, respectivamente, como

$$\underline{p} = (\gamma - 1)\bar{\rho} \underline{e}, \quad \underline{T} = \frac{\gamma M^2 \underline{p}}{\bar{\rho}}, \quad \underline{\mu} = C_1 \frac{\underline{T}^{3/2}}{\underline{T} + C_2} \quad \text{e} \quad \underline{k} = -\frac{\underline{\mu}}{(\gamma - 1) M^2 \text{Re}_\infty \text{Pr}}. \quad (2.42)$$

O til representa a média de Favre, definida pela Equação (2.39), enquanto a barra superior se refere à média volumétrica definida pela Equação (2.25). A barra inferior corresponde à média definida pelas Equações (2.41) e (2.42).

Conhecendo-se as propriedades médias no volume de controle, é possível calcular explicitamente as propriedades sobre as faces, assim como os fluxos de massa, quantidade de movimento e energia total através das mesmas, que correspondem aos primeiros termos do lado direito das Equações (2.33) e (2.35) a (2.38). Ducros *et al.* [13] propõem duas alternativas: a forma divergente e a forma anti-simétrica. Para estas duas formas, esses autores também apresentam três alternativas de precisão espacial: segunda, quarta e sexta

ordem. Neste projeto, somente é implementada a opção de quarta ordem de precisão espacial.

No primeiro caso, para a forma divergente com segunda ordem de precisão espacial, as propriedades são obtidas a partir da média aritmética das propriedades dos volumes adjacentes à superfície $\mathbf{S}_{i+1/2}$, como é mostrado a seguir:

$$u_{i+1/2} = \frac{1}{2} (\tilde{u}_i + \tilde{u}_{i+1}), \quad (2.43)$$

O produto $(\rho u)_{i+1/2}$ é obtido pela média aritmética do produto ρu em cada um dos volumes adjacentes à superfície $\mathbf{S}_{i+1/2}$

$$(\rho u)_{i+1/2} = \frac{1}{2} [(\overline{\rho u})_i + (\overline{\rho u})_{i+1}]. \quad (2.44)$$

As propriedades, para a forma anti-simétrica com segunda ordem de precisão espacial, são obtidas da mesma forma que a apresentada pela Equação (2.43), porém o produto $(\rho u)_{i+1/2}$ é obtido pelo produto das médias aritméticas das propriedades como se segue:

$$(\rho u)_{i+1/2} = \frac{(\overline{\rho}_i + \overline{\rho}_{i+1})}{2} \frac{(\tilde{u}_i + \tilde{u}_{i+1})}{2}. \quad (2.45)$$

No caso da forma divergente com quarta ordem de precisão espacial, as propriedades e os produtos são obtidos pelas equações, respectivamente:

$$u_{i+1/2} = \frac{1}{12} (-\tilde{u}_{i+2} + 7\tilde{u}_{i+1} + 7\tilde{u}_i - \tilde{u}_{i-1}) \quad (2.46)$$

e

$$\begin{aligned} (\rho u)_{i+1/2} = & \frac{1}{12} (-\overline{\rho}_{i+2}\tilde{u}_{i+2} + 7\overline{\rho}_{i+1}\tilde{u}_{i+1} + 7\overline{\rho}_i\tilde{u}_i - \overline{\rho}_{i-1}\tilde{u}_{i-1}) + \\ & \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (\overline{\rho}_{i+1}\tilde{u}_{i+1} + \overline{\rho}_i\tilde{u}_i) - \frac{1}{4} (\overline{\rho}_{i+1} + \overline{\rho}_i) (\tilde{u}_{i+1} + \tilde{u}_i) \right]. \end{aligned} \quad (2.47)$$

A forma anti-simétrica com quarta ordem de precisão é apresentada a seguir:

$$u_{i+1/2} = \frac{2}{3} (\tilde{u}_i + \tilde{u}_{i+1}) - \frac{1}{12} (\tilde{u}_{i-1} + \tilde{u}_i + \tilde{u}_{i+1} + \tilde{u}_{i+2}) \quad (2.48)$$

e

$$\begin{aligned}
(\rho u)_{i+1/2} = & \frac{1}{3} (\bar{\rho}_i + \bar{\rho}_{i+1}) (\tilde{u}_i + \tilde{u}_{i+1}) - \\
& \frac{1}{24} (\bar{\rho}_{i-1} \tilde{u}_{i-1} + \bar{\rho}_{i+1} \tilde{u}_{i-1} + \bar{\rho}_i \tilde{u}_i + \bar{\rho}_{i+2} \tilde{u}_i + \bar{\rho}_{i+1} \tilde{u}_{i+1} + \\
& \quad \bar{\rho}_{i-1} \tilde{u}_{i+1} + \bar{\rho}_{i+2} \tilde{u}_{i+2} + \bar{\rho}_i \tilde{u}_{i+2}) + \\
& \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (\bar{\rho}_{i+1} \tilde{u}_{i+1} + \bar{\rho}_i \tilde{u}_i) - \frac{1}{4} (\bar{\rho}_{i+1} + \bar{\rho}_i) (\tilde{u}_{i+1} + \tilde{u}_i) \right]. \quad (2.49)
\end{aligned}$$

As equações anteriores permitem calcular as propriedades e os produtos nas superfícies do volume de controle. Entretanto, também é necessário calcular as derivadas dos campos de velocidade e de temperatura nestas superfícies. Para isto, é utilizado o Teorema do Gradiente aplicado a uma variável escalar da forma proposta por Hirsch [21] e para um volume ao redor do ponto de malha, V_p . Este volume não coincide com o volume da discretização em volumes finitos, V , já que para este último as suas arestas são os pontos de malha. A escolha do volume V_p define a precisão espacial do cálculo das derivadas espaciais. Para o caso da primeira componente da velocidade, este teorema resulta em:

$$\int_{V_p} (\nabla u) dV_p = \int_{S_p} u ds_p. \quad (2.50)$$

Explicitando as componentes vetoriais da Equação (2.50), obtém-se

$$\int_{V_p} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial u}{\partial k} \right) \mathbf{k} \right] dV_p = \int_{S_p} [(uds_{x_p}) \mathbf{i} + (uds_{y_p}) \mathbf{j} + (uds_{z_p}) \mathbf{k}], \quad (2.51)$$

e trabalhando apenas com a componente na direção \mathbf{i} , resulta em

$$\int_{V_p} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) dV_p = \int_{S_p} u ds_{x_p}. \quad (2.52)$$

Definindo-se a média volumétrica da derivada para o volume de controle como

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)} \equiv \frac{1}{V_p} \int_{V_p} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) dV_p, \quad (2.53)$$

e substituindo-se a definição dada pela Equação (2.53) na Equação (2.52), obtém-se

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)} = \frac{1}{V_p} \int_{S_p} u ds_{x_p}. \quad (2.54)$$

Definindo-se o fluxo líquido da primeira componente da velocidade através da primeira componente do vetor de superfície como

$$f(u)_x \equiv \int_{S_p} u ds_{x_p}, \quad (2.55)$$

e substituindo esta definição na Equação (2.54), tem-se

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i,j,k} = \frac{1}{V_{p,i,j,k}} [f(u)_x]_{i,j,k}. \quad (2.56)$$

A equação anterior permite calcular a média da derivada no volume ao redor de um ponto de malha. Para calcular-se a derivada na face, obtém-se a média entre as derivadas dos pontos de malha que definem a mesma. Portanto, a derivada na face $(i+1/2)$ calcula-se como

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1/2} = \frac{1}{4} \left[\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1,j,k} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1,j+1,k} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1,j,k+1} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1,j+1,k+1} \right]. \quad (2.57)$$

O fluxo líquido da primeira componente da velocidade, $[f(u)_x]_{i,j,k}$, pode ser calculado com segunda ou quarta ordem de precisão espacial, dependendo do tipo de volume escolhido ao redor do ponto de malha. Para o caso bidimensional, as Figuras 2.1 e 2.2 ilustram os dois tipos de volume.

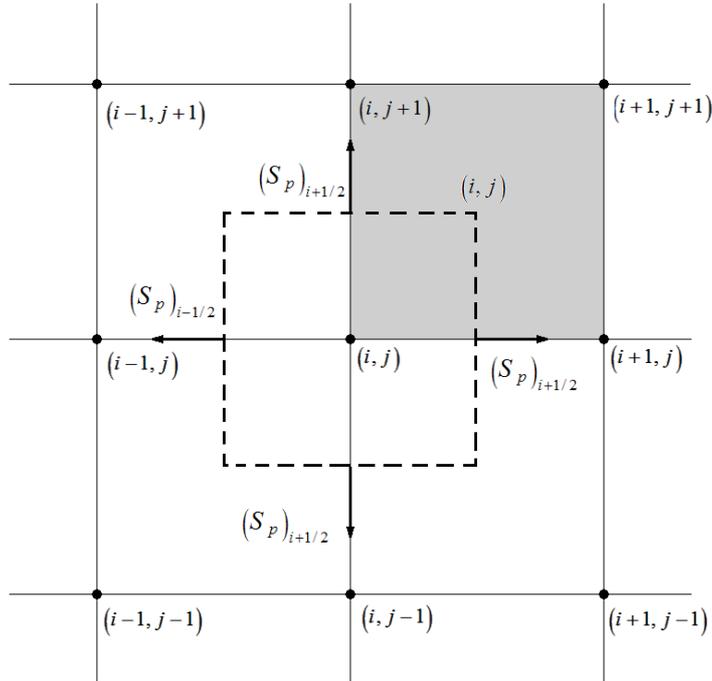


Figura 2.1: Volume ao redor do ponto de malha para o caso bidimensional com segunda ordem de precisão espacial. A linha tracejada engloba o volume ao redor do ponto, e o volume correspondente à discretização em volumes finitos é dado pela região sombreada.

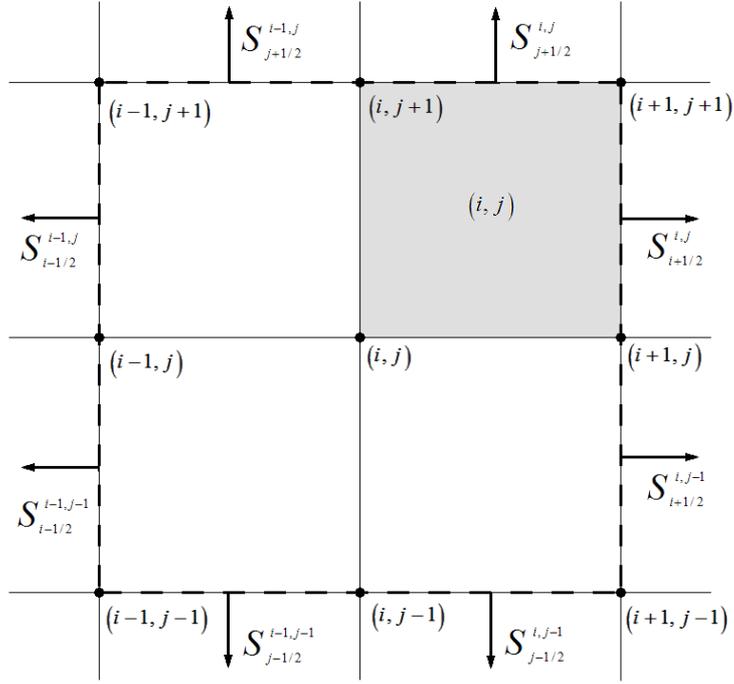


Figura 2.2: Volume ao redor do ponto de malha para o caso bidimensional com quarta ordem de precisão espacial. A linha tracejada engloba o volume ao redor do ponto, e o volume correspondente à discretização em volumes finitos é dado pela região sombreada.

Nessas figuras, a linha tracejada engloba o volume ao redor do ponto e o volume que corresponde à discretização em volumes finitos está evidenciado pela região sombreada. Cabe ressaltar que para o caso bidimensional com precisão de quarta ordem, ilustrado pela Figura 2.2, o volume ao redor do ponto engloba exatamente quatro volumes finitos. Já para o caso bidimensional de segunda ordem, o volume ao redor do ponto está no meio de quatro volumes finitos adjacentes, como mostrado na Figura 2.1. Por este motivo é necessária a explicitação do vetor de superfície, S_p , nessa figura.

Para o caso de segunda ordem de precisão espacial, o fluxo é dado por

$$\begin{aligned}
 [f(\tilde{u})_x]_{i,j,k} &= [f(\tilde{u})_x]_{i+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{i-1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{j+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{j-1/2} + \\
 &\quad [f(\tilde{u})_x]_{k+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{k-1/2} + O(\Delta_{i,j,k})^2,
 \end{aligned} \tag{2.58}$$

onde

$$\begin{aligned}
 [f(\tilde{u})_x]_{i+1/2} &= (u_p)_{i+1/2} \times (S_p)_{i+1/2} \\
 &= \left(\frac{\tilde{u}_{i,j,k} + \tilde{u}_{i,j-1,k} + \tilde{u}_{i,j,k-1} + \tilde{u}_{i,j-1,k-1}}{4} \right) \times \\
 &\quad \frac{1}{8} \left[(S_x)_{i+1/2}^{i,j,k} + (S_x)_{i+1/2}^{i-1,j,k} + (S_x)_{i+1/2}^{i,j-1,k} + (S_x)_{i+1/2}^{i-1,j-1,k} + \right.
 \end{aligned}$$

$$(S_x)_{i+1/2}^{i,j,k-1} + (S_x)_{i+1/2}^{i-1,j,k-1} + (S_x)_{i+1/2}^{i,j-1,k-1} + (S_x)_{i+1/2}^{i-1,j-1,k-1}], \quad (2.59)$$

$$\begin{aligned} [f(\tilde{u})_x]_{i-1/2} &= (u_p)_{i-1/2} \times (S_p)_{i-1/2} \\ &= \left(\frac{\tilde{u}_{i-1,j,k} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k} + \tilde{u}_{i-1,j,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k-1}}{4} \right) \times \\ &\quad \frac{1}{8} \left[(S_x)_{i-1/2}^{i,j,k} + (S_x)_{i-1/2}^{i-1,j,k} + (S_x)_{i-1/2}^{i,j-1,k} + (S_x)_{i-1/2}^{i-1,j-1,k} + \right. \\ &\quad \left. (S_x)_{i-1/2}^{i,j,k-1} + (S_x)_{i-1/2}^{i-1,j,k-1} + (S_x)_{i-1/2}^{i,j-1,k-1} + (S_x)_{i-1/2}^{i-1,j-1,k-1} \right], \quad (2.60) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [f(\tilde{u})_x]_{j+1/2} &= (u_p)_{j+1/2} \times (S_p)_{j+1/2} \\ &= \left(\frac{\tilde{u}_{i,j,k} + \tilde{u}_{i-1,j,k} + \tilde{u}_{i,j,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j,k-1}}{4} \right) \times \\ &\quad \frac{1}{8} \left[(S_x)_{j+1/2}^{i,j,k} + (S_x)_{j+1/2}^{i-1,j,k} + (S_x)_{j+1/2}^{i,j-1,k} + (S_x)_{j+1/2}^{i-1,j-1,k} + \right. \\ &\quad \left. (S_x)_{j+1/2}^{i,j,k-1} + (S_x)_{j+1/2}^{i-1,j,k-1} + (S_x)_{j+1/2}^{i,j-1,k-1} + (S_x)_{j+1/2}^{i-1,j-1,k-1} \right], \quad (2.61) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [f(\tilde{u})_x]_{j-1/2} &= (u_p)_{j-1/2} \times (S_p)_{j-1/2} \\ &= \left(\frac{\tilde{u}_{i,j-1,k} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k} + \tilde{u}_{i,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k-1}}{4} \right) \times \\ &\quad \frac{1}{8} \left[(S_x)_{j-1/2}^{i,j,k} + (S_x)_{j-1/2}^{i-1,j,k} + (S_x)_{j-1/2}^{i,j-1,k} + (S_x)_{j-1/2}^{i-1,j-1,k} + \right. \\ &\quad \left. (S_x)_{j-1/2}^{i,j,k-1} + (S_x)_{j-1/2}^{i-1,j,k-1} + (S_x)_{j-1/2}^{i,j-1,k-1} + (S_x)_{j-1/2}^{i-1,j-1,k-1} \right], \quad (2.62) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [f(\tilde{u})_x]_{k+1/2} &= (u_p)_{k+1/2} \times (S_p)_{k+1/2} \\ &= \left(\frac{\tilde{u}_{i,j,k} + \tilde{u}_{i-1,j,k} + \tilde{u}_{i,j-1,k} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k}}{4} \right) \times \\ &\quad \frac{1}{8} \left[(S_x)_{k+1/2}^{i,j,k} + (S_x)_{k+1/2}^{i-1,j,k} + (S_x)_{k+1/2}^{i,j-1,k} + (S_x)_{k+1/2}^{i-1,j-1,k} + \right. \\ &\quad \left. (S_x)_{k+1/2}^{i,j,k-1} + (S_x)_{k+1/2}^{i-1,j,k-1} + (S_x)_{k+1/2}^{i,j-1,k-1} + (S_x)_{k+1/2}^{i-1,j-1,k-1} \right], \quad (2.63) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [f(\tilde{u})_x]_{k-1/2} &= (u_p)_{k-1/2} \times (S_p)_{k-1/2} \\ &= \left(\frac{\tilde{u}_{i,j,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j,k-1} + \tilde{u}_{i,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k-1}}{4} \right) \times \\ &\quad \frac{1}{8} \left[(S_x)_{k-1/2}^{i,j,k} + (S_x)_{k-1/2}^{i-1,j,k} + (S_x)_{k-1/2}^{i,j-1,k} + (S_x)_{k-1/2}^{i-1,j-1,k} + \right. \\ &\quad \left. (S_x)_{k-1/2}^{i,j,k-1} + (S_x)_{k-1/2}^{i-1,j,k-1} + (S_x)_{k-1/2}^{i,j-1,k-1} + (S_x)_{k-1/2}^{i-1,j-1,k-1} \right], \quad (2.64) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_{i,j,k} &= \left[\frac{1}{8} (V_{i,j,k} + V_{i-1,j,k} + V_{i,j-1,k} + V_{i-1,j-1,k} + \right. \\ &\quad \left. V_{i,j,k-1} + V_{i-1,j,k-1} + V_{i,j-1,k-1} + V_{i-1,j-1,k-1}) \right]^{1/3}. \quad (2.65) \end{aligned}$$

Para o caso com quarta ordem de precisão, $[f(u)_x]_{i,j,k}$, é obtido da seguinte forma

$$[f(\tilde{u})_x]_{i,j,k} = [f(\tilde{u})_x]_{i+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{i-1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{j+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{j-1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{k+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{k-1/2} + O(\Delta_{i,j,k})^4, \quad (2.66)$$

onde

$$[f(\tilde{u})_x]_{i+1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j,k} + \tilde{u}_{i+1,j,k})(S_x)_{i+1/2}^{i,j,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1,k} + \tilde{u}_{i+1,j-1,k})(S_x)_{i+1/2}^{i,j-1,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j,k-1} + \tilde{u}_{i+1,j,k-1})(S_x)_{i+1/2}^{i,j,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i+1,j-1,k-1})(S_x)_{i+1/2}^{i,j-1,k-1}, \quad (2.67)$$

$$[f(\tilde{u})_x]_{i-1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j,k} + \tilde{u}_{i-2,j,k})(S_x)_{i-1/2}^{i-1,j,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j,k-1} + \tilde{u}_{i-2,j,k-1})(S_x)_{i-1/2}^{i-1,j,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j-1,k} + \tilde{u}_{i-2,j-1,k})(S_x)_{i-1/2}^{i-1,j-1,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i-2,j-1,k-1})(S_x)_{i-1/2}^{i-1,j-1,k-1}, \quad (2.68)$$

$$[f(\tilde{u})_x]_{j+1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j,k} + \tilde{u}_{i,j+1,k})(S_x)_{j+1/2}^{i,j,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j,k} + \tilde{u}_{i-1,j+1,k})(S_x)_{j+1/2}^{i-1,j,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j,k-1} + \tilde{u}_{i,j+1,k-1})(S_x)_{j+1/2}^{i,j,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j+1,k-1})(S_x)_{j+1/2}^{i-1,j,k-1}, \quad (2.69)$$

$$[f(\tilde{u})_x]_{j-1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j-1,k} + \tilde{u}_{i-1,j-2,k})(S_x)_{j-1/2}^{i-1,j-1,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1,k} + \tilde{u}_{i,j-2,k})(S_x)_{j-1/2}^{i,j-1,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j-2,k-1})(S_x)_{j-1/2}^{i-1,j-1,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i,j-2,k-1})(S_x)_{j-1/2}^{i,j-1,k-1}, \quad (2.70)$$

$$[f(\tilde{u})_x]_{k+1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j,k} + \tilde{u}_{i,j,k+1})(S_x)_{k+1/2}^{i,j,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j,k} + \tilde{u}_{i-1,j,k+1})(S_x)_{k+1/2}^{i-1,j,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j-1,k} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k+1})(S_x)_{k+1/2}^{i-1,j-1,k} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1,k} + \tilde{u}_{i,j-1,k+1})(S_x)_{k+1/2}^{i,j-1,k}, \quad (2.71)$$

$$[f(\tilde{u})_x]_{k-1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j,k-1} + \tilde{u}_{i,j,k-2})(S_x)_{k-1/2}^{i,j,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j,k-2})(S_x)_{k-1/2}^{i-1,j,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i-1,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i-1,j-1,k-2})(S_x)_{k-1/2}^{i-1,j-1,k-1} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1,k-1} + \tilde{u}_{i,j-1,k-2})(S_x)_{k-1/2}^{i,j-1,k-1}, \quad (2.72)$$

$$\Delta_{i,j,k} = (V_{i,j,k} + V_{i-1,j,k} + V_{i,j-1,k} + V_{i-1,j-1,k} + V_{i,j,k-1} + V_{i-1,j,k-1} + V_{i,j-1,k-1} + V_{i-1,j-1,k-1})^{1/3}. \quad (2.73)$$

O método proposto pelas Equações (2.43) a (2.49) é centrado e, portanto, uma dissipação artificial foi incluída na Equação (2.31). Neste projeto, com o intuito de dar ao método a capacidade de captura de choque, utiliza-se a dissipação artificial proposta por Jameson *et al.* [23], dada por

$$\mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}}) = [d_{i+1/2}(\bar{\mathbf{U}}) - d_{i-1/2}(\bar{\mathbf{U}})] + [d_{j+1/2}(\bar{\mathbf{U}}) - d_{j-1/2}(\bar{\mathbf{U}})] + [d_{k+1/2}(\bar{\mathbf{U}}) - d_{k-1/2}(\bar{\mathbf{U}})], \quad (2.74)$$

onde

$$d_{i+1/2}(\bar{\mathbf{U}}) = \epsilon_{i+1/2}^{(2)}[\bar{\mathbf{U}}_{i+1} - \bar{\mathbf{U}}_i] - \epsilon_{i+1/2}^{(4)}[\bar{\mathbf{U}}_{i+2} - 3\bar{\mathbf{U}}_{i+1} + 3\bar{\mathbf{U}}_i - \bar{\mathbf{U}}_{i-1}]. \quad (2.75)$$

O primeiro e o segundo termos do lado direito da Equação (2.75) correspondem a uma dissipação de segunda e quarta ordem, respectivamente. O primeiro termo age no choque e o segundo termo age nas regiões de altos gradientes de velocidade, como as regiões viscosas. Os coeficientes da Equação (2.75) são dados por

$$\epsilon_{i+1/2}^{(2)} = K^{(2)} \max(\Psi_i \Phi_i, \Psi_{i+1} \Phi_{i+1}), \quad \text{e} \quad \epsilon_{i+1/2}^{(4)} = \max\left[0, \left(K^{(4)} - \epsilon_{i+1/2}^{(2)}\right)\right], \quad (2.76)$$

onde

$$K^{(2)} = 1/4 \quad \text{e} \quad K^{(4)} = 1/256. \quad (2.77)$$

Os sensores Ψ_i e Φ_i são dados por

$$\Psi_i = \frac{|\underline{p}_{i+1} - 2\underline{p}_i + \underline{p}_{i-1}|}{\underline{p}_{i+1} + 2\underline{p}_i + \underline{p}_{i-1}}, \quad \Phi_i = \frac{(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2}{(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2 + |\nabla \times \tilde{\mathbf{u}}|^2 + \epsilon}, \quad \epsilon = 10^{-30}. \quad (2.78)$$

O sensor Ψ_i , proposto por Jameson *et al.* [23], é baseado na pressão e tenta detectar as ondas de choque. O sensor Φ_i foi proposto por Ducros *et al.* [14], e sua função é inibir o sensor Ψ_i em regiões onde o divergente é baixo, mas o rotacional do campo de velocidade é alto, como na esteira de vórtices. Em regiões onde o divergente e o rotacional são altos, como na interação entre vórtice e onda de choque, a capacidade do sensor Φ_i diminui. O parâmetro ϵ , na Equação (2.78), corresponde a um valor numérico utilizado para evitar a divisão por zero no sensor de Ducros.

Para se realizar a marcha no tempo definida pela Equação (2.31), neste projeto utiliza-se uma variante do método de Runge-Kutta de terceira ordem proposto por Shu e relatado por Yee [53], onde

$$\bar{\mathbf{U}}^1 = \bar{\mathbf{U}}^n - [\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}}^n) - \mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}}^n)], \quad (2.79)$$

$$\bar{\mathbf{U}}^2 = \frac{3}{4}\bar{\mathbf{U}}^n + \frac{1}{4}\bar{\mathbf{U}}^1 - \frac{1}{4}[\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}}^1) - \mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}}^1)] \quad e \quad (2.80)$$

$$\bar{\mathbf{U}}^{n+1} = \frac{1}{3}\bar{\mathbf{U}}^n + \frac{2}{3}\bar{\mathbf{U}}^2 - \frac{2}{3}[\mathcal{F}(\bar{\mathbf{U}}^2) - \mathcal{D}(\bar{\mathbf{U}}^2)]. \quad (2.81)$$

De acordo com a metodologia exposta anteriormente, o método numérico resultante possui uma capacidade de captura de choque sensível à interação entre vórtice e onda de choque, com precisão espacial de segunda ou quarta ordem e precisão temporal de terceira ordem.

3 RESULTADOS

3.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Neste capítulo, são apresentados os resultados provenientes da metodologia descrita no capítulo anterior e aplicada ao cômputo do campo aeroacústico gerado pelos escoamentos subsônicos, transônicos, e supersônico em cavidades retangulares. A tabela 3.1 apresenta os parâmetros de razão l^*/d^* e de escoamento utilizados em cada simulação, na qual cada caso é denominado de acordo com a mesma nomenclatura empregada por Rowley *et al.* [39]. Neste trabalho, a camada limite laminar é desenvolvida a partir do início de cada simulação, cuja espessura a ser obtida é calculada em função do comprimento da superfície anterior à cavidade, por meio de uma relação proveniente da equação de Blasius para um escoamento em uma placa plana [1]. A relação de Blasius foi aplicada com o intuito de se obter aproximadamente a mesma espessura de camada limite laminar implementada por Rowley *et al.* [39] em suas simulações. Em todos os casos analisados, tem-se um número de Reynolds, baseado na profundidade da cavidade, de 3.000 e o valor dimensional da profundidade d^* da cavidade é de $1,27 \times 10^{-3}$ m, o mesmo utilizado por Krishnamurty [24] em seu trabalho experimental.

Tabela 3.1: Parâmetros de escoamento e razão l^*/d^* da cavidade para as simulações efetuadas.

Simulação	l^*/d^*	M_∞	Re_∞
2M6	2	0,6	3.000
2M8	2	0,8	3.000
4M6	4	0,6	3.000
4M8	4	0,8	3.000
4M10	4	1,0	3.000
4M11	4	1,1	3.000

Às simulações numéricas em questão, empregaram-se duas configurações de malha cartesiana e retangular, nas quais são diferenciadas pelo valor do comprimento l^* e, por conseqüência, pelo número de volumes de controle. Para os dois tipos de malha, a cavidade é constituída por uma malha regular, cuja profundidade d^* , a dimensão característica, é

discretizada por 128 volumes de controle. A origem do sistema de coordenadas cartesianas situa-se na borda anterior da cavidade. As simulações com $l^*/d^* = 2$ são caracterizadas por uma malha acima da cavidade na qual a região regular possui um comprimento anterior à cavidade de $10,9d$ (calculado em função da espessura adimensional da camada limite, θ , a ser obtida), e de $0,75d$ posterior à mesma. A altura dessa região é de $8d$, totalizando, em conjunto com as regiões alongadas, 2.069.504 graus de liberdade. As simulações com $l^*/d^* = 4$ possuem uma malha acima da cavidade com comprimentos de $9,75d$ (calculado em função da espessura adimensional da camada limite a ser obtida) e de $0,75d$ respectivamente antes e após a cavidade, na região regular, e altura $8d$ nessa mesma porção. Junto com as regiões alongadas, totalizam-se 2.224.128 graus de liberdade para esta malha. A figura 3.1 mostra a malha gerada para as simulações 2M6 e 2M8 e parte da região regular da malha empregada para as cavidades de razão $l^*/d^* = 4$.

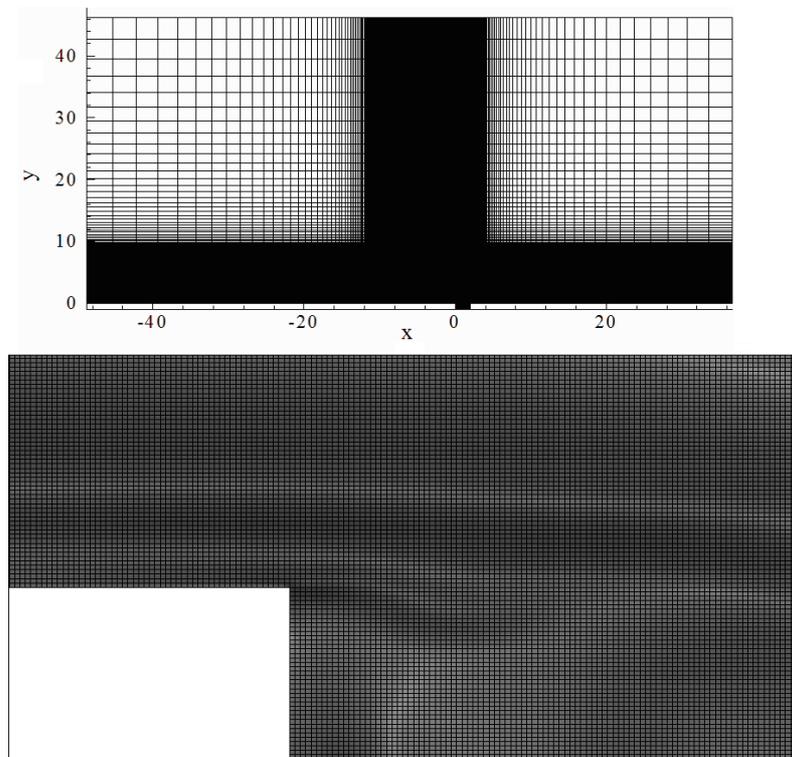


Figura 3.1: Malha gerada para as simulações 2M6 e 2M8 e parte da região regular da malha empregada para as cavidades de razão $l^*/d^* = 4$.

3.1.1 VISUALIZAÇÃO DO CAMPO AEROACÚSTICO

O som é definido como pequenas perturbações no campo de pressão que se propagam na forma de onda. Essas variações de pressão causam oscilações de temperatura muito

baixas, de modo a não causar relevante transferência de calor. Portanto, as visualizações do campo aeroacústico são apresentadas por contornos da raiz vigésima da magnitude do gradiente de temperatura adimensional, pois esse tipo de gradiente se mostrou mais sensível à captura do fenômeno aeroacústico, que envolve interações entre camadas limite e cisalhante, vórtices e ondas de choque e de pressão. A figura 3.2 demonstra a eficácia deste tipo de visualização, mais nítida e detalhada se comparada às visualizações pseudo-*Schlieren*, baseadas na variação de massa específica adimensional e empregadas em simulações numéricas, análogas às visualizações experimentais do tipo *Schlieren* [44].

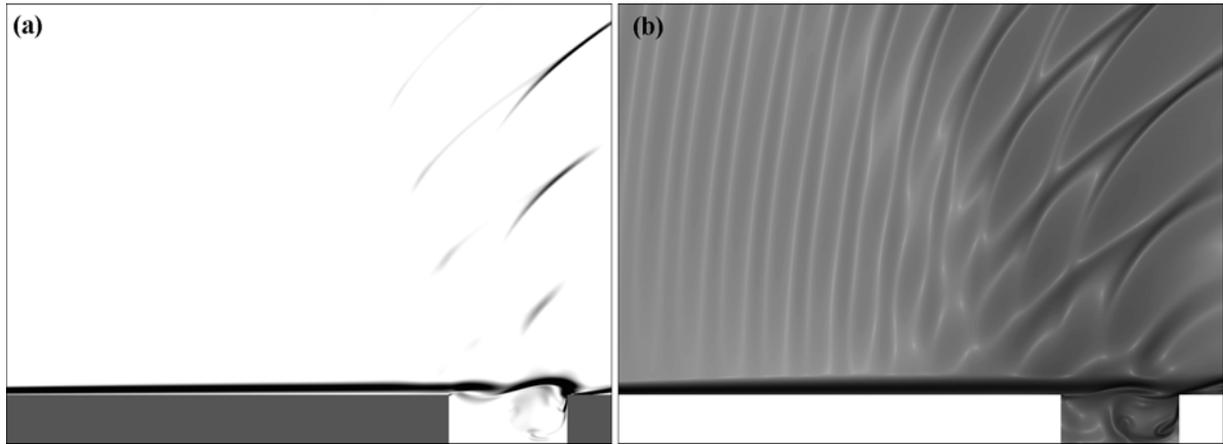


Figura 3.2: Visualizações pseudo-Schlieren (a) e do campo aeroacústico (b) da simulação 2M8.

As seguintes seções deste capítulo são discriminadas de acordo com o regime de escoamento observado nas simulações, os quais, para os modos de camada cisalhante e o de esteira, procedem-se comparações entre os resultados obtidos neste trabalho e os coletados por Rowley *et al.* [39].

3.2 MODO DE CAMADA CISALHANTE

Como descrito no capítulo introdutório, o modo de camada cisalhante é caracterizado por um processo de retroalimentação, cuja camada cisalhante se estende sobre a região de abertura da cavidade e se colide com a borda posterior. Tal colisão origina ondas de pressão que trafegam à montante e, ao se embaterem contra a borda anterior da cavidade, geram mais perturbações na camada cisalhante. Essas perturbações são evidenciadas pela região de vorticidade presente na camada cisalhante. Esse tipo de regime foi observado nas simulações 2M6 e 2M8, e foi também constatado por Rowley *et al.* [39]. Na figura 3.3, as visualizações do campo instantâneo de vorticidade para a simulação 2M6, em três instantes consecutivos de tempo, evidenciam distúrbios de vorticidade na camada cisalhante, bem

como uma região de maior vorticidade na metade posterior da cavidade. Nessa região, o vórtice estacionário é relativamente fraco, comparado às perturbações de vorticidade presentes na camada cisalhante, fato também constatado por Rowley *et al.* [39]. Pode-se observar também que a extensão da camada cisalhante sobre a abertura da cavidade impede a interação entre o escoamento interior e exterior à cavidade. Tais observações



Figura 3.3: Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade da simulação 2M6. 50 contornos são mostrados, com -15 (preto) de valor máximo negativo de vorticidade.

são também feitas por Rowley *et al.* [39], evidenciadas por suas visualizações do campo instantâneo de vorticidade (fig. 3.4), o quais dizem que, para o modo de camada cisalhante essas características de vorticidade são um padrão para esse regime de escoamento. Em vista disso, na figura 3.5 pode-se notar que as simulações 2M6 e 2M8 não se distinguem severamente quanto ao campo instantâneo de vorticidade, evidenciando-se esse padrão.

A seqüência de visualizações da figura 3.6, referentes à simulação 2M6, mostra que o

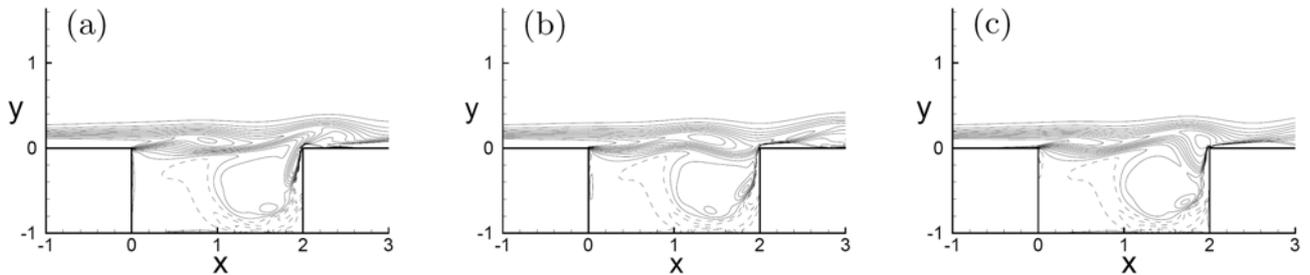


Figura 3.4: Visualizações do campo instantâneo de vorticidade da simulação 2M6 efetuada por Rowley *et al.* [39]. 15 contornos são mostrados, variando entre -5 e 1,67. Os contornos tracejados possuem valores positivos.

vórtice estacionário presente na segunda metade da cavidade é originado pela colisão da camada cisalhante com a borda posterior, da qual parte de sua quantidade de movimento é transferida para dentro da cavidade. O mesmo ocorre com a simulação 2M8 (fig. 3.7), e esse tipo de escoamento se caracteriza por um processo de retroalimentação por injeção periódica de quantidade de movimento no interior da cavidade pela camada cisalhante no momento de sua colisão com a borda posterior da cavidade. Nota-se o escoamento menos recirculante na primeira metade da cavidade para essas duas simulações, indicando

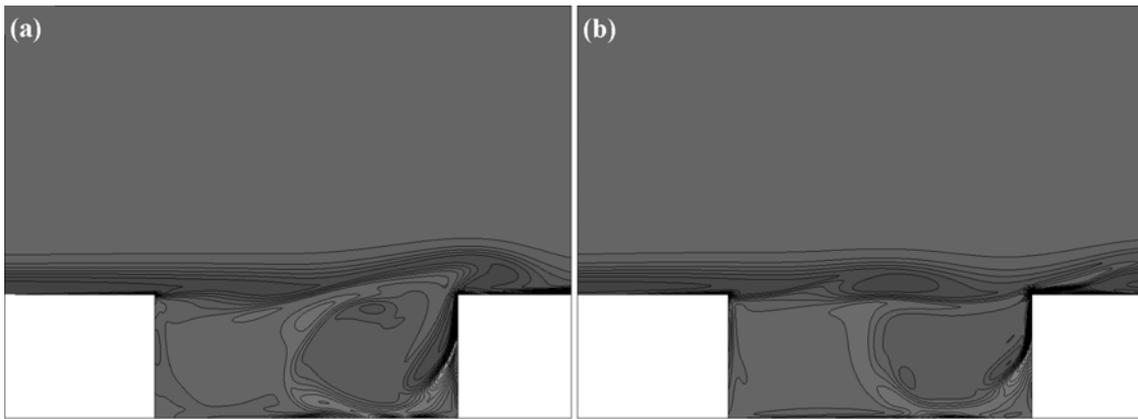


Figura 3.5: Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade das simulações 2M6 (a) e 2M8 (b). 50 contornos são mostrados, com valor máximo negativo de -15 (preto) de vorticidade para os dois casos.

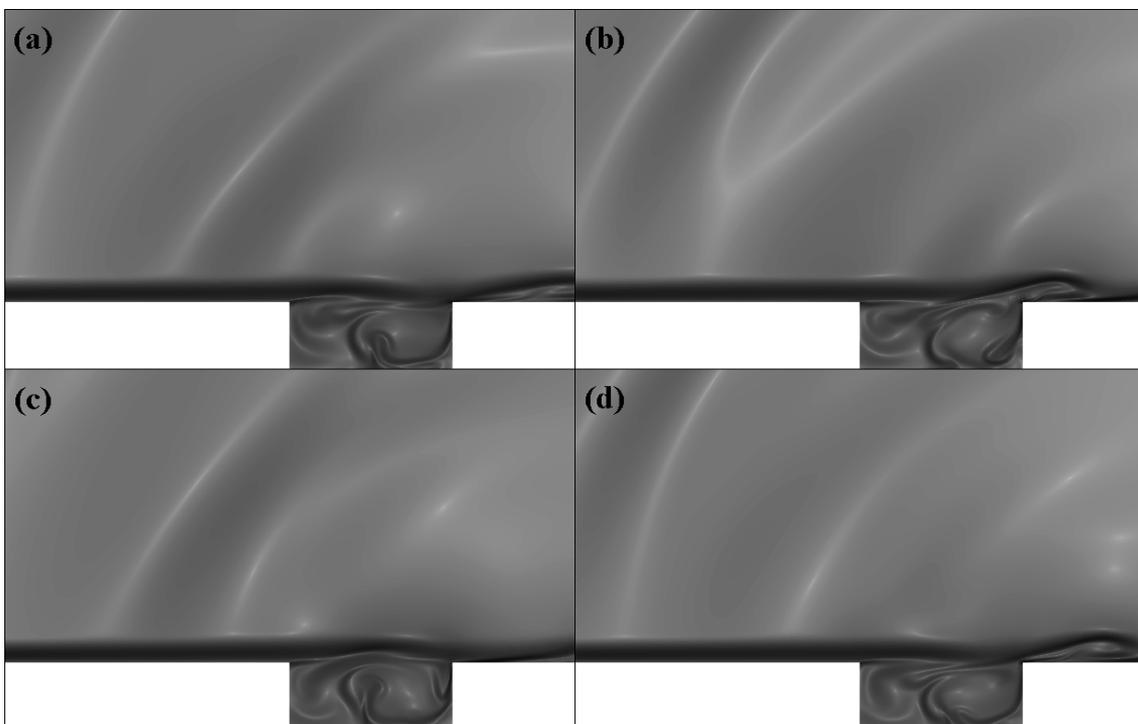


Figura 3.6: Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 2M6. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).

uma fraca interação entre essa região, a camada cisalhante e o vórtice estacionário. Tal comportamento do escoamento no interior da cavidade também foi constatado por Rowley *et al.* [39], os quais reportam, por meio de suas visualizações do campo de vorticidade, o vórtice estacionário preenchendo a segunda metade da cavidade (fig. 3.4). Esse tipo de interação entre a camada cisalhante e o escoamento no interior da cavidade remete ao fenômeno conhecido como instabilidade de Kelvin-Helmholtz, no qual duas porções fluidas, a primeira em movimento (escoamento acima da cavidade) e a segunda inicialmente em

repouso (fluido no interior da cavidade), causam distúrbios pela diferença de velocidade entre as suas interfaces. Essa instabilidade, em conjunto com a passagem de ondas de pressão sobre a região de abertura da cavidade, faz com que os distúrbios na camada cisalhante sejam amplificados [31].

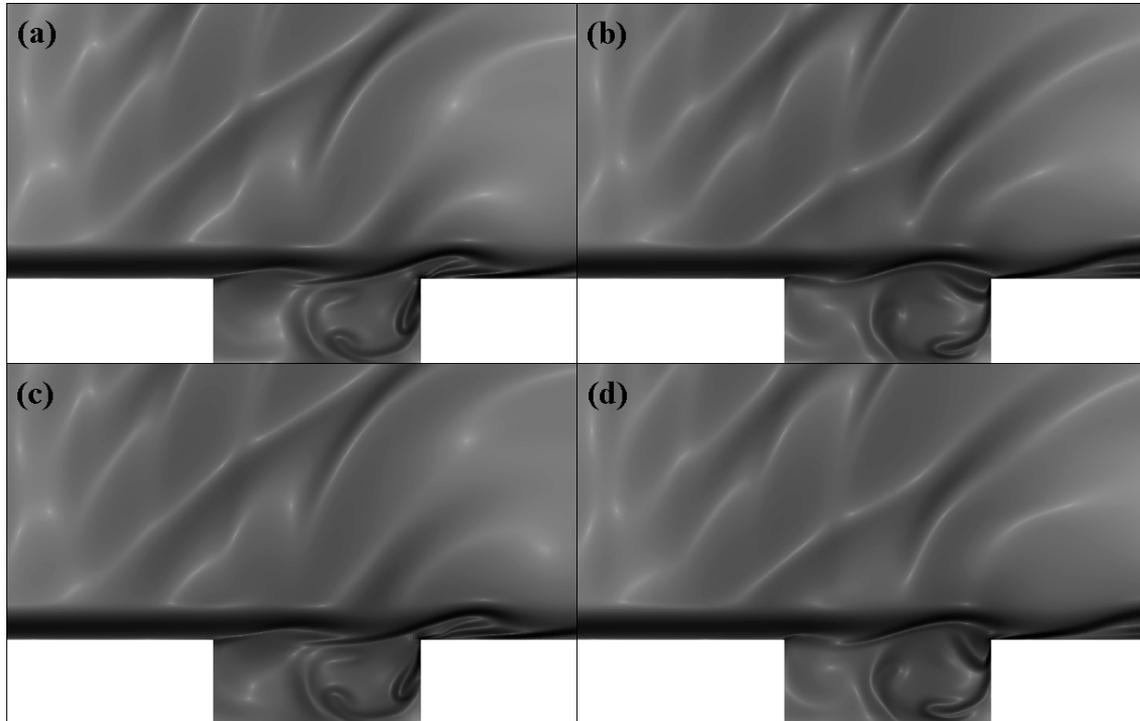


Figura 3.7: Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 2M8. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).

O campo acústico é, por definição, um campo irrotacional o qual, para o escoamento em cavidade, é basicamente gerado pela colisão entre a camada cisalhante e a borda posterior da cavidade [39]. As visualizações das figuras 3.6 e 3.7 evidenciam a geração de ondas de pressão a partir do ponto de embate entre a camada cisalhante e a borda posterior da cavidade. No entanto, a simulação 2M8 apresenta a geração de uma segunda onda de pressão pelo movimento oscilatório da camada limite no seu ponto de descolamento, a borda anterior da cavidade. Esta onda de pressão é mais fraca em relação à formada na borda posterior, porém relevante à geração do campo sonoro.

Como definido anteriormente, o som corresponde a pequenas perturbações do campo de pressão que se propagam na forma de onda. Em vista disso, e como o sistema auditivo humano possui aproximadamente uma sensibilidade logarítmica, utiliza-se a escala decibel

(dB) para se medir os níveis gerais de pressão sonora (OASPL), definidos como

$$\text{OASPL} = 20\log_{10}(p'_{rms}/p_{ref}), \quad (3.1)$$

os quais p'_{rms} corresponde à raiz quadrada da média temporal do quadrado das flutuações de pressão acústica p' , dada por

$$p'_{rms} = \left\{ \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} [p'(t)]^2 dt \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (3.2)$$

e p_{ref} é uma pressão de referência para o cálculo de OASPL, no valor de 2.10^{-5} Pa relacionado à menor variação de pressão acústica detectável pelo ouvido humano, quando imerso em um meio cujo fluido é o ar. Na equação 3.2, a diferença entre t_2 e t_1 corresponde ao período no qual a média dos quadrados das flutuações de pressão acústica é calculada, iniciado em um momento t_1 após o período transiente do escoamento. Os níveis gerais de pressão sonora do campo aeroacústico gerado pela cavidade na simulação 2M6 são mostrados na figura 3.8. Nesse campo, o valor máximo de 151,1dB situa-se nas

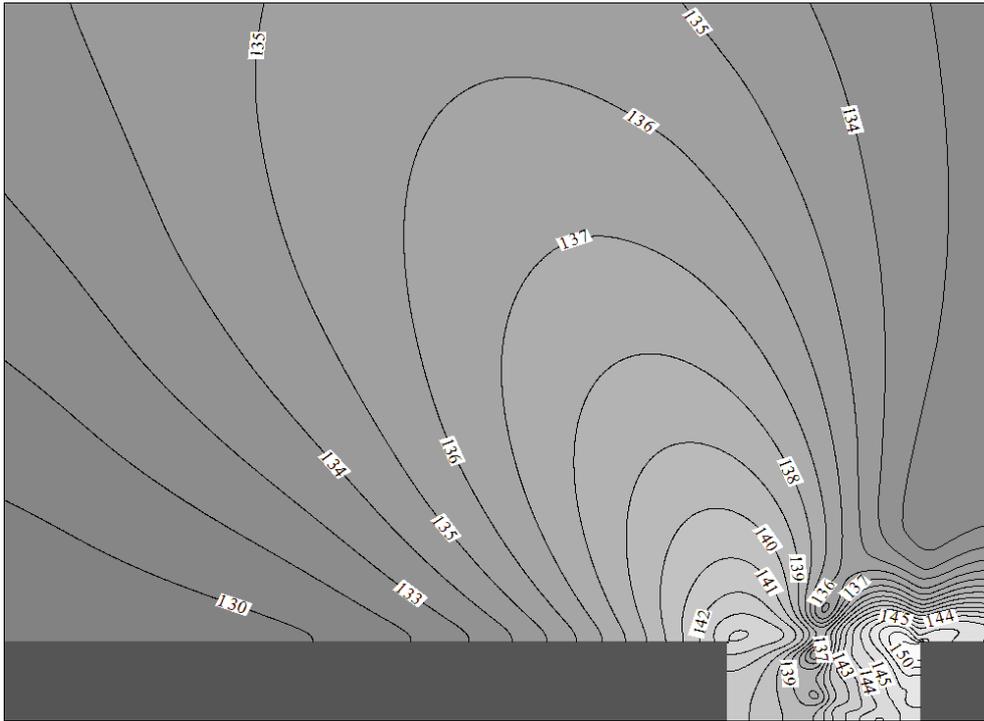


Figura 3.8: Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 2M6. 40 contornos são mostrados, com valor máximo de 151,1dB (branco).

vizinhanças da borda posterior da cavidade, onde estão os maiores valores de pressão. A radiação sonora ocorre a um ângulo em torno de 135° (medido a partir da borda anterior da cavidade, no sentido anti-horário), fato também constatado por Rowley *et al.* [39], porém o campo de SPL obtido por esses autores atinge um valor máximo, situado também na

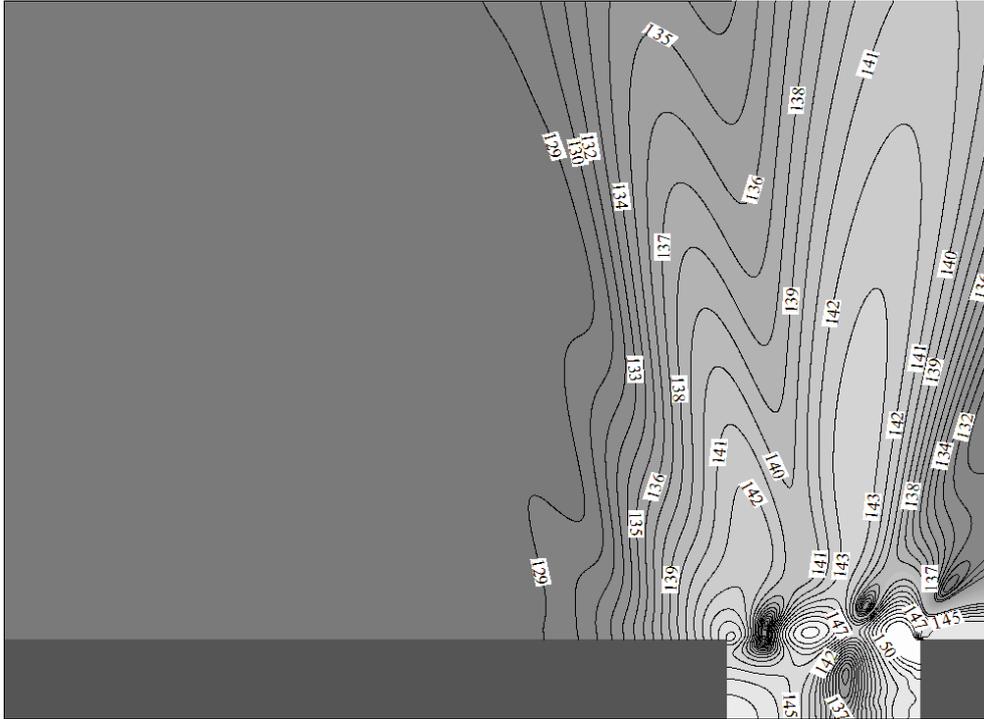


Figura 3.9: Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 2M8. 40 contornos são mostrados, com valor máximo de 153,8dB (branco).

região da borda posterior, em torno de 180dB. Em seus experimentos, Krishnamurty [24] obteve picos de SPL em torno de 163dB em escoamentos entre $M = 0,7$ e $M = 0,8$, para diferentes razões l^*/d^* de cavidade, inclusive a relação $l^*/d^* = 2$, por meio de interferometria óptica do tipo Mach-Zehnder. Acredita-se que tais valores devem-se a interferências acústicas, como reflexão de ondas, e sons externos à seção de teste do túnel de vento utilizado por Krishnamurty [24], que podem vir a intensificar a radiação sonora captada por seu aparato experimental. Portanto, a magnitude de OASPL observada neste trabalho pode estar mais próxima à realidade do que a obtida por Rowley *et al.* [39]. A visualização do campo de OASPL gerado pela simulação 2M8 apresenta-se na figura 3.9. Nele, observa-se a direção de radiação sonora mais à jusante em relação à simulação 2M6, quase perpendicular à base da cavidade, devido ao aumento de M_∞ . Observa-se um pico de 153,8dB localizado também na região próxima à borda posterior da cavidade, o que representa um aumento no nível sonoro de 1,8% em relação ao caso 2M6. Tal variação de OASPL apresenta-se muito baixa se comparado ao acréscimo de 33% no número de Mach, de $M_\infty = 0,6$ para $M_\infty = 0,8$.

A figura 3.10 mostra as linhas de corrente média referentes às simulações 2M6 e 2M8, junto a contornos médios de c_p . Observa-se para os dois casos o mesmo padrão de linhas de corrente nas regiões externa e interna à cavidade, onde não se constatam interações

relevantes entre os escoamentos dessas duas regiões, pois as linhas de correntes acima da cavidade passam praticamente paralelas à região de abertura. As duas simulações apresentam os seus menores valores médios de c_p localizados no centro do vórtice estacionário e as maiores magnitudes estão concentradas na região onde a camada cisalhante colide-se com a borda posterior. Observa-se uma maior região de baixa pressão no interior da cavidade

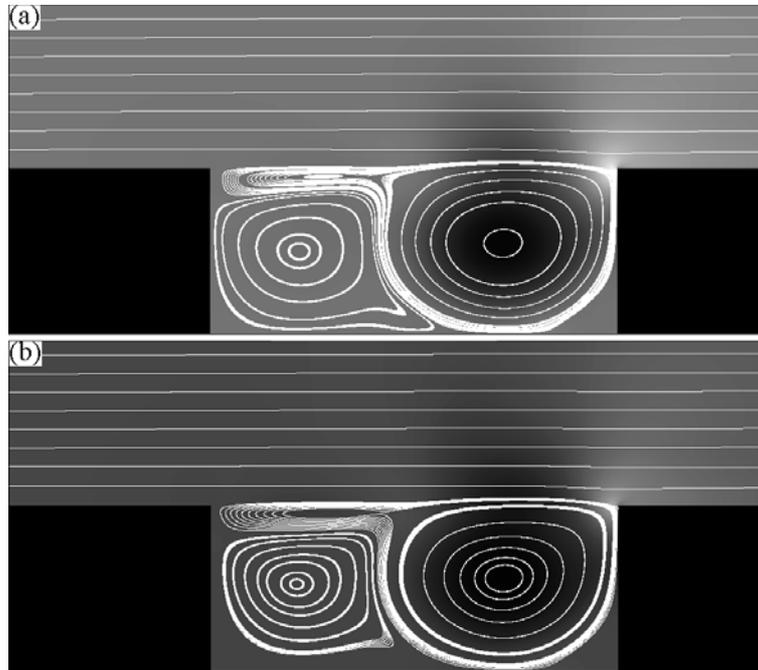


Figura 3.10: Visualização de parte do campo médio de c_p e linhas de corrente médias (linhas brancas) das simulações 2M6 (a) e 2M8 (b). 151 contornos médios de c_p são apresentados, com valores entre -0,17 (preto) e 0,13 (branco) para o caso 2M6, e entre -0,12 (preto) e 0,22 (branco) para o caso 2M8.

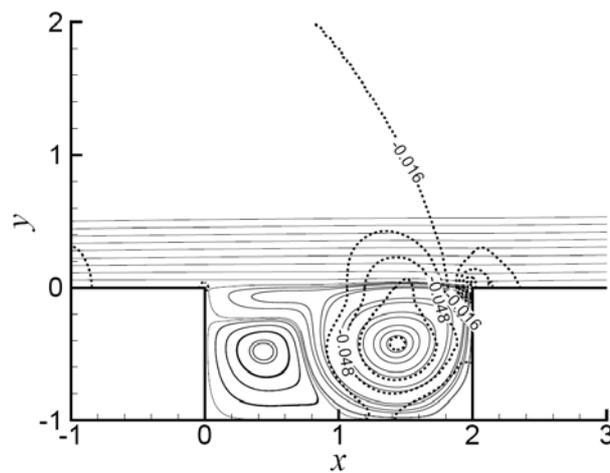


Figura 3.11: Visualização do campo médio de c_p e linhas de corrente médias (linhas tracejadas) da simulação 2M6 efetuada por Rowley *et al.* [39].

para o caso 2M8 em relação ao 2M6, devido ao escoamento ser mais recirculante nessa

região para o primeiro caso. A variação do campo médio de c_p para os casos 2M6 e 2M8 é muito próxima, em torno de 0,3, dada a proximidade de valores de OASPL entre essas duas simulações. Nota-se que entre a simulação 2M6 e o mesmo caso efetuado por Rowley *et al.* [39] (fig. 3.11), não há divergência entre a disposição de linhas de corrente, e os valores máximos de c_p para esses dois casos estão em torno de 0,1. A figura 3.12 apresenta frações da distribuição temporal do coeficiente de pressão referentes às simulações 2M6 e 2M8, cuja sonda foi posicionada de acordo com a mesma localização escolhida por Rowley *et al.* [39], $x = 1,57d$ e $y = 0$, na região de oscilação da camada cisalhante. Não obstante o posicionamento desta sonda, é possível se detectar os modos acústicos naturais inerentes à cavidade, pois se captam as perturbações geradas pelas ondas de pressão provenientes da região onde a camada cisalhante se colide com a borda posterior da cavidade. No

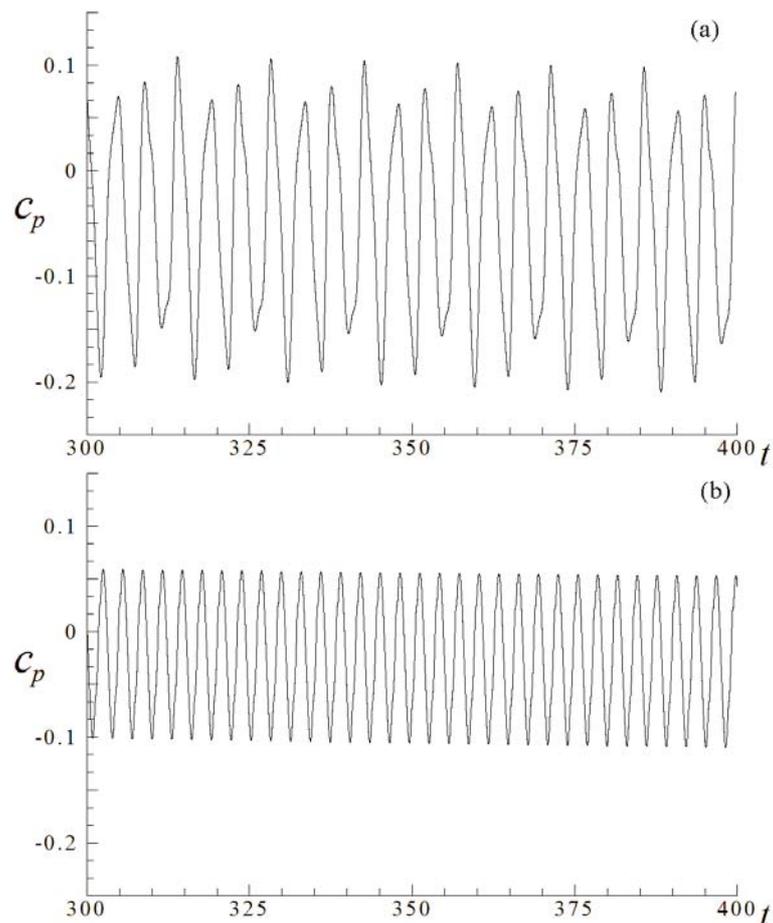


Figura 3.12: Frações da distribuição temporal do coeficiente de pressão das simulações 2M6 (a) e 2M8 (b).

caso 2M6, observa-se uma menor frequência de oscilação de pressão na camada cisalhante em relação à simulação 2M8, causada pela menor quantidade de perturbações presentes nessa camada ao se advectarem em direção à borda posterior, e pela menor frequência de emissão de ondas sonoras, como pode ser observado na figura 3.13, onde se compara o

espaçamento entre as frentes de onda emitidas pela cavidade nos casos 2M6 e 2M8. No entanto, observa-se na figura 3.12 uma maior amplitude de oscilação de c_p na simulação 2M6 pela mesma influência das ondas de pressão que trafegam à montante. Nota-se que essas duas distribuições temporais não apresentam sinais de amplificação das perturbações presentes na camada cisalhante, indicando a estabilização do fenômeno aeroacústico às simulações 2M6 e 2M8. As figuras 3.14 e 3.15 apresentam os espectros de potência obti-

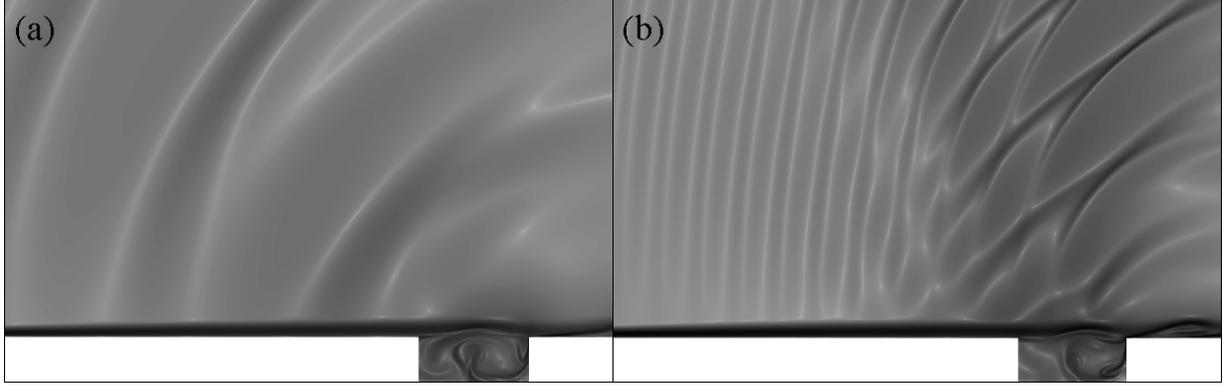


Figura 3.13: Visualizações aeroacústicas das frentes de ondas de pressão emitidas pela cavidade nas simulações 2M6 (a) e 2M8 (b).

dos a partir da distribuição temporal de c_p referentes aos casos 2M6 e 2M8, cujas frações foram apresentadas na figura 3.12, nos quais as frequências discretas são comparadas com a correlação empírica desenvolvida por Rossiter [38] baseada no campo aeroacústico,

$$St_n = \frac{f_n L}{U_\infty} = \frac{n - \alpha}{M_\infty + 1/\beta}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (3.3)$$

a qual St_n é o número de Strouhal referente à n ésima frequência ressonante f_n relacionada ao modo natural n . Os valores das constantes $\alpha = 0,25$ e $\beta = 1/1,75$ foram determinados empiricamente por Rossiter [38], e a primeira refere-se ao atraso de fase entre o impacto da camada cisalhante na borda posterior da cavidade e a geração de ondas acústicas ($0 < \alpha < 1$); a segunda constante corresponde a uma razão entre a velocidade do escoamento não perturbado e a velocidade advectiva dos distúrbios na camada cisalhante. Esta equação é comumente aplicada para fins de validação dos valores de frequências dominantes de oscilação do campo aeroacústico obtidos em simulação, lembrando-se que essa correlação não é aplicada ao modo de esteira. O espectro referente ao caso 2M6 apresenta o primeiro e segundo picos mais energizados perto ao primeiro modo da correlação de Rossiter, sendo o mais energético relacionado à frequência de oscilação da camada cisalhante. Há outros sub-harmônicos os quais podem ser provenientes

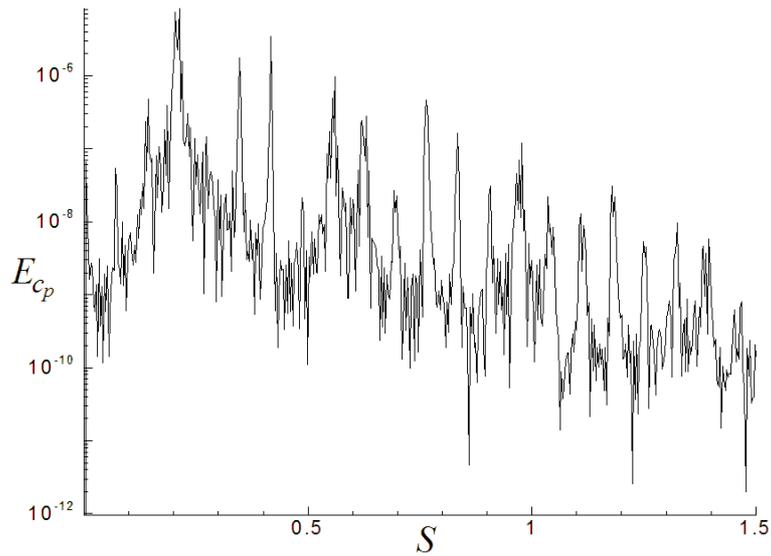


Figura 3.14: Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 2M6.

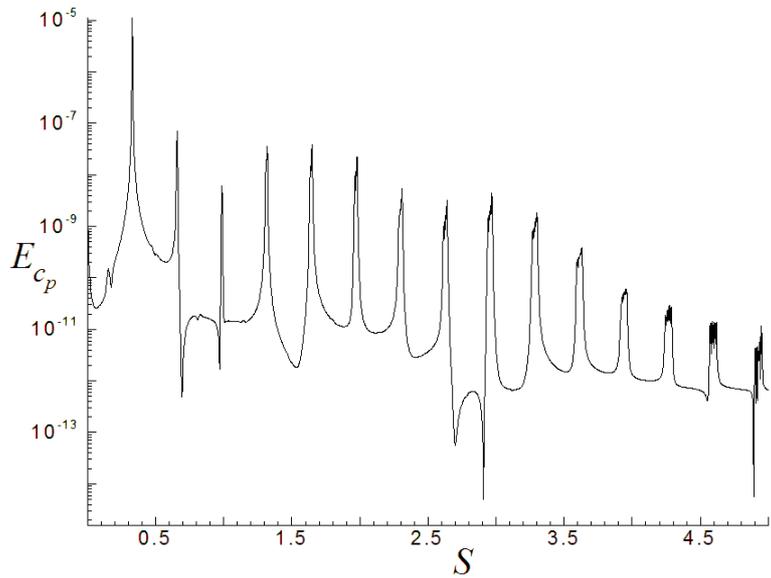


Figura 3.15: Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 2M8.

da interação entre distúrbios aeroacústicos presentes na cavidade e na camada cisalhante. A simulação 2M8 possui um espectro de potência no qual os dois picos mais energéticos, modos dominante e subdominante, estão respectivamente próximos ao primeiro e segundo modos da correlação de Rossiter [38]. Notam-se dois sub-harmônicos de energias próximas ao modo subdominante, também possivelmente gerados pela interação entre os distúrbios aeroacústicos presentes no interior da cavidade e na camada cisalhante. A figura 3.16 apresenta dois gráficos gerados pela equação 3.3, relativos ao primeiro e segundo modos da correlação de Rossiter, junto a valores de frequência adimensional referentes aos dois

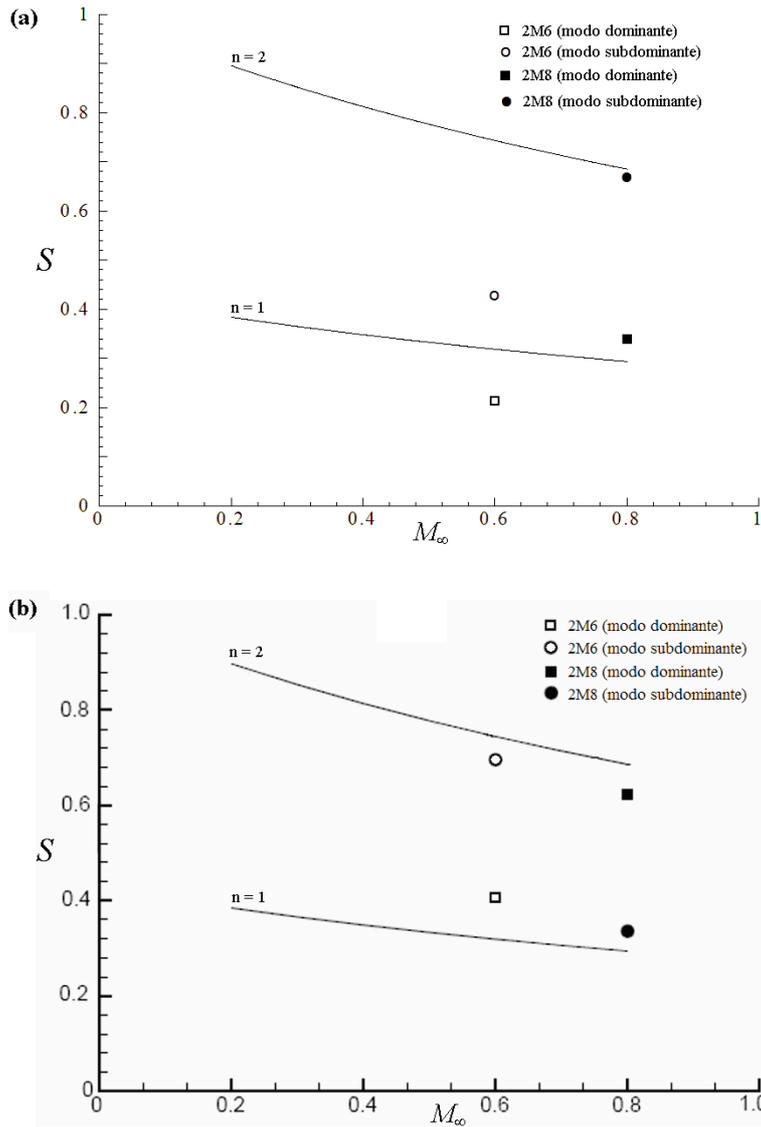


Figura 3.16: Gráficos gerados pela equação 3.3 para $n = 1$ e $n = 2$, junto a valores de frequências dominantes correspondentes às simulações 2M6 e 2M8. Valores de frequência adimensional do gráfico (a) obtidos das simulações deste trabalho, e as magnitudes referentes ao gráfico (b) coletadas por Rowley *et al.* [39].

picos mais energéticos nos espectros dos casos 2M6 e 2M8. Os valores de frequência adimensional do gráfico (a) foram obtidos das simulações deste trabalho, e as magnitudes referentes ao gráfico (b) foram coletadas por Rowley *et al.* [39]. O modo subdominante para o caso 2M8 deste trabalho encontra-se próximo ao segundo modo calculado pela correlação de Rossiter [38] enquanto o dominante se encontra próximo a $n = 1$. A divergência entre valores dos modos dominante e subdominante para as simulações 2M6 e 2M8 obtidos neste trabalho e os apresentados por Rowley *et al.* [39], possivelmente foi causada por uma diferença entre as espessuras de camada limite desenvolvidas ao longo da simulação, o que fez a camada cisalhante oscilar menos nos casos 2M6 e 2M8 deste trabalho. Uma

maior espessura da camada limite, ou também uma maior quantidade de movimento nessa camada, provoca uma menor oscilação da camada cisalhante causada pelos distúrbios nela presentes. A figura 3.17 apresenta uma comparação entre visualizações obtidas, respectivamente, por Krishnamurty [24] (experimental), Rowley *et al.* [39] (numérico) e o autor deste trabalho, para o caso 2M6. A comparação entre essas três visualizações, para a simulação 2M8, é apresentada na figura 3.18. Observa-se uma boa concordância visual entre as três figuras para cada simulação, no que se refere à emissão de frentes de onda de

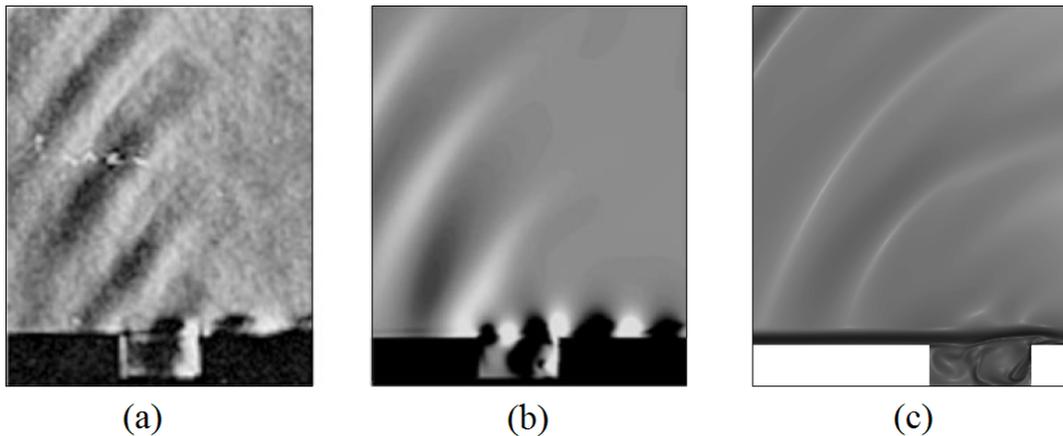


Figura 3.17: Comparação entre três visualizações do escoamento em cavidade para o caso 2M6. A primeira visualização foi obtida por Krishnamurty [24] (fotografia *Schlieren*) (a), a segunda pertence ao trabalho efetuado por Rowley *et al.* [39] (visualização pseudo-*Schlieren*) (b) e a terceira é uma visualização aeroacústica obtida pelo autor deste trabalho (c).

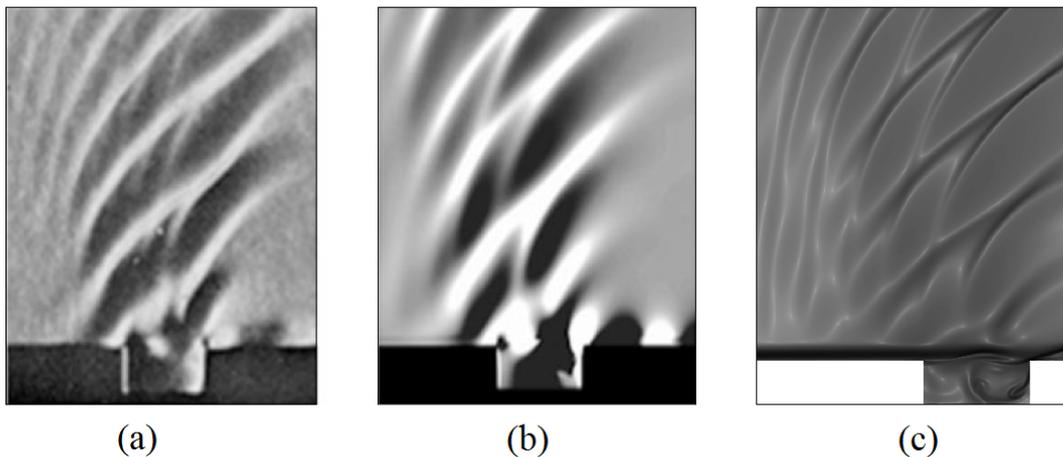


Figura 3.18: Comparação entre três visualizações do escoamento em cavidade para o caso 2M8. A primeira visualização foi obtida por Krishnamurty [24] (fotografia *Schlieren*) (a), a segunda pertence ao trabalho efetuado por Rowley *et al.* [39] (visualização pseudo-*Schlieren*) (b) e a terceira é uma visualização aeroacústica obtida pelo autor deste trabalho (c).

pressão pela cavidade, levando-se em conta que as fotografias *Schlieren* obtidas por Krishnamurty [24] nessas duas últimas figuras referem-se respectivamente a experimentos cujas

velocidades do escoamento estão a Mach igual a 0,64 e a 0,8, e empregou-se um número de Reynolds cinco vezes maior ao implementado neste trabalho e nas simulações efetuadas por Rowley *et al.* [39]. No entanto, não se pôde comparar o que ocorre no interior da cavidade, por falta de definição visual relativa às duas primeiras figuras em cada caso. Isso se deve às duas primeiras visualizações, obtidas respectivamente por Krishnamurty [24] e Rowley *et al.* [39], serem respectivamente *Schilieren* e *pseudo-Schilieren*, e assim não serem capazes de captar as perturbações do campo aeroacústico interno à cavidade, apresentadas pelas visualizações aeroacústicas deste trabalho.

3.3 MODO DE ESTEIRA

O aumento da profundidade ou do comprimento da cavidade em relação à espessura da camada limite, ou mesmo o acréscimo do número de Reynolds ou do número de Mach, pode provocar uma mudança significativa no comportamento do escoamento. Nessas circunstâncias, o escoamento em cavidade é caracterizado por uma ejeção de vórtices de

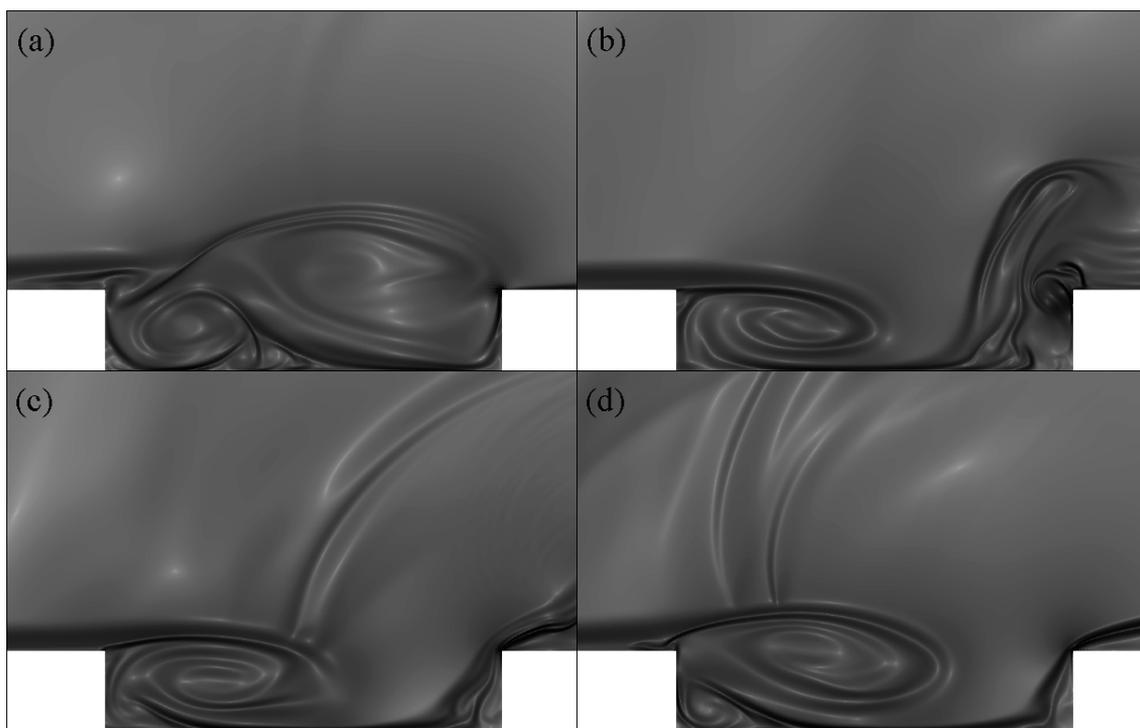


Figura 3.19: Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M6. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).

larga escala a partir do interior da cavidade. Gharib e Roshko [17] foram os primeiros a analisar esse tipo de escoamento, e o denominaram como modo de esteira. A figura 3.19 apresenta quatro visualizações aeroacústicas instantâneas relacionadas ao caso 4M6, onde

se observa o fenômeno periódico de formação e expulsão do vórtice de dimensões próximas às da cavidade. A formação desse vórtice e a sua colisão com a borda posterior, seguida por sua ejeção da cavidade, ocasionam o aparecimento de duas frentes de onda de pressão que trafegam à montante. No momento do aumento desse vórtice, há o aparecimento de um outro vórtice menor na região inferior esquerda da cavidade, que acaba por se coalescer com o principal no momento de sua expulsão. O vórtice de larga escala é grande o bastante para causar separação das camadas limites formadas anteriormente à cavidade e a partir da borda posterior. Na região da borda posterior da cavidade, o vórtice a ser ejetado possui uma intensidade capaz de inverter o sentido de formação da camada limite nessa borda e direcioná-la, posteriormente, ao seu sentido original no momento da expulsão desse vórtice. A figura 3.20 mostra esse fenômeno em seqüência. Quatro visualizações instantâneas do campo de vorticidade da simulação 4M6 são apresentadas na figura 3.21,

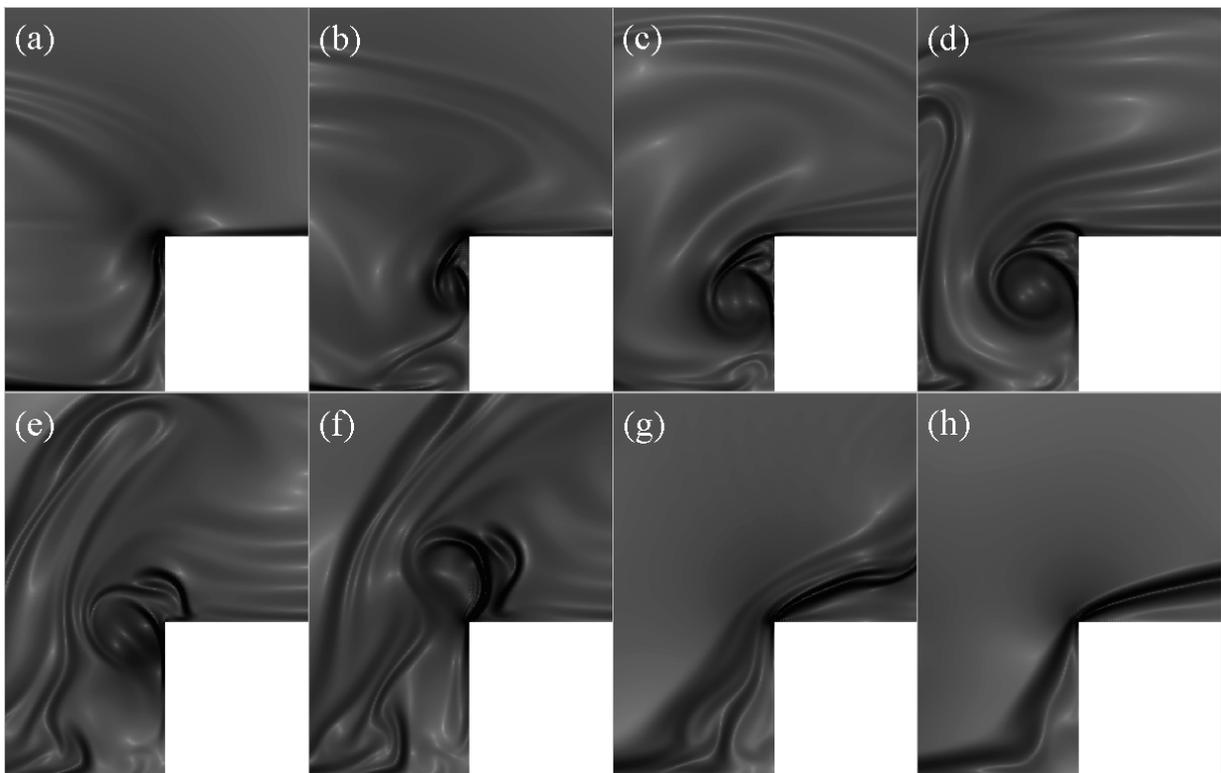


Figura 3.20: Seqüência de visualizações aeroacústicas instantâneas do descolamento e recolamento da camada limite formada na borda posterior da cavidade, ocasionados pela ejeção do vórtice principal da cavidade.

e as obtidas por Rowley *et al.* [39] referentes a esse mesmo caso, são mostradas na figura 3.22. Pode-se notar o mesmo padrão de formação e ejeção periódicas do vórtice principal, e também a separação das camadas limites anterior e posterior à cavidade.

O aumento do comprimento da cavidade, fixado o número de Mach, pode fazer com

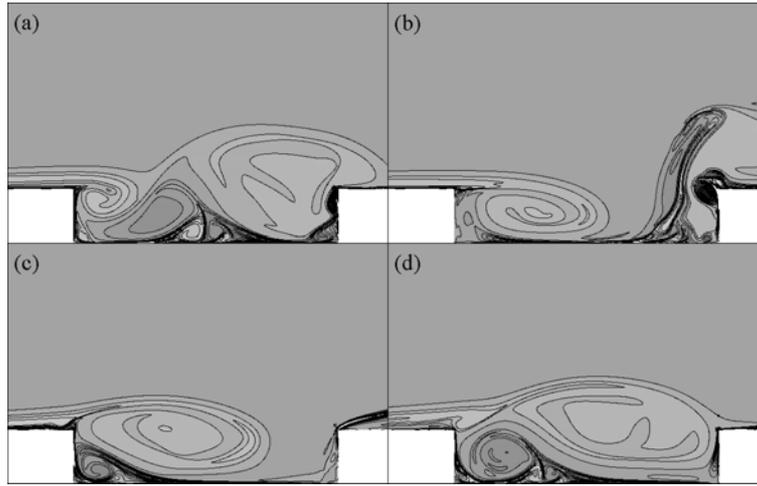


Figura 3.21: Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade da simulação 4M6. 40 contornos são mostrados, com maior valor negativo de vorticidade de -16 (preto).

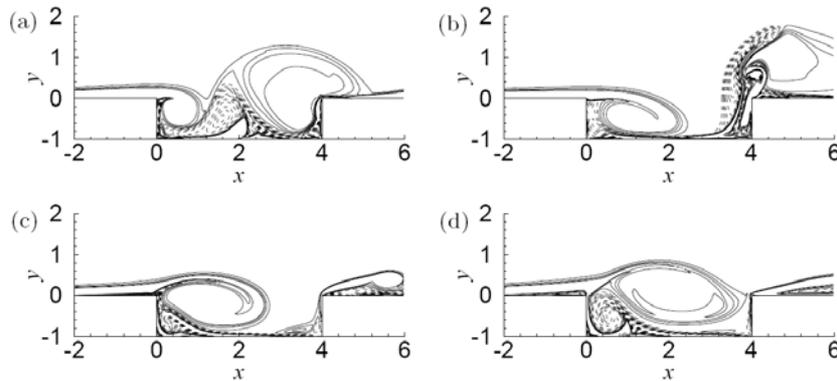


Figura 3.22: Visualizações de parte do campo instantâneo de vorticidade da simulação 4M6 efetuada por Rowley *et al.* [39]. 15 contornos são mostrados, variando entre -5 e 1,67. Contornos positivos são representados por linhas tracejadas.

que o escoamento nela produza ondas de choque além das ondas de pressão. Pôde-se constatar tal fenômeno ao se acrescer o valor da razão $l^*/d^* = 2$, do caso 2M8, para $l^*/d^* = 4$, da simulação 4M8. A figura 3.23 apresenta quatro visualizações aeroacústicas instantâneas do caso 4M8. De acordo com essas visualizações, observa-se uma maior intensidade do campo aeroacústico em relação à simulação 4M6, porém o processo de formação e ejeção do vórtice principal, da ordem das dimensões da cavidade, não se alterou comparado a essa mesma simulação. As ondas de choque formam-se no momento em que o vórtice principal se impacta com a borda posterior e advecta-se à jusante. Pode-se também observar na figura 3.23 o descolamento da camada limite formada anteriormente à cavidade, e a sua posterior elevação produz uma onda de pressão que trafega à montante. Assim como no caso 4M6, a passagem do vórtice principal sobre a borda posterior da cavidade também provoca a inversão do sentido de formação da camada limite nessa borda e em seguida o seu redirecionamento ao sentido original. Apresenta-se na figura 3.24 uma

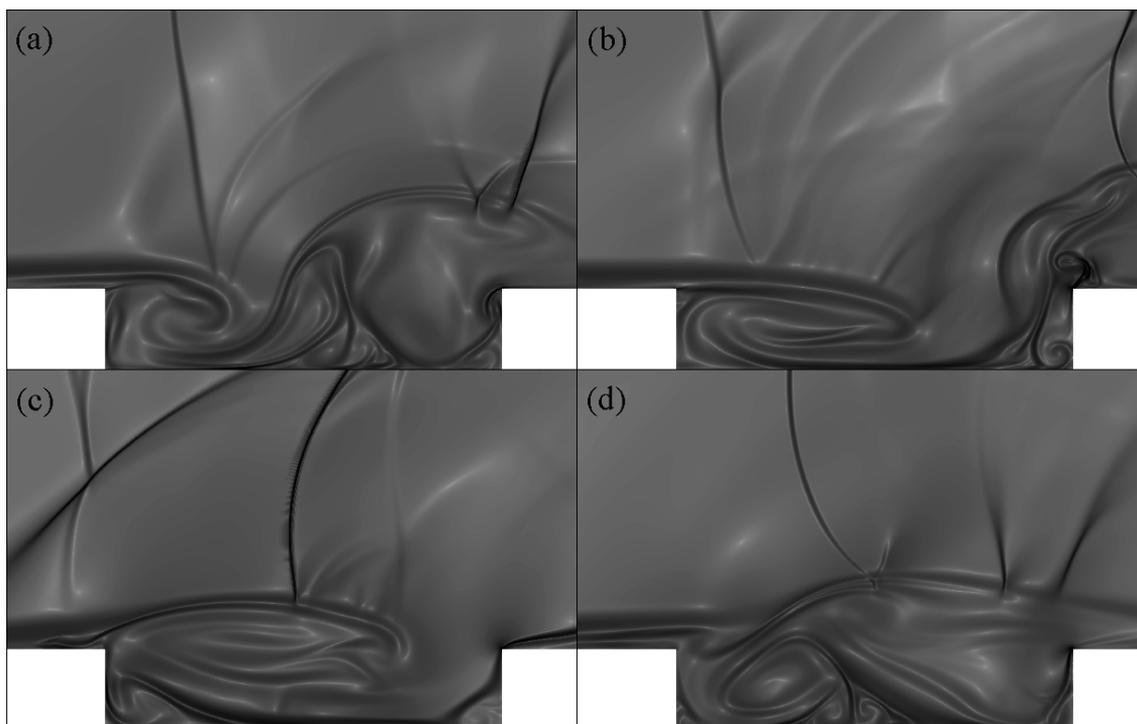


Figura 3.23: Visualizações de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M8. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,1 (preto).

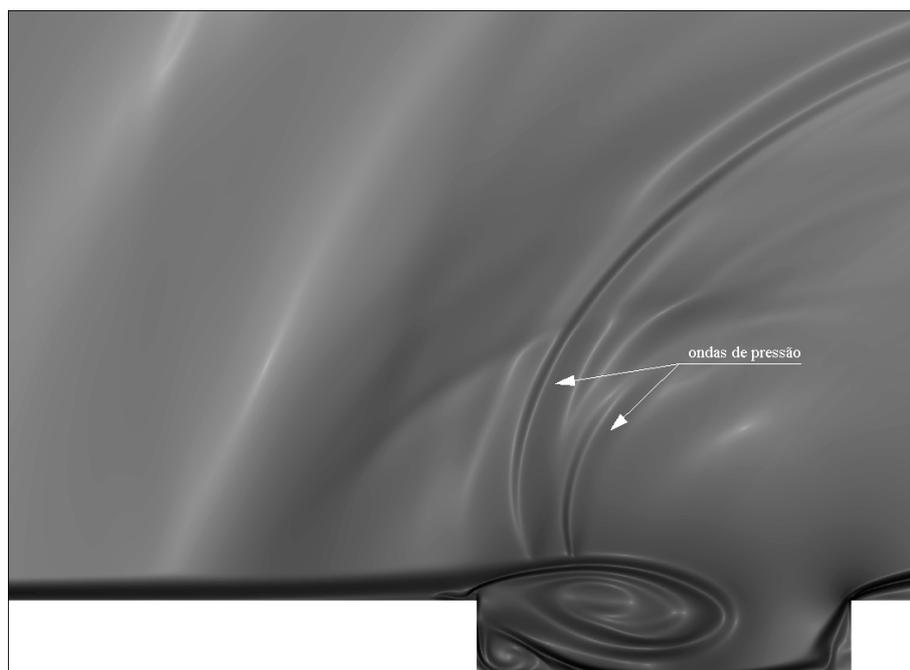


Figura 3.24: Visualização de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M6. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,0 (preto).

visualização dos campos aeroacústicos próximo e interior à cavidade da simulação 4M6, bem como os mesmos campos referentes ao caso 4M8 estão expostos na figura 3.25. As ondas de pressão e de choque são discriminadas no caso 4M8, e são indicadas as ondas

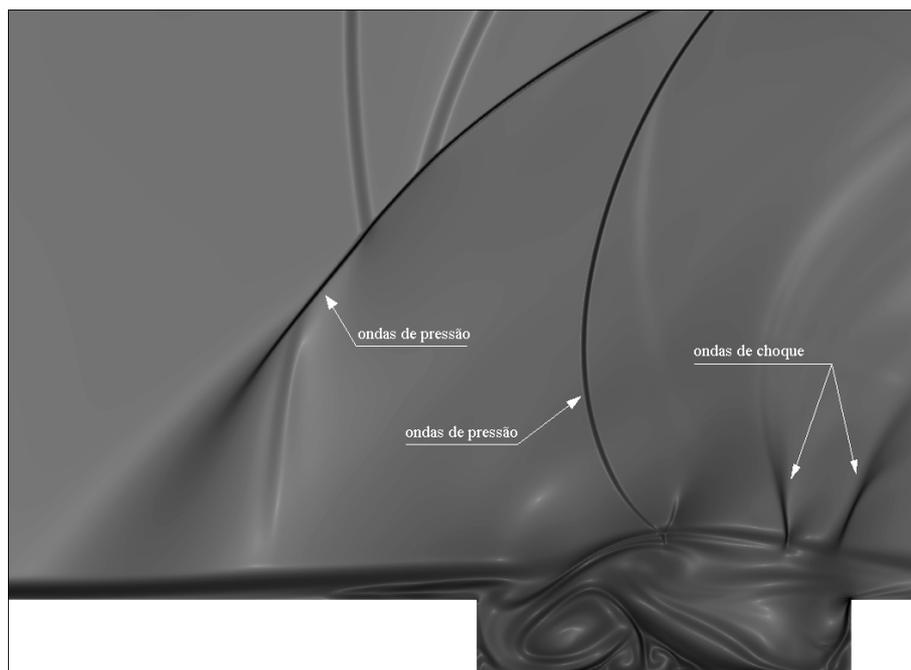


Figura 3.25: Visualização de parte do campo aeroacústico instantâneo da simulação 4M8. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,1 (preto).

de pressão formadas na simulação 4M6. Deve-se notar que, para essas duas simulações, os maiores valores de Mach encontram-se numa região acima do vórtice principal, ou seja, onde a velocidade do escoamento é acelerada pela presença desse vórtice; logo, a formação das ondas de choque localiza-se em uma área acima do vórtice principal, como visto na figura 3.25. Os menores valores do número de Mach nessas duas simulações estão concentrados na segunda metade da cavidade (fig. 3.26), no momento em que o vórtice de larga escala é formado, e há alguns pontos nessa região em que o escoamento se encontra quase quiescente. No entanto, apesar do aparecimento de ondas de choque no caso 4M8,

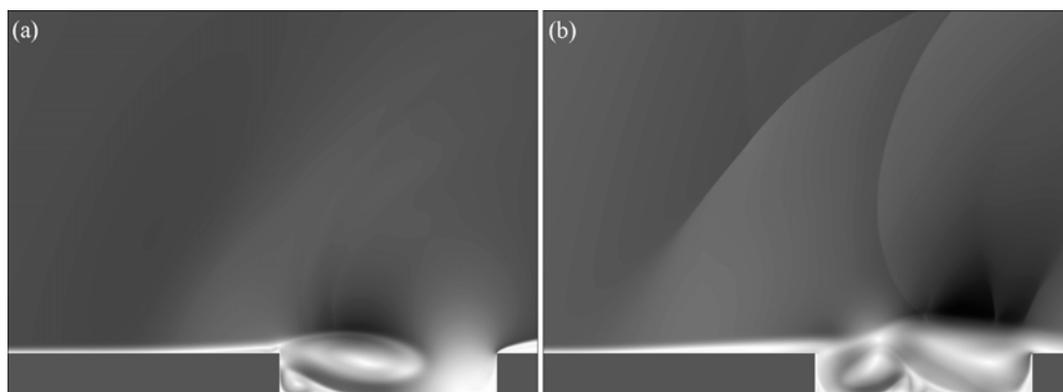


Figura 3.26: Visualização de parte do campo do número de Mach das simulações 4M6 (a) e 4M8 (b). 151 contornos são mostrados, variando entre 0,0 (branco) e 0,9 (preto) em 4M6 e 0,0 (branco) e 1,3 (preto) em 4M8.

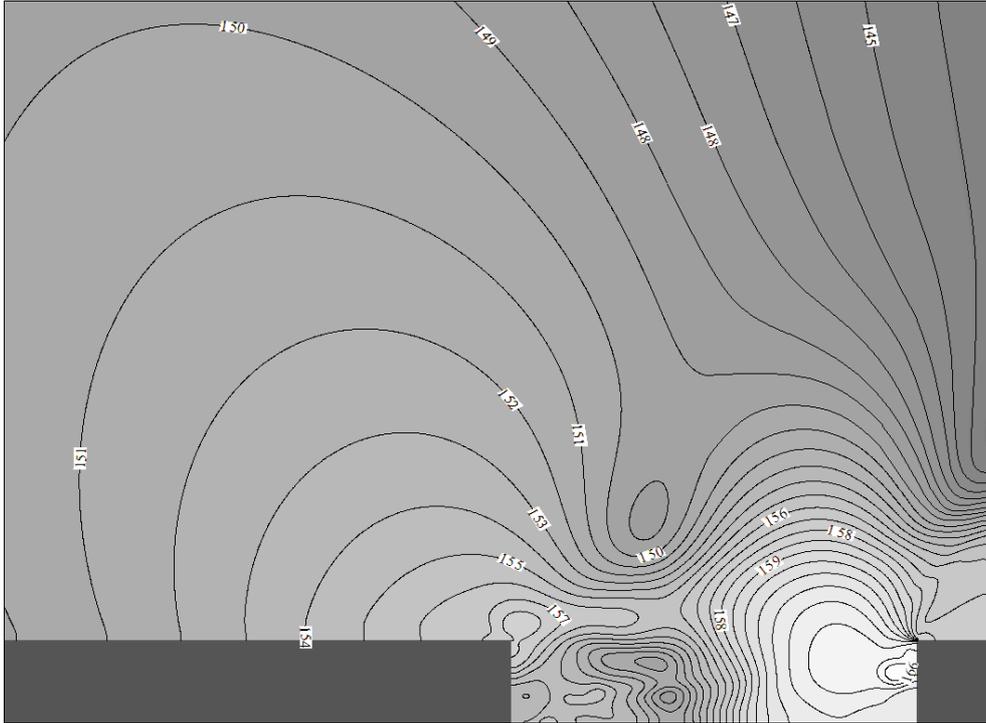


Figura 3.27: Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M6. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 166,7dB (branco).



Figura 3.28: Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M8. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 167,5dB (branco).

a variação do nível geral de pressão sonora entre essa simulação e a 4M6 está próxima de 0,5%. Similar às simulações 2M6 e 2M8, a principal fonte sonora dos casos 4M6 e 4M8

situa-se na região de colisão entre o vórtice principal e a borda posterior da cavidade, de acordo com as visualizações das figuras 3.27 e 3.28. Nessa região, a simulação 4M6 apresenta um valor máximo de 166,7dB e a 4M8 aponta 167,5dB como o seu mais alto valor. Apesar da proximidade de valores de OASPL entre essas duas simulações, observa-se uma área de propagação sonora mais intensa no caso 4M8, onde são constatados níveis de OASPL acima de 151dB a uma altura de $8d$ a partir da borda anterior da cavidade, ao contrário da simulação 4M6, na qual se notam valores de OASPL abaixo de 150dB para essa mesma distância.

O regime transônico presente na simulação 4M10 caracteriza-se por uma interseção de ondas de choque provenientes da região próxima à borda posterior da cavidade (fig. 3.29). Essa interseção forma um sistema de ondas de choque do tipo λ , como

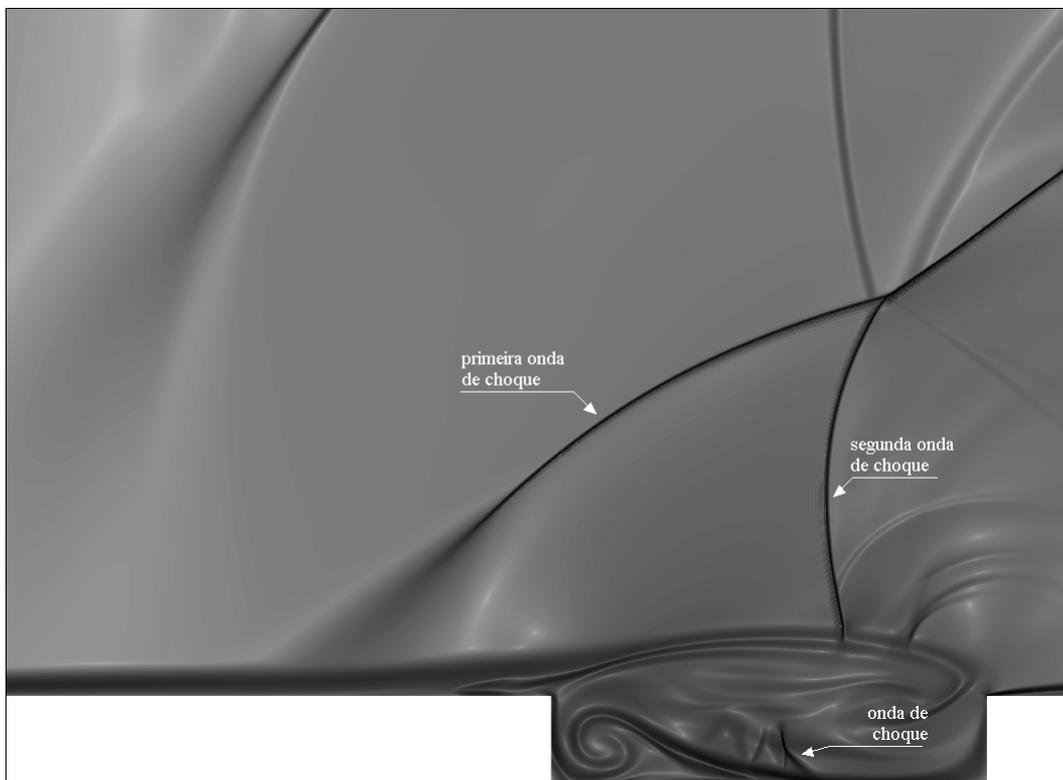


Figura 3.29: Visualização instantânea de parte do campo aerocústico da simulação 4M10. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,2 (preto).

observado na figura 3.29. Nessa mesma figura, a frente de onda localizada acima da borda anterior da cavidade é a primeira a ser formada, devido ao impacto e ejeção do vórtice principal e a segunda, situada na borda posterior, tem o seu deslocamento à montante retardado pela passagem desse mesmo vórtice. Pode-se observar a influência da primeira onda de choque, ao passar pela borda anterior, sobre o descolamento da camada limite formada anteriormente à cavidade, cujo resultado é o desprendimento do

vórtice de larga escala dessa borda. A figura 3.30 apresenta em seqüência a dinâmica de formação e ejeção periódica do vórtice de dimensões próximas às da cavidade para o caso 4M10. Pode-se verificar nessa mesma figura o descolamento da camada limite anterior à

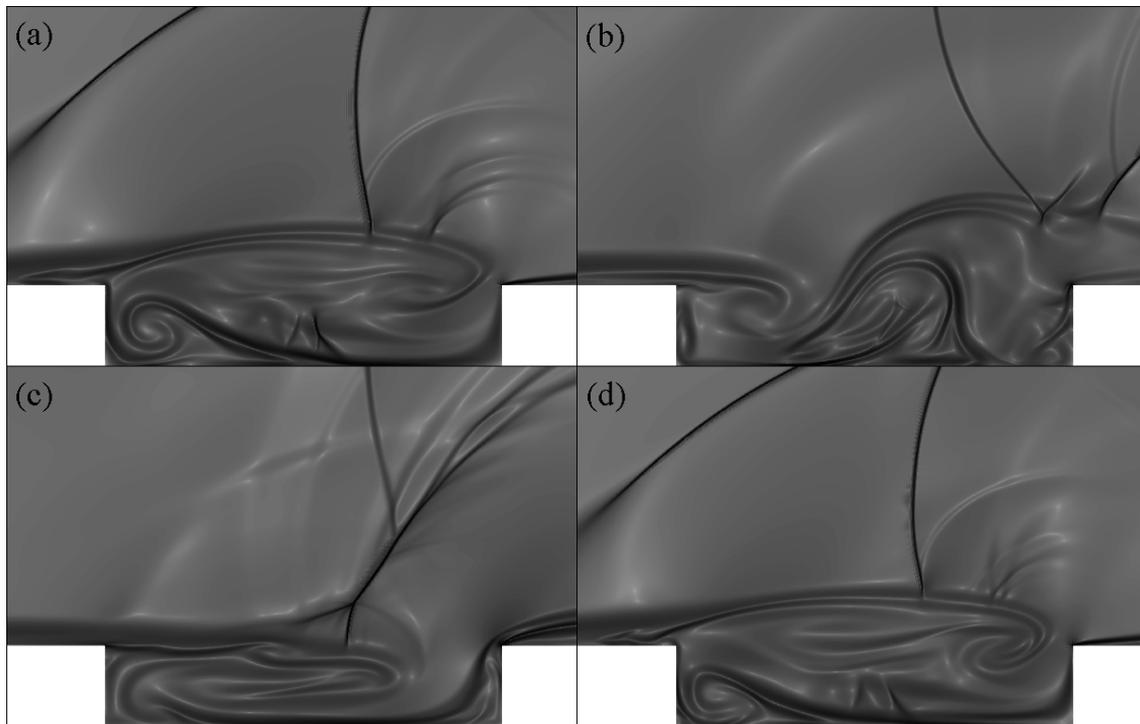


Figura 3.30: Visualizações instantâneas de parte do campo aeroacústico da simulação 4M10. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,2 (preto).

cavidade após a passagem da primeira onda de choque, tanto na visualização (a) como na visualização (d). A visualização (c) mostra o início da formação do choque λ mencionado anteriormente. Apesar da velocidade do escoamento ser maior para o caso 4M10, esse apresenta um campo de OASPL menos intenso em relação ao da simulação 4M8. Na figura 3.31, o valor máximo do nível geral de pressão sonora da simulação 4M10 se encontra na região de colisão entre o vórtice de larga escala e a borda posterior da cavidade, e à altura de $8d$ a partir da borda anterior, os valores de OASPL estão abaixo de 148dB. Pode-se verificar também que a direção de propagação sonora está inclinada mais à jusante em relação ao caso 4M8, devido à velocidade do escoamento transônico. O menor nível geral de pressão sonora para a simulação 4M10, em relação à simulação 4M8, pode ser explicado pela extensão de formação do vórtice principal sobre quase toda a região de abertura da cavidade. O comprimento desse vórtice proporciona uma menor interação entre o escoamento interno e externo à cavidade, se comparado ao caso 4M8. Essa análise em relação ao alcance de formação do vórtice sobre o comprimento da cavidade entre os casos 4M10 e 4M8 pode ser observada entre as figuras 3.30 e 3.23.

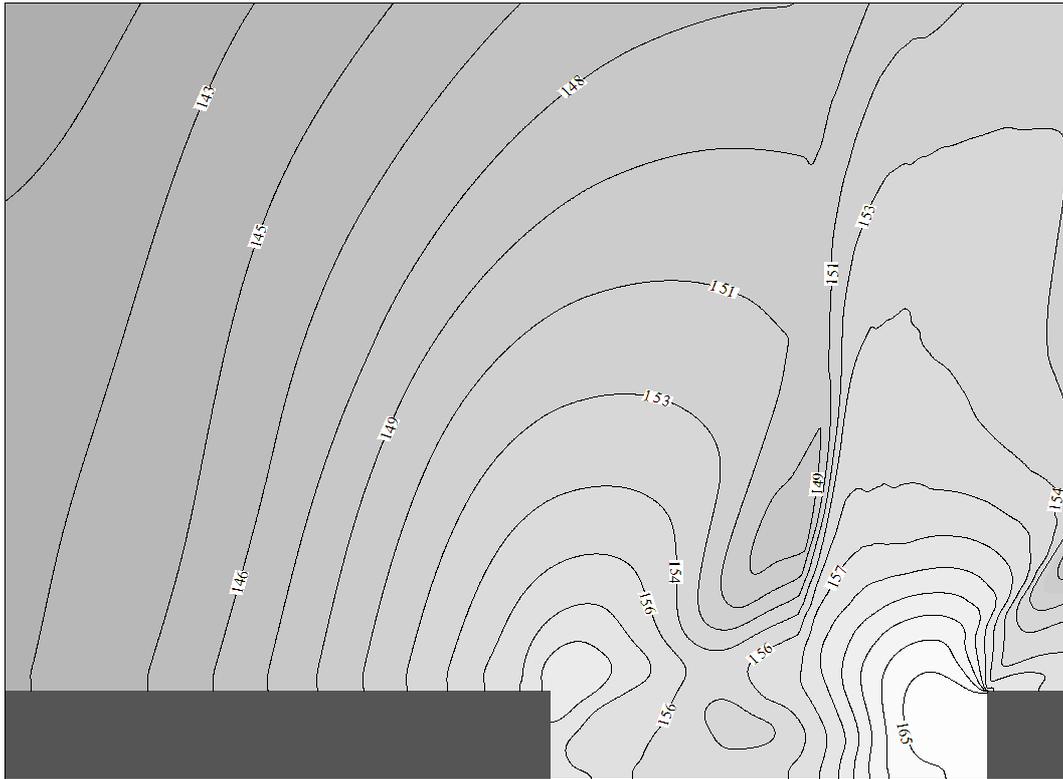


Figura 3.31: Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M10. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 166,3dB (branco).

Os campos de linhas de corrente médias, junto ao campo médio de c_p , das simulações 4M6, 4M8 e 4M10 estão discriminados na figura 3.32. A forma e dimensão entre os vórtices principais desses três casos se assemelham, com vórtices menores, e de vorticidade oposta ao vórtice principal, ocupando porções inferiores esquerda e direita da cavidade. Importante notar o contraste entre os campos médio e instantâneo dessas três simulações, pois, para os campos instantâneos, não há vórtices estacionários no interior da cavidade. As linhas de corrente médias acima da cavidade para os casos 4M6 e 4M8 se apresentam mais defletidas em relação à simulação 4M10, e as regiões de baixa pressão para as duas primeiras simulações se encontram na primeira metade da cavidade, próximas à região de abertura, devido ao movimento circular do vórtice principal. O caso 4M10 apresenta uma maior região de baixa pressão e esta se concentra mais na segunda metade da cavidade, também próxima à região de abertura. A menor deflexão de linhas de corrente acima da cavidade da simulação 4M10, em relação aos casos 4M6 e 4M8, aponta uma menor interação entre os escoamentos interior e exterior à cavidade, portanto um menor nível geral de pressão sonora se comparado às simulações 4M6 e 4M8. Como observado em todas as simulações, os maiores valores de c_p situam-se na região da borda posterior da cavidade, onde o vórtice principal se colide e é ejetado. Observa-se entre essas três simulações que o maior valor do coeficiente de pressão pertence ao caso 4M10, porém o

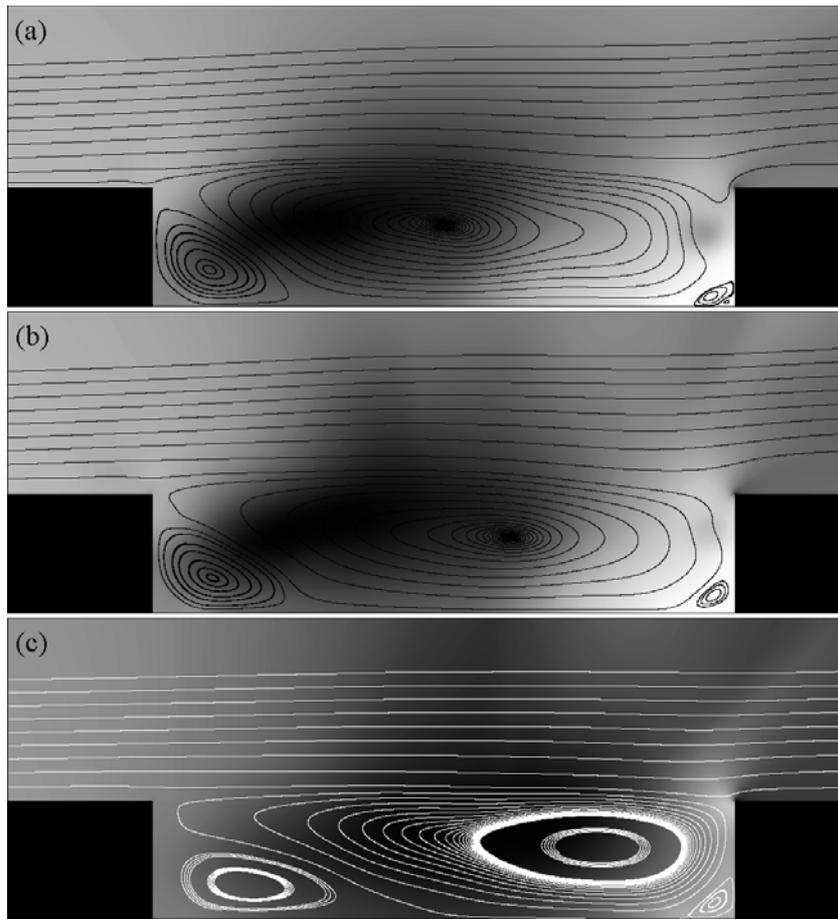


Figura 3.32: Visualização de parte do campo médio de c_p e linhas de corrente médias das simulações 4M6 (a), 4M8 (b) e 4M10 (c). 151 contornos médios de c_p são apresentados, com valores entre -0,69 (preto) e 0,242 (branco) para o caso 4M6, -0,56 (preto) e 0,245 (branco) para o caso 4M8 e entre -0,24 (preto) e 0,42 (branco) para a simulação 4M10.

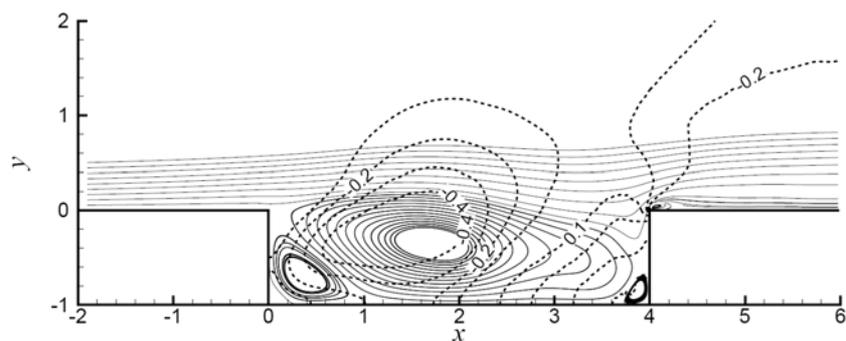


Figura 3.33: Visualização do campo médio de c_p (linhas tracejadas) e linhas de corrente médias da simulação 4M6 efetuada por Rowley *et al.* [39].

grau de interação entre os escoamentos interno e externo à cavidade parece ser o fator determinante quanto ao nível geral de pressão sonora emitida pela cavidade. A figura 3.33 mostra uma visualização de linhas de corrente média e contornos médios de c_p referentes à simulação 4M6 efetuada por Rowley *et al.* [39]. A configuração de linhas de corrente

da simulação 4M6 apresentada neste trabalho está em concordância com a efetuada pelo autor supracitado, os vórtices principal e menores estacionários e as linhas de corrente média acima da cavidade defletidas. Frações da distribuição temporal do coeficiente de

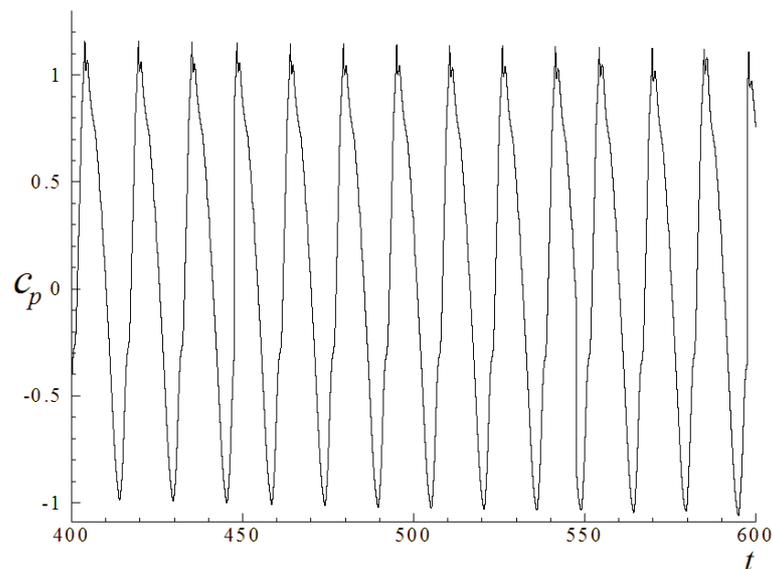


Figura 3.34: Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M6.

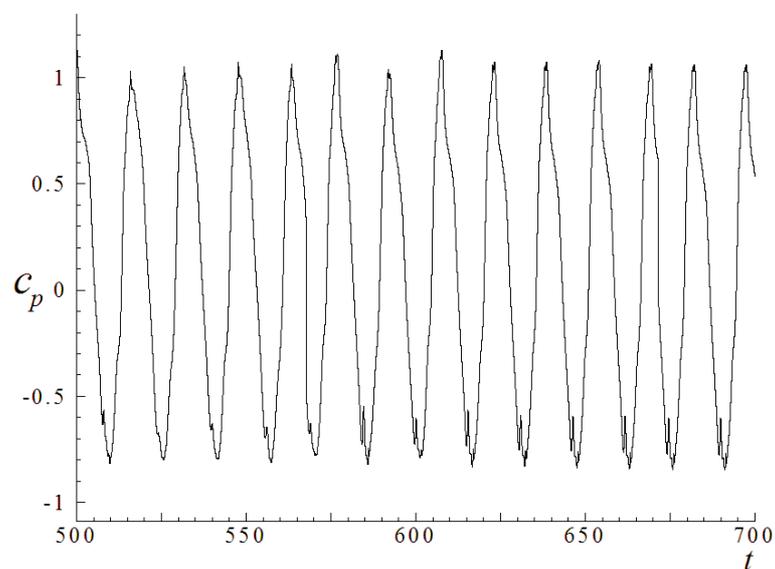


Figura 3.35: Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M8.

pressão referentes às simulações 4M6, 4M8 e 4M10 apresentam-se nas figuras 3.34, 3.35 e 3.36, respectivamente. Para as três simulações, a sonda foi posicionada de acordo com a mesma localização escolhida por Rowley *et al.* [39], $x = 3,13d$ e $y = 0$, na região de oscilação da camada cisalhante e próxima à borda posterior da cavidade. Os três

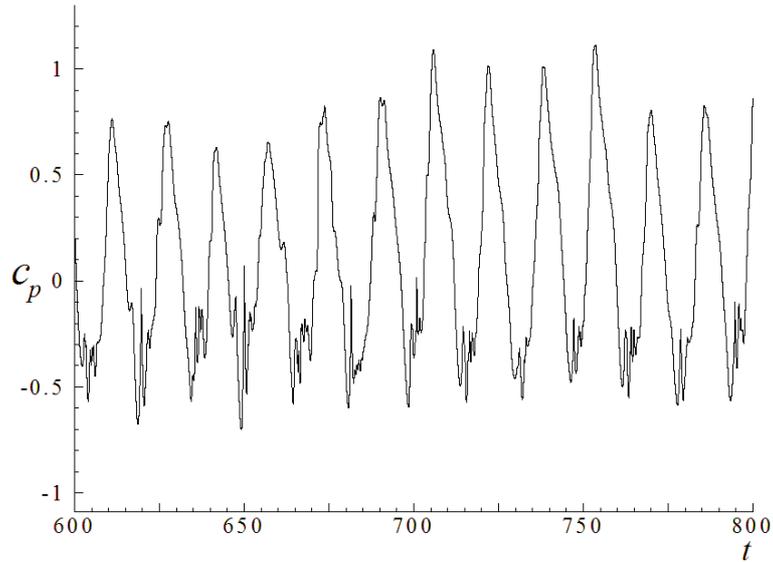


Figura 3.36: Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M10.

gráficos apontam a maior variação periódica de c_p relacionada ao processo de formação e expulsão do vórtice de dimensões próximas às da cavidade. Nota-se que os períodos de oscilação de c_p dessas três simulações se assemelham, como será visto mais adiante, e que o caso 4M6 possui a maior amplitude de oscilação do coeficiente de pressão. Apesar da diferença de amplitude de oscilação de c_p entre a simulação 4M10 e os casos 4M6 e 4M8, esta não possui relevante influência quanto ao nível geral de pressão sonora produzido pela cavidade, já que os valores máximos de OASPL estão muito próximos (figs. 3.27, 3.28 e 3.31). De acordo com o que foi analisado por Rowley *et al.* [39], o modo de esteira apresenta uma relação de independência entre a frequência característica das perturbações do escoamento interior à cavidade e o número de Mach, ou seja, a variação do número de Strouhal é irrelevante ao aumento ou decréscimo de M_∞ . Os espectros de potência obtidos a partir das distribuições temporais de c_p referentes aos casos 4M6, 4M8 e 4M10, cujas frações foram apresentadas anteriormente, são mostrados nas respectivas figuras 3.37, 3.38 e 3.39. Para as simulações 4M6 e 4M8, o número de Strouhal correspondente à energia dominante está em 0,065, e para o caso 4M10 o S dominante está em 0,063. Nesses três casos, os sub-harmônicos podem estar relacionados às perturbações presentes no escoamento causadas pela advecção do vórtice principal e pelas subseqüentes ondas de choque e de pressão que se propagam à montante. Os casos efetuados por Rowley *et al.* [39] apontaram frequências adimensionais dominantes com valor de 0,064 para a simulação 4M6 e de 0,061 para a simulação 4M8. Portanto, para esses dois casos e o 4M10, a diferença entre as respectivas frequências adimensionais são irrelevantes ao aumento do número de Mach, bem como relataram Rowley *et al.* Apesar dos escoamentos

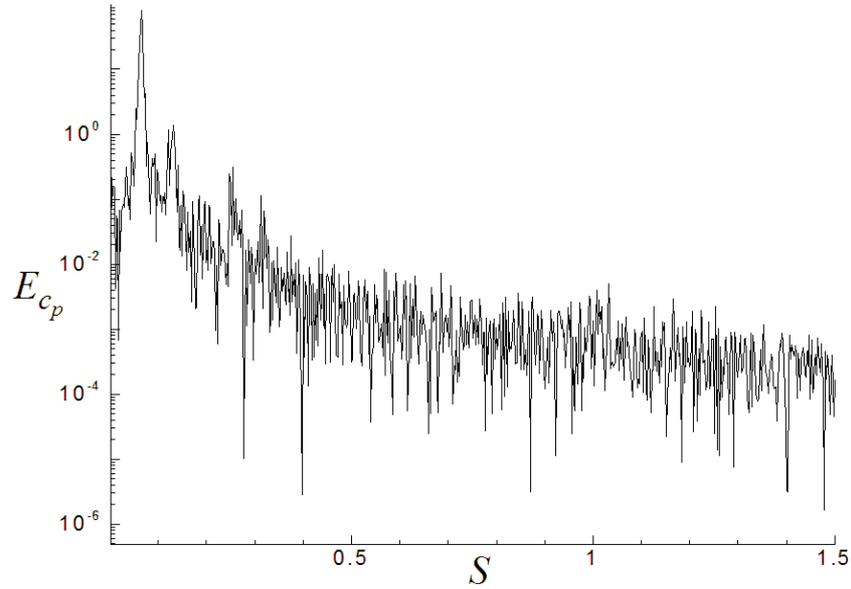


Figura 3.37: Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M6.

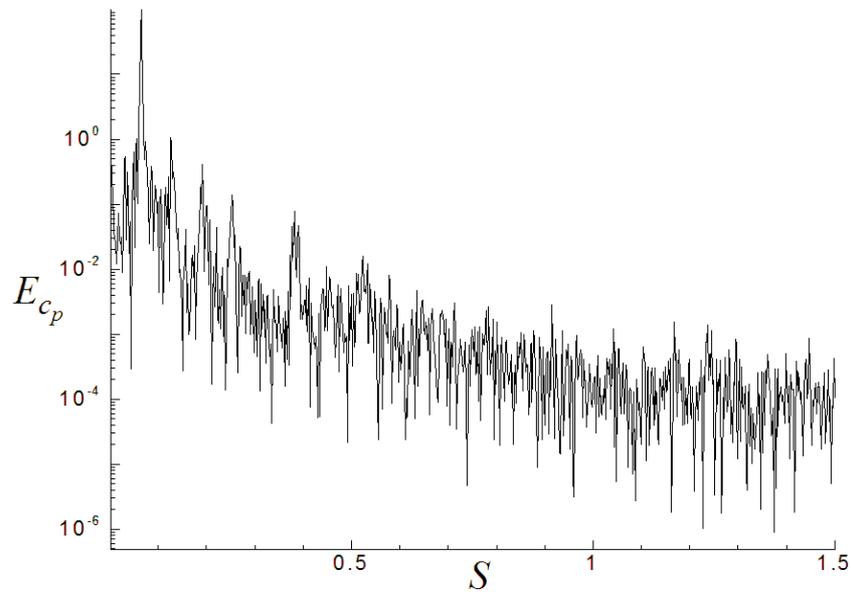


Figura 3.38: Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M8.

presentes nos casos 4M8 e 4M10 efetuados neste trabalho serem transônicos, os mesmos não apresentam características do modo de cavidade fechada. De acordo com o que foi dito por Grace [18], o modo de cavidade fechada caracteriza-se por um gradiente adverso de pressão no interior da cavidade causado pela separação da camada cisalhante na região da borda posterior da cavidade. Este gradiente de pressão também pôde ser constatado nas visualizações do campo médio de c_p das simulações 4M8 e 4M10 (fig 3.32), nas quais os maiores valores médios de c_p estão concentrados na região próxima à parede posterior

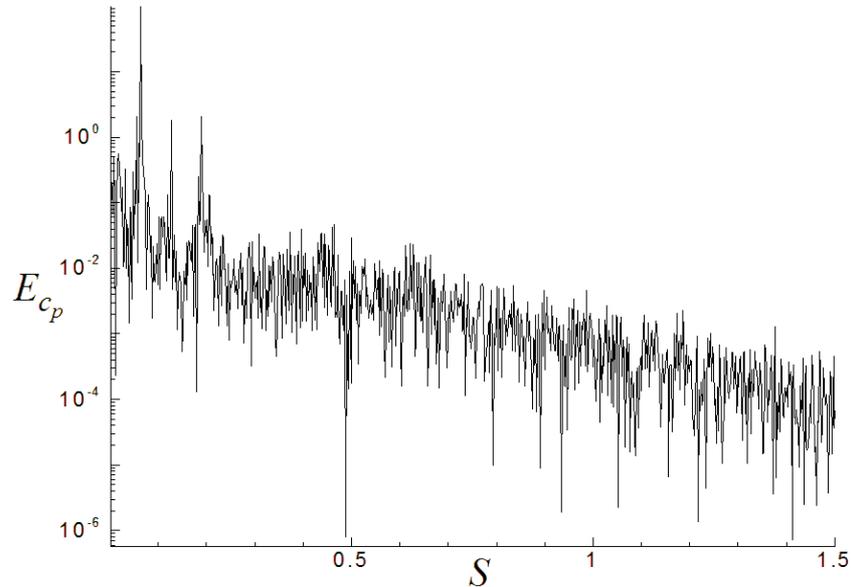


Figura 3.39: Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M10.

da cavidade. No entanto, um som tonal é observado nessas duas simulações, de acordo com os respectivos espectros de potência das figuras 3.38 e 3.39, nos quais se observa o pico de maior energia muito mais ressaltado em relação aos sub-harmônicos.

3.4 ESCOAMENTO ABERTO EM CAVIDADE

Escoamentos abertos em cavidades, assim como o modo de camada cisalhante, são caracterizados pela extensão e colisão da camada cisalhante na borda posterior da cavidade [29]. A simulação 4M11, a qual o escoamento se encontra em regime supersônico, pode ser inserida nesse regime, pois como é observado nas visualizações aeroacústicas instantâneas da figura 3.40, não há a presença de um vórtice de dimensões próximas às da cavidade, tampouco a ejeção dos mesmos para fora dela. De acordo com Plentovich [29], o escoamento aberto em cavidade é caracterizado pela formação de uma onda de choque fraca a partir da borda anterior da cavidade, e a mesma pode ser observada nas visualizações das figuras 3.40 e 3.41. No entanto, nota-se que a onda de choque mais intensa é formada na borda posterior da cavidade, na região de colisão da camada cisalhante com essa borda. Semelhante ao modo de camada cisalhante, observam-se nas figuras 3.40 e 3.41 a região de maior recirculação localizada na segunda metade da cavidade, e nela, a presença de um vórtice estacionário. Este vórtice é constantemente alimentado por injeção de quantidade de movimento proveniente da colisão da camada cisalhante com a borda posterior da cavidade. Neste regime de escoamento, uma distribuição de pressão ao

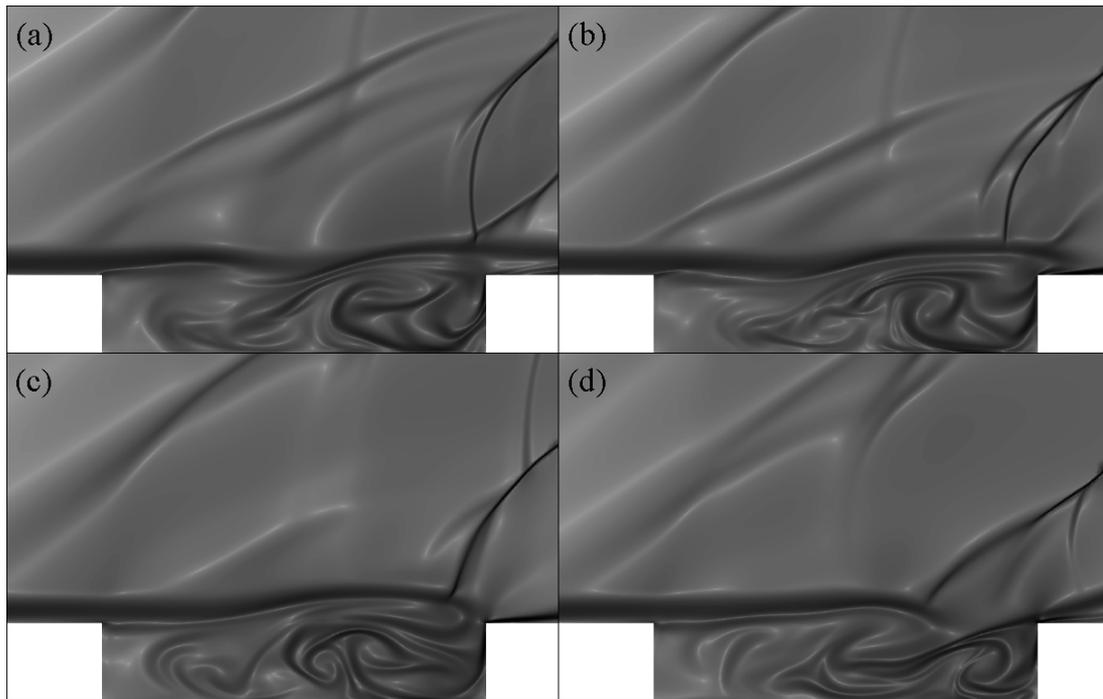


Figura 3.40: Visualizações instantâneas de parte do campo aerocústico da simulação 4M11. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,35 (preto).

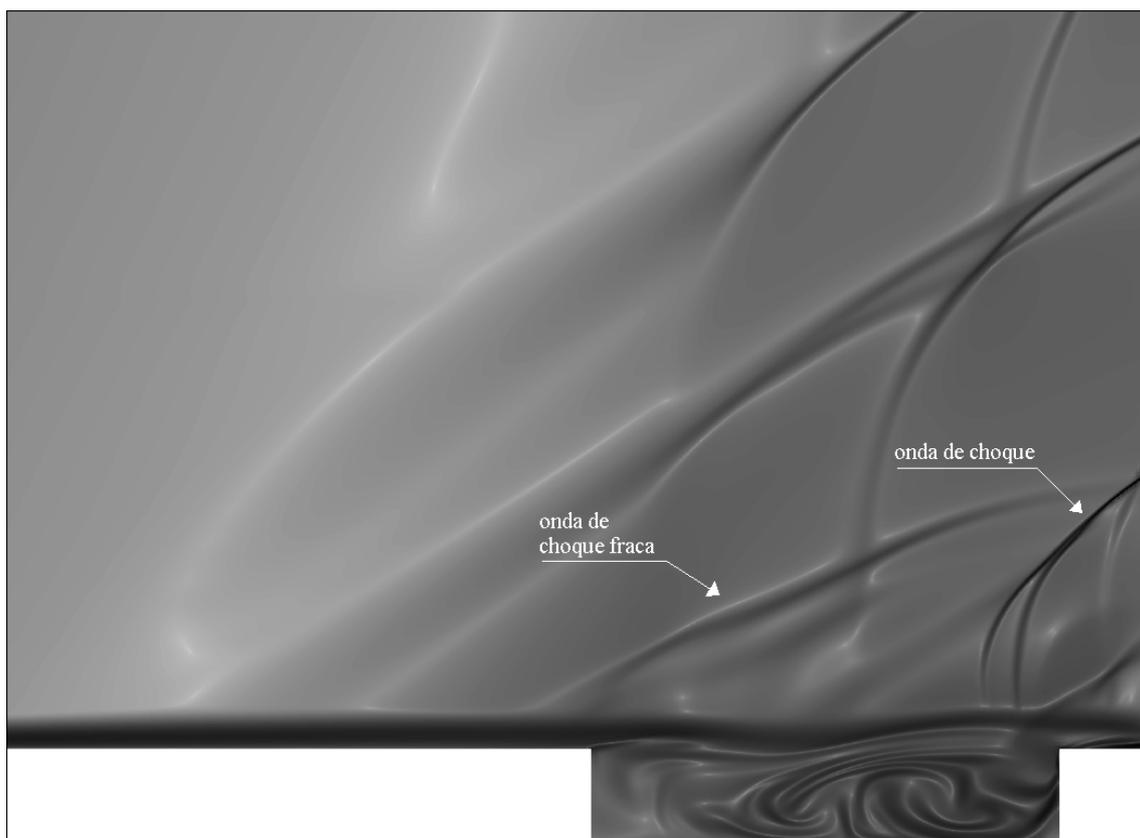


Figura 3.41: Visualizações instantâneas de parte do campo aerocústico da simulação 4M11. 151 contornos são mostrados, com valor máximo de 1,35 (preto).

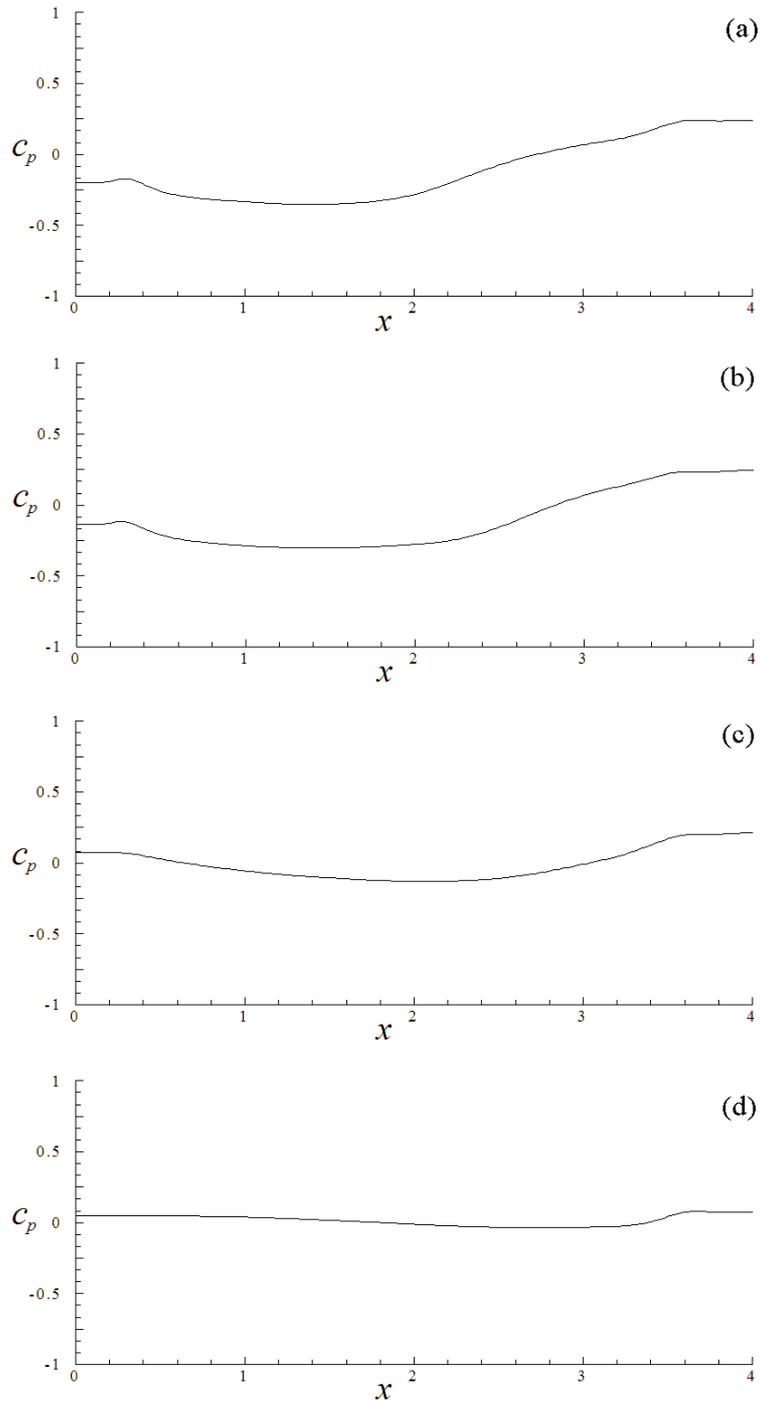


Figura 3.42: Gráficos de c_p médios em função do comprimento adimensional da cavidade para as simulações 4M6 (a), 4M8 (b), 4M10 (c) e 4M11(d).

longo de uma linha próxima e paralela à base da cavidade apresenta-se quase uniforme, o que é desejável na prática [29], pois evita-se um gradiente adverso de pressão na segunda metade da cavidade, tal como ocorre no escoamento fechado em cavidade. Em vista disso, obteve-se uma distribuição de valores médios do coeficiente de pressão ao longo de uma linha paralela que se estende por toda cavidade e próxima à sua superfície. Tal linha

de c_p médio foi extraída dos casos 4M6, 4M8, 4M10 e 4M11 para fins comparativos e os seus respectivos gráficos estão apresentados na figura 3.42. Nota-se nessa figura uma distribuição do coeficiente de pressão médio mais uniforme em relação à base da cavidade à medida que se aumenta o número de Mach, de 0,6 para 1,1; também em função do acréscimo de M_∞ , há uma diminuição dos valores de c_p médio próximos à parede posterior da cavidade. Mais uma vez, essa uniformidade de valores médios do coeficiente de pressão ao longo da base da cavidade para o caso 4M11 pode ser explicada pela extensão da camada cisalhante sobre toda região de abertura da cavidade, o que dificulta a interação entre os escoamentos interno e externo à cavidade. A menor interação entre as regiões interna e externa do escoamento em cavidade para o caso 4M11 resulta em um campo de níveis gerais de pressão sonora menos intenso em relação às simulações 4M10, 4M8 e 4M6. A figura 3.43 apresenta parte do campo de OASPL do caso 4M11, cuja região de

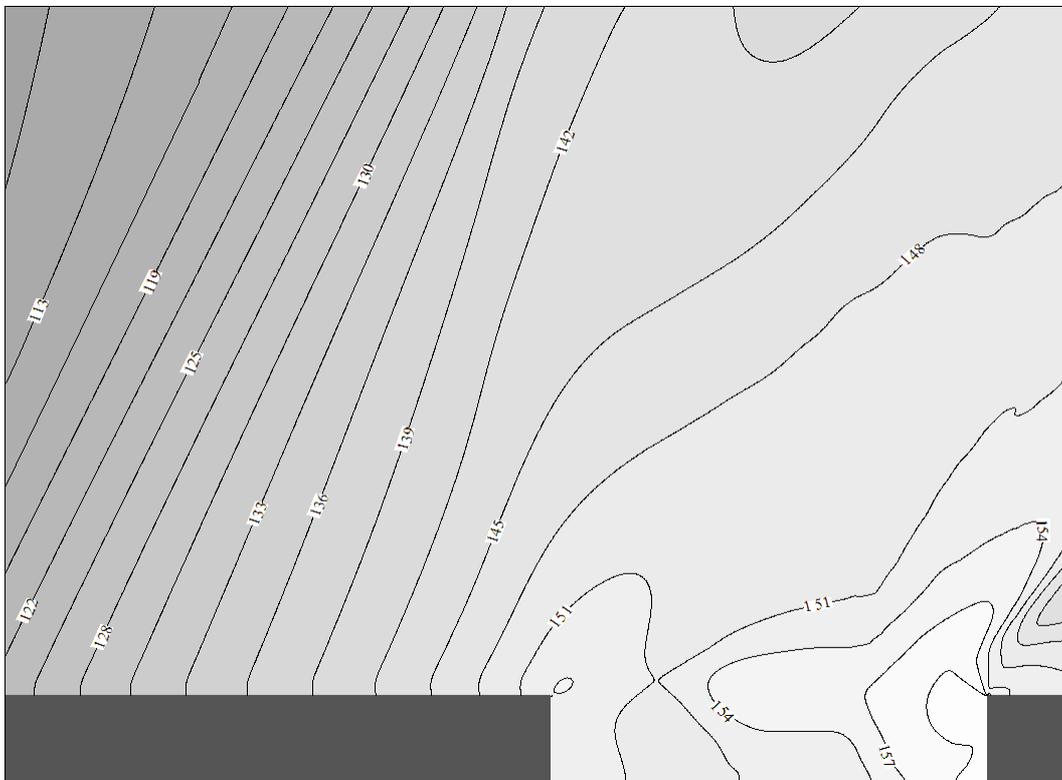


Figura 3.43: Visualização de parte do campo de OASPL da simulação 4M11. 50 contornos são mostrados, com valor máximo de 162,7dB (branco).

maiores valores de níveis gerais de pressão sonora está, a exemplo das simulações anteriores, localizada próxima à borda posterior da cavidade, a qual sofre a colisão da camada cisalhante. Pode-se constatar nessa mesma figura a propagação das ondas sonoras mais à jusante se comparada à diretividade sonora da simulação 4M10, devido à velocidade do escoamento. Ressalta-se que não há ondas de pressão se deslocando à montante, pelo fato do escoamento ser supersônico no caso 4M11. Na figura 3.43, a uma altura de $8d$ a partir

da borda anterior, os valores de OASPL estão abaixo de 145dB, inferiores aos relacionados à simulação 4M10. Logo, a velocidade do escoamento livre e a formação de ondas de choque parecem não ser os fatores determinantes ao grau de intensidade do campo aeroacústico gerado pela cavidade, e sim o campo de vorticidade formado no interior da cavidade, bem como a extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura. A in-

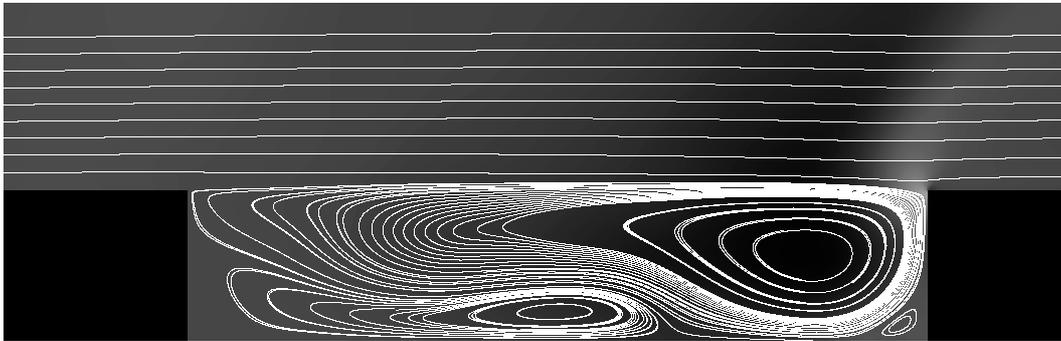


Figura 3.44: Visualização de parte do campo médio de c_p e linhas de corrente médias da simulação 4M11. 151 contornos médios de c_p são apresentados, com valores entre -0,14 (preto) e 0,54 (branco).

fluência da camada cisalhante na simulação 4M11 pode ser evidenciada pela visualização das linhas de corrente e campo de c_p médios, apresentada na figura 3.44. As linhas de corrente média acima da cavidade não sofrem efeito significativo do escoamento interior à cavidade, como pode ser observado pela baixa declinação dessas linhas. Nessa mesma figura, pode-se observar na região central do vórtice estacionário os menores valores do coeficiente de pressão. Parte da distribuição temporal do coeficiente de pressão referente

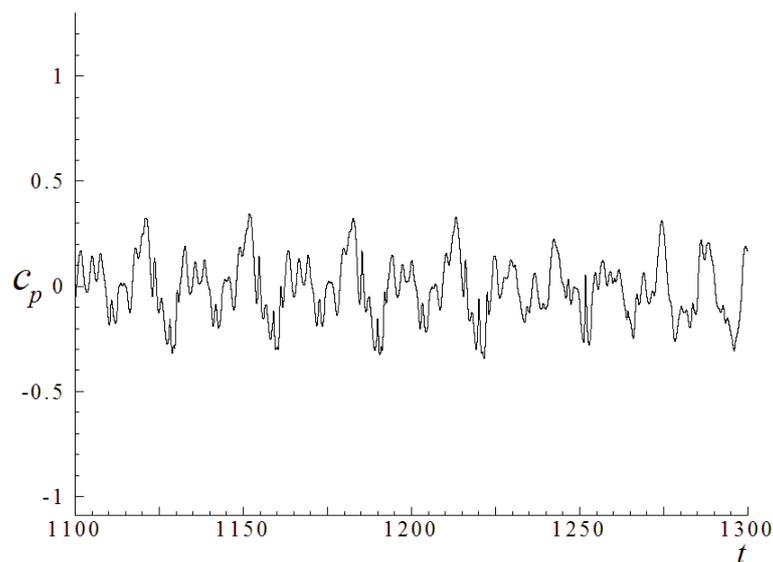


Figura 3.45: Fração da distribuição temporal do coeficiente de pressão da simulação 4M11.

à simulação 4M11 apresenta-se na figura 3.45. A sonda foi posicionada de acordo com a mesma localização selecionada para os casos 4M6, 4M8 e 4M10, $x = 3,13d$ e $y = 0$, na região de oscilação da camada cisalhante e próxima à borda posterior da cavidade. De acordo com esse gráfico, a menor amplitude de oscilação do coeficiente de pressão em relação aos casos anteriores (4M6, 4M8 e 4M10) pode ser explicada pelo avanço da camada cisalhante sobre toda região de abertura da cavidade, o que impede uma maior amplitude de oscilação de c_p pelo processo de formação e expulsão de um vórtice de larga escala. Como observado no gráfico anterior, o período de oscilação da camada cisalhante apresenta certa irregularidade, e pode ser principalmente atribuída ao seu movimento, bem como a influência da formação periódica de onda de choque na borda posterior da cavidade, dada a localização da sonda. Apesar da distribuição temporal de c_p apresentar outras frequências de oscilação com menores amplitudes, e haver uma certa irregularidade quanto ao período e amplitude de oscilação da camada cisalhante, o som proveniente do escoamento neste regime possui natureza tonal associada ao pico de maior energia do espectro de potência da figura 3.46; este espectro foi obtido a partir da mesma distribuição temporal de c_p , cuja fração é apresentada na figura 3.45. Este fato também é descrito por Plentovich [29], o qual aponta a emissão sonora tonal como uma das características principais do regime de escoamento aberto. De acordo com o espectro de potência do caso

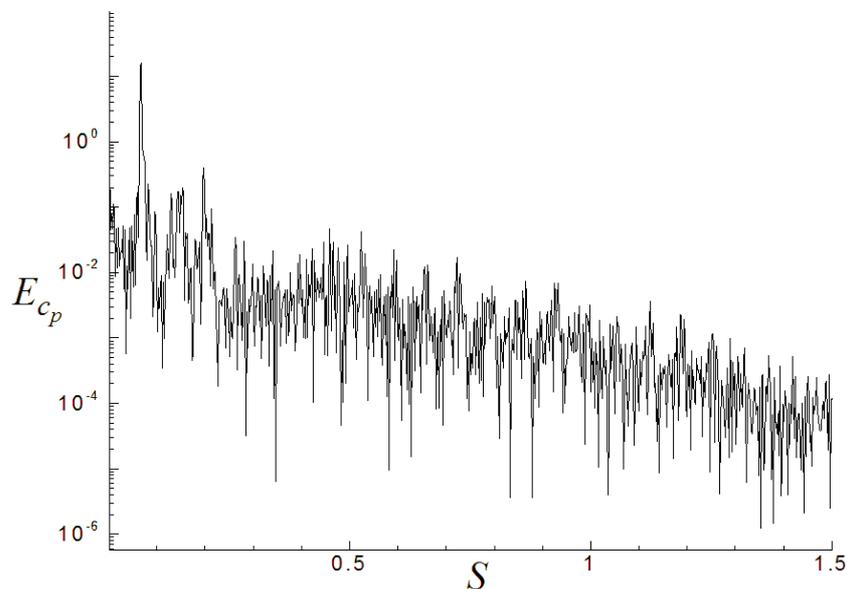


Figura 3.46: Espectro de potência do sinal do coeficiente de pressão em função do número de Strouhal, S , referente à simulação 4M11.

4M11, o número de Strouhal correspondente à energia dominante está em 0,067. Interessante notar que o escoamento aberto em cavidade não apresenta divergência significativa de frequência adimensional dominante em comparação aos casos relacionados ao modo de

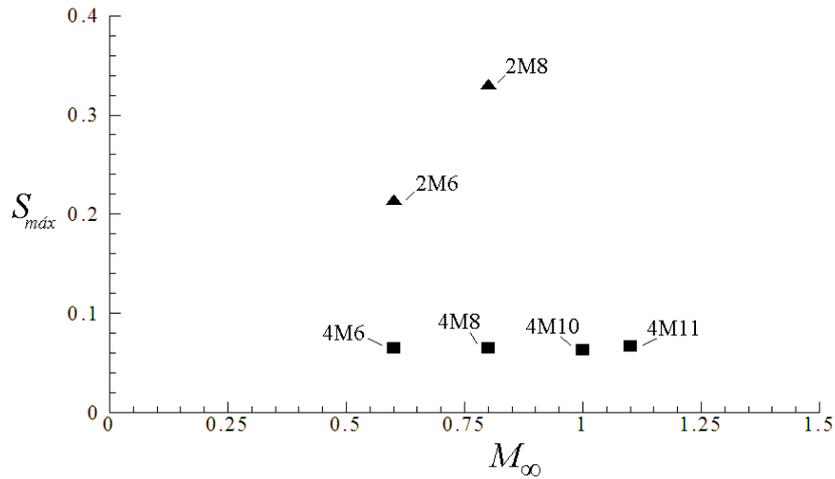


Figura 3.47: Número de Strouhal máximo em função de M_∞ referente às simulações apresentadas neste trabalho.

esteira, como pode ser observado a seguir no gráfico de S em função do número de Mach do escoamento não perturbado correspondente a cada simulação apresentada (fig. 3.47). Neste mesmo gráfico, são apresentados os valores do número de Strouhal dominante para os casos 2M6 e 2M8, a fim de se mostrar que o modo de camada cisalhante produz um som mais agudo, correspondente às altas frequências das instabilidades presentes na camada cisalhante, em relação aos modos de esteira e escoamento aberto. A figura 3.48 mostra a relação entre os valores máximos de OASPL em função de M_∞ para cada simulação efetuada neste trabalho. Pode-se inferir que a extensão da camada cisalhante por sobre toda região de abertura da cavidade funciona como um mecanismo redutor da intensidade do campo aeroacústico gerado pelos escoamentos, tal como foi observado nos casos 2M6, 2M8 e 4M11.

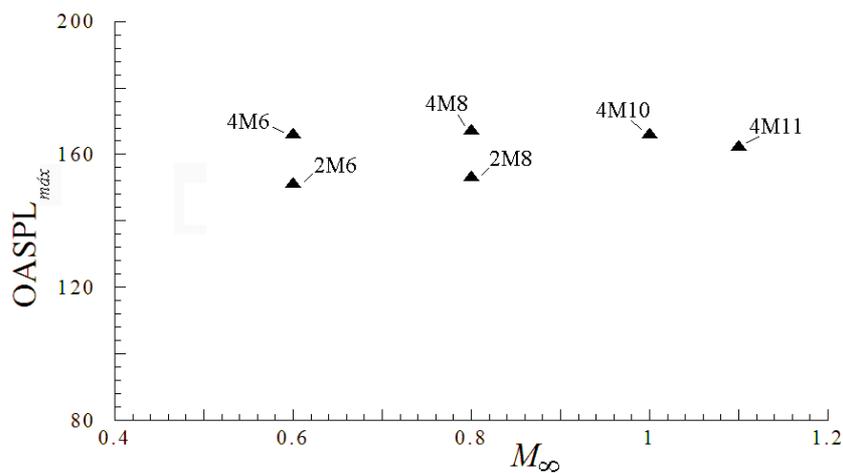


Figura 3.48: Valor máximo de OASPL em função do número de M_∞ referente às simulações apresentadas neste trabalho.

4 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

4.1 CONCLUSÕES GERAIS

Aplicou-se neste trabalho a metodologia numérica proposta por Ducros *et al.* [13] e implementada por Bobenrieth e Mendonça [4] ao cômputo dos campos aeroacústicos gerados pelos escoamentos laminares subsônico, transônico, e supersônico em cavidades retangulares de razões $l^*/d^* = 2$ e $l^*/d^* = 4$. Esta metodologia se mostrou de grande valia para o estudo deste tipo de escoamento, pois proporcionou uma visualização detalhada do campo aeroacústico gerado por cada regime de escoamento descrito neste trabalho, através da raiz vigésima do valor adimensional do campo do gradiente de temperatura.

As características inerentes ao modo de camada cisalhante descritas em literatura puderam ser observadas nos casos 2M6 e 2M8 efetuados neste trabalho. O campo de vorticidade instantâneo referente à simulação 2M6 apresentou boa concordância em relação ao apresentado por Rowley *et al.* [39]. Estes mesmos autores relataram que a configuração do escoamento interior à cavidade, no regime de camada cisalhante, não se altera significativamente ao aumento ou diminuição do número de Mach. O caso 2M8 mostrou características semelhantes à simulação 2M6, com um vórtice estacionário ocupando a metade posterior da cavidade e a camada cisalhante se estendendo por sobre toda região de abertura da cavidade. O vórtice estacionário presente no interior da cavidade é constantemente realimentado por injeção de quantidade de movimento proveniente da oscilação da camada cisalhante. A extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura da cavidade mostrou causar uma fraca interação entre o escoamento interno e externo à cavidade. Este fato pôde ser observado nas visualizações do campo instantâneo de vorticidade e c_p médios relacionadas às duas simulações 2M6 e 2M8, bem como no caso 2M6 efetuado por Rowley *et al.* [39]. O processo de retroalimentação composto pela colisão da camada cisalhante com a borda posterior da cavidade, e pelas excitações de perturbações nessa mesma camada, geradas pelas ondas de pressão que trafegam à montante, pode ser o principal mecanismo gerador do campo aeroacústico neste regime. A região próxima à borda posterior da cavidade mostrou ser a principal fonte geradora sonora, pois localiza os maiores valores de pressão. As frentes de ondas de pressão externas à cavidade produzem um som de características tonais, como pôde ser observado nos espectros de potência das

simulações 2M6 e 2M8. Os campos de níveis gerais de pressão sonora (OASPL) gerados pelas simulações 2M6 e 2M8 apresentaram valores máximos mais próximos aos coletados por Krishnamurty [24] em seu trabalho experimental, porém mais distantes em relação aos obtidos por Rowley *et al.* [39]. O acréscimo de $M_\infty = 0,6$ para $M_\infty = 0,8$, mantendo-se outros parâmetros constantes, não provocou um aumento significativo na intensidade do campo aeroacústico gerado pelas simulações 2M6 e 2M8, porém um som mais agudo é observado no caso 2M8. O espectro de potência para o caso 2M8 apresentou os valores de S dominante e subdominante condizentes com a correlação empírica de Rossiter [38]. As simulações 2M6 e 2M8 apresentaram divergência de valores de S dominante e subdominante em relação aos coletados por Rowley *et al.* [39]. Este fato pôde ser explicado pela diferença entre espessuras de camada limite empregada entre as simulações 2M6 e 2M8 efetuadas neste trabalho e a mesmas procedidas por Rowley *et al.* [39], o que altera a frequência de oscilação da camada cisalhante.

O modo de esteira pôde ser bem observado nas simulações efetuadas com cavidades de razão $l^*/d^* = 4$, para os casos 4M6, 4M8 e 4M10. O mecanismo de formação e expulsão do vórtice de dimensões próximas às da cavidade, bem como a sua colisão com a borda posterior da cavidade, foi detectado nessas três simulações, o que caracteriza o modo de esteira. Observou-se que a geração e expulsão desse vórtice do interior da cavidade ocasionou o descolamento das camadas limites formadas antes e após a cavidade, como apresentado nas visualizações do campo instantâneo de vorticidade para o caso 4M6, o qual obteve boa concordância em relação a essa mesma simulação realizada por Rowley *et al.* [39]. Esse mesmo descolamento de camadas limites pôde ser também observado nas visualizações aeroacústicas dos casos 4M8 e 4M10. A colisão do vórtice de larga escala com a borda posterior da cavidade, para o caso 4M6, ocasionou a formação de ondas de pressão que trafegam à montante. Já o caso 4M8, caracterizado pelo regime transônico, apresentou o aparecimento de ondas de pressão e de choque após a colisão do vórtice principal. A formação de ondas de choque do tipo *lambda* a partir da colisão do vórtice de larga escala ocorreu na simulação 4M10, na qual se tem o regime transônico. Não obstante os casos 4M8 e 4M10 apresentarem ondas de choque, os valores máximos de OASPL não se diferenciaram significativamente em relação à simulação 4M6. A simulação 4M8 apresentou valores de OASPL mais elevados a uma altura de $8d$ em relação aos casos 4M6 e 4M10. O menor nível geral de pressão sonora para a simulação 4M10, em relação à simulação 4M8, pode ser explicado pela extensão de formação do vórtice principal sobre quase toda a região de abertura da cavidade, o que provocou uma menor interação entre os escoamentos interno e externo à cavidade. Para esses três casos, o aumento do

número de Mach também não influenciou na frequência de formação e colisão do vórtice principal com a borda posterior da cavidade, o que pôde ser observado nos espectros de potência dessas três simulações. A irrelevante diferença entre os valores de frequência dominante entre esses três casos constitui-se uma característica do regime de esteira, o qual Rowley *et al.* [39] concluíram que o modo de esteira apresenta uma relação de independência entre a frequência característica das perturbações do escoamento interior à cavidade e o número de Mach, ou seja, a variação do número de Strouhal é irrelevante ao aumento ou decréscimo de M_∞ . Os valores de S dominante entre os casos 4M6 e 4M8 efetuados neste trabalho, e os seus correspondentes executados por Rowley *et al.* [39] apresentaram divergências de 1,5% entre os casos 4M6, e de 6,1% entre as simulações 4M8. A configuração de linhas de corrente média nestes três casos se assemelham, com a simulação 4M6 em concordância com a mesma efetuada por Rowley *et al.* [39]. A simulação 4M10 apresenta os maiores valores de c_p médio, porém a baixa deflexão das linhas de corrente média acima da cavidade, em relação aos casos 4M6 e 4M8, demonstra que o grau de interação entre os escoamentos interno e externo à cavidade pode ser o fator determinante ao nível de intensidade do campo aeroacústico. Apesar dos escoamentos presentes nos casos 4M8 e 4M10 efetuados neste trabalho serem transônicos, os mesmos não apresentaram características do modo de cavidade fechada, pois um som tonal é observado nessas duas simulações, de acordo com os respectivos espectros de potência das figuras 3.39 e 3.40, nos quais se observa o pico de maior energia muito mais ressaltado em relação aos sub-harmônicos. Este fato vai de encontro com o que foi relatado por Grace [18], o qual observa um espectro de som de banda larga para o regime de cavidade fechada.

A simulação 4M11 apresentou características aeroacústicas inerentes ao escoamento aberto. Dentre estas, a presença de um vórtice estacionário preenchendo a segunda metade do interior da cavidade, e a extensão da camada cisalhante por sobre toda região de abertura da cavidade. Plentovich [29] observou uma distribuição uniforme de pressão ao longo de uma linha paralela e próxima à superfície da cavidade neste regime. Esta distribuição uniforme de pressão também foi observada no caso 4M11, possivelmente causada pela fraca interação entre o escoamento interno e externo à cavidade. Tal baixa interação é ocasionada pela extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura da cavidade, semelhante ao que ocorre no modo de camada cisalhante. A formação de ondas de choque, ocasionada pela colisão da camada cisalhante com a borda posterior da cavidade, e a velocidade do escoamento, parecem não ser os fatores determinantes à geração do campo sonoro, pois o campo de OASPL no caso 4M11 possui intensidade inferior ao formado

na simulação 4M10. As linhas de corrente média acima da cavidade se mostram com baixa deflexão, praticamente paralelas à superfície da cavidade, devido à baixa interação entre os escoamentos interno e externo à cavidade ocasionada pela extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura. O espectro de potência para o caso 4M11 apresenta uma emissão sonora de natureza tonal, o que é uma característica do regime de escoamento aberto [29]. A frequência adimensional dominante não divergiu significativamente em relação aos casos 4M6, 4M8 e 4M10, sendo a relação l^*/d^* possível fator determinante à frequência de emissão sonora.

Dentre todos os regimes de escoamento em cavidade estudados neste trabalho, pode-se inferir que os fatores determinantes ao campo aeroacústico produzido são:

- campo de vorticidade interno à cavidade;
- extensão da camada cisalhante sobre a região de abertura da cavidade;
- razão l^*/d^* .

Estes parâmetros apontaram o caso 2M8 como o de emissão sonora mais aguda e a simulação 4M10 apresentou o som mais grave. Todos os casos aqui estudados apresentaram um campo aeroacústico de natureza tonal, causado principalmente pela colisão periódica da camada cisalhante (2M6, 2M8 e 4M11) ou do vórtice de dimensões próximas às da cavidade (4M6, 4M8 e 4M10) com a borda posterior da cavidade. Para todas as simulações efetuadas, as visualizações do campo médio do coeficiente de pressão apresentaram os seus maiores valores concentrados na região vizinha à borda posterior da cavidade, e os menores no centro da região de maior vorticidade. Pôde-se notar que a extensão da camada cisalhante funciona como um mecanismo redutor da intensidade do campo aeroacústico gerado pelos escoamentos nos modos de camada cisalhante e de escoamento aberto.

Foram detectadas ondas de pressão longitudinais trafegando entre as paredes anterior e posterior da cavidade nos casos 4M8, 4M10 e 4M11, o que se faz considerar neste trabalho a razão $l^*/d^* = 4$ inerente à cavidade profunda, como é relatado por Murray *et al.* [28], os quais classificam a razão $l^*/d^* < 10$ para as cavidades profundas e $l^*/d^* > 10$ para as cavidades rasas.

4.2 RECOMENDAÇÕES PARA PESQUISAS FUTURAS

Em vista das simulações realizadas neste trabalho serem bidimensionais, faz-se necessária a execução de simulações tridimensionais para se capturar os fenômenos do escoamento turbulento sobre cavidades retangulares. A ênfase do trabalho apresentado foi o conhecimento dos distintos campos aeroacústicos produzidos nas simulações efetuadas. Sendo assim, sugerem-se pesquisas futuras relacionadas também ao emprego de mecanismos redutores de intensidade do campo aeroacústico gerado às simulações numéricas, como os propostos em experimentos por Vakili e Gauthier [51] ou por Zhang *et al.* [54]. Sugere-se como foco principal a essas pesquisas a redução das oscilações presentes na camada cisalhante, bem como forçá-la a se estender sobre toda região de abertura da cavidade em regimes como o modo de esteira. A extensão sobre a região de abertura da cavidade e as perturbações presentes nessa camada parecem ser um dos fatores determinantes quanto ao nível de intensidade do campo aeroacústico gerado pela cavidade.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ANDERSON, J. D. (2001). *Fundamentals of Aerodynamics*, Third Edition, McGraw-Hill Higher Education, 2001.
- [2] ANDERSON, D. A., TANNEHILL, J. C., PLETCHER, R. H. (1983). *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, Hemisphere Publishing Corporation, 1st ed., New York.
- [3] BARKLEY D., GOMES M. G. E HENDERSON R. (1999). *Three-Dimensional Instability in Flow over a Backward-Facing Step*, Submitted to J. Fluid Mech.
- [4] BOBENRIETH MISERDA, R. F. e MENDONÇA, A. F. (2005). *Numerical Simulation of the Vortex-Shock Interactions in a Near-Base Laminar Flow*, AIAA 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2005-0316, Reno, Nevada.
- [5] BOBENRIETH MISERDA, R. F. e LEAL, R. G. (2006). *Numerical Simulation of the Unsteady Aerodynamic Forces over a Circular Cylinder in Transonic Flow*, AIAA 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada.
- [6] BOBENRIETH MISERDA, R. F., JALOWITZKI, J. R. e LAUTERJUNG Q., R. (2006). *On the Effect of the Plunging and Pitching Motions over the Dynamic Response of an Airfoil in Transonic Laminar Flow*, AIAA 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada.
- [7] BOBENRIETH MISERDA, R. F. e CARVALHO, A. G. F. (2006). *On the Effect of the Plunging Velocity over the Aerodynamic Forces for an Airfoil in Subsonic Laminar Flow*, AIAA 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada.
- [8] BRENTNER, K. S., COX, J. S., RUMSEY, C. L., YOUNIS, B. A. (1997). *Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems*, NASA Conference Publication 3352.

- [9] CARVALHO, A. G. F. e BOBENRIETH MISERDA, R. F. (2006). *Direct Numerical Computation of the Sound Generated by Transonic Flow Over a Deep Cavity*, Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, ENCIT 2006, Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering, ABCM, Curitiba, Brazil, Dec. 5-8, 2006.
- [10] CATTAFESTA, L., SHUKLA, D., GARG, S., e ROSS, J. (1999). *Development of an Adaptive Weapons-Bay Suppression System*, AIAA paper 1999-1901.
- [11] DIX, R. E. e BAUER, R. C. (2000). *Experimental and Predicted Acoustic Amplitudes in a Rectangular Cavity*, AIAA Paper, No. 2000-0472.
- [12] DUCROS, F., FERRAND, V., NICOUD, F., WEBER, C., DARRAQ, D., GACHERRIEU, C., POINSOT, T. (1999). *Large-Eddy Simulation of the Shock/Turbulence Interaction*, Journal of Computational Physics, 152, 517-549.
- [13] DUCROS, F., LAPORTE, F., SOULÈRES, T., GUINOT, V., MOINAT, P., CARUELLE, B. (2000). *High-Order Fluxes for Conservative Skew-Symmetric-like Schemes in Structured Meshes: Application to Compressible Flows*, Journal of Computational Physics, 161, 114-139.
- [14] DUCROS, F., FERRAND, V., NICOUD, F., WEBER, C., DARRAQ, D., GACHERRIEU, C., POINSOT, T. (1999). *Large-Eddy Simulation of the Shock/Turbulence Interaction*, Journal of Computational Physics, 152, pp. 517-549.
- [15] FORESTIER N., JACQUIN L. e GEOFFROY P. (2003). *The Mixing Layer over a Deep Cavity at High-Subsonic Speed*, Journal of Fluid Mech., 475, pp. 101 - 145.
- [16] FOX J. (1965). *Flow Regimes in Transverse Rectangular Cavities* In Proc. 1965 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. Stanford Univerity.
- [17] GHARIB M. e ROSHKO A. (1987). *The Effect of Flow Oscillations on Cavity Drag*, J. Fluid Mech., 177, pp. 501 - 530.
- [18] GRACE, S. M. (2001). *An Overview of Computational Aeroacoustic Techniques Applied to Cavity Noise Prediction*, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV.
- [19] GROENEWEG, J. F., SOFRIN, T. G., RICE E. J. (1991). *Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theory and Practice*, NASA TR-90-3052.

- [20] GROPP, W., LUSK, E. e SKJELLUM, A. (1999). *Using MPI: Portable Parallel Programming with the Message-Passing Interface*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 2nd ed.
- [21] HIRSCH, C. (1988). *Numerical Computation of Internal and External Flows*, John Wiley & Sons, Chichester, Vol. 1, 1st ed.
- [22] HUERRE P. e MONKEWITZ P. A. (1985). *Absolute and Convective Instabilities in Free Shear Layers*, J. Fluid Mech., 159, pp. 151 - 168.
- [23] JAMESON, A., SCHMIDT, W., TURKEL, E. (1981). *Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes*, AIAA 14th Fluid and Plasma Dynamics Conference, AIAA-81-1259, Palo Alto, California.
- [24] KRISHNAMURTY, K. (1956). *Sound Radiation from Surface Cutouts in High Speed Flow*, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- [25] KROTHAPALLI A., ELAVARASAN R., VENKATAKRISHNAN L. e LOURENCO, L. (2000). *Suppression of Self-Sustained Oscillations in a Supersonic Impinging Jet*, AIAA Journal, 39 (12), 2366-2373.
- [26] LOCKARD, D. P., LILLEY, G. M. (2004). *The Airframe Noise Reduction Challenge*, NASA TM-2004-213013.
- [27] MORSE P. e SHIEH C. (1999). *Parallel Numerical Simulation of Subsonic Cavity Noise* AIAA paper, 99 - 1891.
- [28] MURRAY R. C. M., ELLIOTT G. S. (2001). *Characteristics of the Compressible Shear Layer over a Cavity*, AIAA Journal, Vol. 39, No. 5, May.
- [29] PLENTOVICH, E. (1992). *Three-dimensional Cavity Flow Fields at Subsonic and Transonic Speeds*, Tech. Rep. TM 4209, NASA Langley Research Center.
- [30] POWELL, A. (1953). *On the noise emanating from a two-dimensional jet above the critical pressure*, Aeronautical Quarterly, 5, pp. 103-122.
- [31] POWELL A. (1953). *On Edge Tones and Associated Phenomena*, Acustica 3, pp. 233 - 243.
- [32] POWELL A. (1961). *On the Edgetone*, J. Acoust. Soc. Am. 33, pp. 395 - 409.

- [33] RAMAN, G. (1999). *Supersonic Jet Screech: Half-Century from Powell to the Present*, Journal of Sound and Vibration, 225(3), pp. 543-571.
- [34] RAMAN, G., ENVIA, E., e BENCIC, T. J. (1998). *Tone Noise and Nearfield Pressure Produced by Jet-Cavity Interaction*, Tech. Rep. TM 1998 - 208836 AIAA Paper No, 99-0604, NASA Lewis Research Center.
- [35] RIZZETTA, D. P. (1988). *Numerical Simulation of Supersonic Flow over a Three-Dimensional Cavity*, AIAA Journal, Vol 26, No 7.
- [36] ROCKWELL D. e NAUDASHER E. (1980). *Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities*, Transactions of ASME, 100, pp. 152 - 165.
- [37] ROSHKO A. (1955). *Some Measurements of Flow in a Rectangular Cutout* NACA TN, 3488.
- [38] ROSSITER, J. E. (1964). *Wind-tunnel Experiments on the Flow Over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds*, Tech. Rep. Reports and Memo, No. 3438, Aeronautical Research Council.
- [39] ROWLEY C. W., COLONIUS T. e BASU A. J. (2002). *On Self-Sustained Oscillations in Two-Dimensional Compressible Flow over Rectangular Cavities*, J. Fluid Mech., Vol. 455, pp. 315 - 346.
- [40] ROWLEY C. W. (2002). *Modeling, Simulation and Control of Cavity Oscillations*, Thesis by Clarence W. Rowley Technical Report for the Department of Mechanical Engineering California Institute of Technology, Pasadena, California.
- [41] RUBIO, G., ROECK, W., BAELMANS, M., DESMET, W. (2005). *Numerical Study of Noise Generation Mechanism in Rectangular Cavities*, Euromech Colloquium 467: Turbulent and Noise Generation, July 18-20, Marseille, France.
- [42] SARNO, R. e FRANKE, M. (1994). *Suppression of Flow-Induced Pressure Oscillations in Cavities*, Journal of Aircraft , Vol. 31, No. 1, pp. 90-96.
- [43] SAROHIA, V. (1977). *Experimental Investigation of Oscillations in Flows Over Shallow Cavities*, AIAA Journal, Vol. 15, No. 7.
- [44] SCHLICHTING, H. (1968). *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill Book Company, 6th ed., New York.

- [45] SHAW, L., CLARK, R., e TALMADGE, D. (1988). *F-111 Generic Weapons Bay Acoustic Environment*, Journal of Aircraft, Vol. 25, No. 2, pp. 147-153.
- [46] SRINIVASAN, S. e BAYSAL, O. (1991). *Navier-Stokes Calculations of Transonic Flow Past Cavities*, Journal of Fluids Engineering, Vol. 113, pp. 369 - 376.
- [47] STANEK, M., RAMAN, G., ROSS, J., ODEDRA, J., PETO, J., ALVI, F. S., e KIBENS, V. (2002). *High Frequency Acoustic Suppression - The Role of Mass Flow, The Notion of Superposition, And The Role of Inviscid Instability - A New Model (Part II)*, AIAA paper 2002-2404.
- [48] TAM, C. K. W. (1991). *Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theory and Practice*, NASA TR-90-3052.
- [49] TRACY, M. B. e PLENTOVICH, E. (1992). *Measurements of Fluctuating Pressure in a Rectangular Cavity in Transonic Flow at High Reynolds Numbers*, Tech. Rep. TM 4363, NASA Langley Research Center, 1992.
- [50] UKEILEY, L. S., PONTON, M. K., SEINER, J. M., e JANSEN, B. (2004). *Suppression of Pressure Loads in Cavity Flows*, AIAA Journal, Vol. 42, No. 1, pp. 70-79.
- [51] VAKILI, A. e GAUTHIER, C. (1994). *Control of Cavity Flow by Upstream Mass-Injection*, Journal of Aircraft , Vol. 31, No. 1, pp. 169-174.
- [52] WOOLLEY J. P. E KARAMCHETTI K. (1974). *Role of Jet Stability in Edgetone Generation* AIAA J. 12, 1456 - 1458.
- [53] YEE, H. C. (1997). *Explicit and Implicit Multidimensional Compact High-Resolution Shock-Capturing Methods: Formulation*, Journal of Computational Physics, 131, pp. 216-232.
- [54] ZHANG, X., CHEN, X., RONA, A., e EDWARDS, J. (1999). *Attenuation of Cavity Flow Oscillation Through Leading Edge Flow Control*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 221, No. 1, pp. 23-47.